

Ruhr-Universität Bochum



Untersuchung der Zustände
 $D_{s1}(2536)^+$ und $Z(3930)$

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

vorgelegt von
Torsten Schröder
geb. in Dortmund

Bochum, im Februar 2008

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Koch
2. Gutachter: Prof. Dr. U. Wiedner
(Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik, Ruhr-Universität Bochum)

Tag der mündlichen Prüfung: 24. April 2008

Inhaltsverzeichnis

I	Grundlagen	1
1	Einleitung	2
1.1	Das Standardmodell	2
1.2	Quantenchromodynamik	3
1.3	Elektron-Positron-Wechselwirkungen	5
2	Das <i>BABAR</i>-Experiment	7
2.1	Motivation des Experiments	7
2.2	Die Beschleunigeranlage	8
2.3	Der <i>BABAR</i> -Detektor	10
2.3.1	Der Vertex-Detektor	10
2.3.2	Die Driftkammer	12
2.3.3	Der Cherenkov-Detektor	13
2.3.4	Das elektromagnetische Kalorimeter	14
2.3.5	Die Magnetspule und das instrumentierte Eisenjoch	15
2.4	Auslese und Daten	16
II	Analyse des Zerfalls $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K_s^0$	18
3	Einleitung	19
3.1	Spektrum der $c\bar{s}$ -Mesonen	19
3.2	Analyse	20
4	Daten	22
4.1	Messdaten	22
4.2	Monte Carlo-Simulationsdaten	22
5	Rekonstruktion des Zerfalls $D_{s1}^+ \rightarrow D^{*+}K_s^0$	24
5.1	Einleitung	24
5.2	Vorselektion	25
5.2.1	Tag-Level	25
5.2.2	K_s^0 -Kandidaten	25
5.2.3	Spurrekonstruktion	25
5.2.4	Teilchenidentifikation	26
5.2.5	Kombinatorik	28
5.3	D_{s1}^+ -Selektion	29
5.3.1	D^0 -Massenspektrum	30

5.3.2	$D^{*+} - D^0$ Massendifferenz	31
5.3.3	K_S^0 -Massenspektrum	31
5.3.4	K_S^0 -Zerfallswinkel	31
5.3.5	Zusammenfassung der Selektionskriterien	33
6	Bestimmung der Detektorauflösung	37
6.1	Grundlagen	37
6.2	Auflösungsmodell	38
6.3	Monte Carlo-Studien	38
6.3.1	Spurrekonstruktion	38
6.3.2	Impulsverteilung	39
6.4	Parametrisierung	46
6.4.1	Impulsabhängiges Auflösungsmodell	47
6.4.2	Korrektur der Monte Carlo-Daten	50
6.5	Überprüfung des Auflösungsmodells	50
7	Bestimmung der D_{s1}^+-Parameter aus den Messdaten	57
7.1	Masse und Zerfallsbreite des D_{s1}^+	57
7.2	Zerfallswinkelverteilung	60
8	Systematische Unsicherheiten für das D_{s1}^+	65
8.1	Detektorauflösung	65
8.2	Rekonstruktion	66
8.2.1	Materialbelegung in der Tracking-Region	67
8.2.2	Magnetfeld	68
8.2.3	SVT-Alignment	69
8.2.4	ϕ -Abhängigkeit	69
8.2.5	Weitere Detektor-Abhängigkeiten	76
8.3	Parametrisierung	77
8.4	Kombination der Ergebnisse	81
9	D_{s1}^+-Analyse: Zusammenfassung	84
III	Suche nach Resonanzen in $\gamma\gamma \rightarrow D^0\bar{D}^0, \gamma\gamma \rightarrow D^+D^-$	86
10	Einleitung	87
10.1	Spektrum der Charmonium-Resonanzen	87
10.2	Analyse	87
10.3	Daten	89
10.3.1	Messdaten	89
10.3.2	Monte Carlo-Simulationsdaten	89
11	Kriterien für 2-Photon-Ereignisse	91
11.1	Kontrolldatensatz	91
11.2	Selektionskriterien	93

12	Rekonstruktion des Zerfalls $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$	96
12.1	Selektion und Rekonstruktion	96
12.1.1	Zerfallskanal N4	96
12.1.2	Zerfallskanal N5	100
12.1.3	Zerfallskanal N6	101
12.1.4	Zerfallskanal N7	105
12.1.5	Zerfallskanal C6	107
12.2	Kombinierte Daten	108
13	Effizienz und Auflösung	113
13.1	Rekonstruktionseffizienz	113
13.2	Detektoraufösung	114
14	Bestimmung der $Z(3930)$-Parameter aus den Messdate	121
14.1	Masse und Zerfallsbreite	121
14.2	Systematische Studien	122
14.3	Winkelverteilung	123
14.4	Wirkungsquerschnitt und 2-Photon-Breite	128
15	2-Photon-Analyse: Zusammenfassung	130
IV	Anhang	131
A	Mathematische Grundlagen	132
A.1	Kinematische Anpassung	132
A.2	χ^2 -Methode	133
A.3	Maximum-Likelihood-Methode	134
A.4	Multigauss-Verteilung	135
A.5	Relativistische spin-abhängige Breit-Wigner-Linienform	135
A.6	Faltung	136
A.7	Kombination von Messwerten und Fehlern	137
A.7.1	BLUE-Methode	137
A.7.2	Erweitertes χ^2	137
B	Helizitätsformalismus	139
B.1	Grundlagen	139
B.2	Winkelverteilung für die D_{s1}^+ -Analyse	140
B.3	Winkelverteilung für die 2-Photon-Analyse	141
	Abbildungsverzeichnis	145
	Tabellenverzeichnis	146
	Literaturverzeichnis	148

Teil I
Grundlagen

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt die fundamentalen Elementarteilchen und die Wechselwirkungen, denen diese Teilchen unterliegen. Die vier Wechselwirkungen, durch die alle physikalischen Vorgänge letztendlich beschrieben werden können, sind: Gravitation, schwache Kraft, Elektromagnetismus und starke Kraft. Da die Kopplungsstärke der Gravitation um 24 Größenordnungen kleiner ist als die der nächststärkeren Wechselwirkung, kann die Schwerkraft im mikroskopischen Bereich der Elementarteilchen vernachlässigt werden.

Die Kräfte werden im Standardmodell durch Eichtheorien beschrieben. Die Übertragung einer Kraft zwischen zwei Teilchen wird durch den Austausch virtueller Vektorbosonen mit ganzzahligem Spin vermittelt (Tab. 1.1), die im Vergleich zu ihren reellen Pendanten nicht auf der Massenschale liegen müssen (d.h. die Relation $E^2/c^4 - p^2/c^2 = m^2$ muss nicht erfüllt sein). Die Mittlerteilchen der schwachen Kraft, die an die schwache Ladung koppeln, sind die W^\pm - und Z^0 -Bosonen. Aus der großen Ruhemasse dieser Teilchen (80 bzw. 91 GeV/ c^2) folgt gemäß der Unschärferektion die geringe Reichweite dieser Kraft. Elektrisch geladene Teilchen unterliegen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die sowohl im mikroskopischen wie auch im makroskopischen Bereich von Bedeutung ist und durch den Austausch virtueller Photonen vermittelt wird. Als Austauscheteilchen der starken Kraft dienen acht Gluonen, die an die starke Farbladung koppeln. Die Gluonen selbst tragen auch Farbladung und unterliegen somit einer gegenseitigen Wechselwirkung, woraus die kurze Reichweite dieser Kraft folgt. Details zur starken Wechselwirkung werden im nächsten Abschnitt im Rahmen der Quantenchromodynamik besprochen.

Neben den Vektorbosonen gibt es zwölf elementare Teilchen, aus denen sich die bekannte Materie zusammensetzt: sechs Quarks und sechs Leptonen sowie ihre jeweiligen Antiteilchen (Tab. 1.2). Bei den Materiebausteinen handelt es sich um Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, die der schwachen und im Falle einer Ladung ungleich Null auch der elektromagnetischen Wechselwirkung unterliegen [Pd06].

Die Leptonen (Elektron, Muon und Tau und die entsprechenden drei Neutrinos) lassen sich in drei Generationen unterteilen und nach den Leptonenzahlen L_e , L_μ und L_τ klassifizieren. Die sechs Quarks lassen sich anhand des *Isospins* (I_z) und der *Flavors* (*Strangeness* S , *Charm* C , *Bottom* B , *Top* T) unterscheiden und werden ebenfalls in drei Generationen unterteilt. Weiterhin unterliegen die Quarks als Trä-

Wechselwirkung	relative Stärke	Reichweite [m]	Wechselwirkung zwischen	Mittlerteilchen
starke Kraft	1	10^{-15}	Farbladung	8 Gluonen
Elektromagnetismus	10^{-2}	∞	elektrische Ladung	Photon
schwache Kraft	10^{-14}	$2 \cdot 10^{-18}$	schwache Ladung	W^\pm, Z^0
Gravitation	10^{-38}	∞	Masse	Graviton (?)

Tabelle 1.1: Eigenschaften und Austauscheteilchen der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Das Graviton ist ein hypothetisches Teilchen, das bislang nicht beobachtet wurde.

q	Q [e]	I_z	C	S	T	B	Masse [MeV/ c^2]	l	Q [e]	L_e	L_μ	L_τ	Masse [MeV/ c^2]
u	+2/3	1/2	0	0	0	0	1,5 – 3,0	e^-	-1	1	0	0	0,511
d	-1/3	-1/2	0	0	0	0	3 – 7	ν_e	0	1	0	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
c	+2/3	0	1	0	0	0	1025	μ^-	-1	0	1	0	105,658
s	-1/3	0	0	-1	0	0	95	ν_μ	0	0	1	0	$< 0,19$
t	+2/3	0	0	0	1	0	174200	τ^-	-1	0	0	1	1776,99
b	-1/3	0	0	0	0	-1	4700	ν_τ	0	0	0	1	$< 18,2$

Tabelle 1.2: Die zwölf elementaren Quarks (q) und Leptonen (l). Die elektrische Ladung Q ist in Einheiten der Elementarladung $e = 1,602 \cdot 10^{-19}C$ angegeben. Die jeweiligen Antiteilchen unterscheiden sich nur im Vorzeichen der Ladung und des Flavors bzw. der Leptonenzahl.

ger der starken Farbladung (die drei möglichen Ladungen werden als *rot*, *blau* und *grün* bezeichnet) zusätzlich auch der starken Wechselwirkung.

1.2 Quantenchromodynamik

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird erfolgreich durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Analog dazu wurde die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) entwickelt, welche eine gute Beschreibung der starken Wechselwirkung darstellt. Die Mittlerteilchen der starken Wechselwirkung sind die masselosen Gluonen, die an die Farbladung der Quarks koppeln. Dabei tragen die Gluonen auch selbst gleichzeitig Farbe und Antifarbe, wobei aufgrund gruppentheoretischer Überlegungen acht Kombinationen möglich sind. Somit unterliegen sie, anders als das neutrale Photon in der elektromagnetischen Wechselwirkung, auch selbst der starken Kraft. Diese Selbstwechselwirkung führt zu Besonderheiten im Verhalten der starken Wechselwirkung, die sich stark von dem der anderen Kräfte unterscheidet. Bei der Betrachtung von $c\bar{c}$ -Zuständen zeigt sich, dass die relativen Abstände der niederen Energieniveaus eine Ähnlichkeit zum Positronium-Spektrum aufweisen. Daher sollte das Potential der starken Wechselwirkung bei kleinen Abständen der Quarks Coulomb-artig sein. Da die höheren Zustände von der Verteilung beim Positronium abweichen und zudem auch keine Quarks als freie Teilchen beobachtet werden, wird

das Potential durch einen weiteren linearen Term ergänzt [Po99]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad (1.1)$$

Die Grösse α_s bezeichnet die *laufende Kopplungskonstante* der starken Kraft, die vom Abstand der Quarks zueinander abhängt. In der QED emittiert eine Testladung im Vakuum aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe virtuelle Photonen, die wiederum in Elektron-Positron-Paare zerfallen. Die sich so bildende Ladungswolke wird derart polarisiert, dass die Testladung teilweise abgeschirmt wird. Die beobachtete effektive Ladung nimmt daher mit wachsendem Abstand zur Testladung ab. Im Grenzfalle großer Abstände bzw. kleiner Energien ergibt sich für die Kopplungskonstante ein Wert von $1/137$, wodurch in der QED mit störungstheoretischen Methoden gerechnet werden kann. Analog hierzu ist in der QCD ein Quark von einer Wolke aus Gluonen, Gluon-Paaren und virtuellen Quark-Antiquark-Paaren umgeben. Die Polarisation durch Quarks- und Gluonen führt zur Abnahme der effektiven Farbladung bei Annäherung an das Quark. Im Falle kleiner Abstände ($\ll 1$ fm) bzw. hoher Energien der Quarks nimmt die Kopplungskonstante daher kleine Werte an, was zur *asymptotischen Freiheit* der Quarks in diesem Bereich führt. Die Quarks können dann als quasi-freie Teilchen betrachtet werden und es lassen sich störungstheoretische Methoden anwenden (perturbative QCD). Die Konstituenten von gebundenen Hadronensystemen weisen gerade solche Abstände auf, dass die Störungsrechnung nicht mehr anwendbar ist (Bereich der nicht-perturbativen QCD). Wird der Abstand zwischen zwei Quarks erhöht, nimmt auch die Kopplung zwischen den Teilchen zu. Mit zunehmendem Abstand wird der Energieinhalt so groß, dass ein neues Quark-Antiquark-Paar entsteht, welches sich mit den ursprünglichen Quarks zu neuen Teilchen verbindet. Dieses Prinzip wird als *Confinement* bezeichnet und führt dazu, dass keine einzelnen freien Quarks beobachtet werden.

Quarks verbinden sich zu Hadronen, die stets nach aussen hin farbneutral sind. Konventionelle Hadronen sind Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen, sowie die aus drei Quarks bestehenden Baryonen. Weiterhin werden auch sogenannte exotische Zustände vorhergesagt, zu denen mögliche Kandidaten beobachtet wurden, deren eindeutige Zuordnung aber noch aussteht. Dazu zählen Multiquark-Zustände, die aus vier oder fünf Quarks bestehen und Molekül-artige Verbindungen eingehen sowie Hybride, die neben einem Quark-Antiquark-Paar ein zusätzliches konstituierendes Gluon besitzen. Weiterhin sind reine Gluonen-Verbindungen möglich, die als Gluonenbälle bezeichnet werden.

Die Motivation der Hadronenspektroskopie ist die Vermessung aller bekannten Mesonen und Baryonen bezüglich Masse, Lebensdauer, Quantenzahlen und Zerfallsarten sowie die Suche nach neuen konventionellen und exotischen Teilchenzuständen. Eine Präzisierung und Verbesserung der zugrundeliegenden Modelle führt zu einem besseren Verständnis der nicht-perturbativen QCD. In der ersten hier vorgestellten Analyse wird das D_{s1}^+ -Meson, das aus einem schweren charm- und einem leichten strange-Quark besteht, untersucht. Die zweite Analyse beinhaltet die Suche nach Charmonia, Teilchen, die aus zwei schweren charm-Quarks aufgebaut sind. Details zu diesen beiden Mesonenarten finden sich in den Einleitungen zu den jeweiligen Analysen (Kap. 3.1 und Kap. 10.1).

1.3 Elektron-Positron-Wechselwirkungen

Das *BABAR*-Experiment, dessen Daten für die hier vorgestellten Analysen verwendet werden, befindet sich an einem Elektron-Positron-Collider (Details siehe Kapitel 2.2). Im Folgenden werden Prozesse diskutiert, die zur Erzeugung von Hadronen oder Leptonen führen. Neben der direkten Elektron-Positron-Annihilation in ein virtuelles Photon (oder ein virtuelles Z^0 bei ausreichend hohen Strahlenergien), das anschließend hadronisiert (Abb. 1.1a), sind auch andere Wechselwirkungsprozesse möglich. In einem *Initial State Radiation* (ISR) Prozess (Abb. 1.1b) strahlt eines der einlaufenden Leptonen ein Bremsstrahlungsphoton ab. Die folgende Annihilation von Elektron und Positron findet dann bei einer geringeren Schwerpunktsenergie statt. Da die Energie des abgestrahlten Photons für jeden ISR-Prozess unterschiedlich ist, können Teilchen in einem weiten Massenbereich direkt resonant produziert werden. In beiden Fällen können allerdings nur Zustände mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ direkt in *Formation* (d.h. durch die Hadronisierung des virtuellen Photons) erzeugt werden, andere Resonanzen hingegen nur in *Produktion* (d.h. in Folge weiterer Zerfälle).

Weiterhin ist es möglich, dass beide einlaufende Leptonen in Folge eines Streuprozesses Bremsstrahlung emittieren und nicht annihilieren. Die zwei Photonen wechselwirken miteinander und hadronisieren in ein $q\bar{q}$ -Paar oder bilden ein $\ell^+\ell^-$ -Paar (Abb. 1.1c). Da dieser Prozess in der zweiten Analyse der Produktionsmechanismus ist, sollen hier grundlegende Details betrachtet werden [Co88]. Bezüglich des Nachweises der ausgehenden Leptonen gibt es drei Optionen: beide werden nachgewiesen (*double-tag*), nur eines wird nachgewiesen (*single tag*) oder keines (*no-tag*). Die hier vorgestellte Analyse wird im no-tag Modus durchgeführt, da man sich auf kleine Streuwinkel beschränkt und die Elektronen und Positronen in diesem Fall die Nachweisregion des Detektors nicht erreichen. Der no-tag Modus liefert aufgrund der geringeren Zahl nachzuweisender Teilchen eine höhere Anzahl rekonstruierter Ereignisse, allerdings auch mehr Untergrund.

In einem Annihilationsprozess $e^+e^- \rightarrow \gamma^*$ ist das entstandene Photon hochgradig virtuell, da die Masse durch $m_\gamma^2 = q_\gamma^2 = (E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (p_{e^+} + p_{e^-})^2$ gegeben ist. Daraus folgt für den Wirkungsquerschnitt eine Abhängigkeit $\sigma \propto 1/q_\gamma^2 = 1/E^2$, wobei q_γ^2 für jede Annihilation gleich ist. Bei den 2-Photon-Prozessen führen geringe Streuwinkel zu quasi-reellen, d.h. nahezu masselosen emittierten Photonen.

$$m_\gamma^2 = 2m_e^2 - 2pp'(1 - \cos\theta) \approx -2E_e E'_e (1 - \cos\theta) \quad (1.2)$$

Für den Grenzfall $\theta \rightarrow 0$ wird die Gesamtenergie im $\gamma\gamma$ -System zu

$$W_{\gamma\gamma} = 2\sqrt{(E_{e^+} - E'_{e^+})(E_{e^+} - E'_{e^+})}. \quad (1.3)$$

In diesem Fall werden die erlaubten Quantenzahlen der produzierten Resonanzen durch die Quantenzahlen der Photonen bestimmt: für die Ladungskonjugation gilt $C = +1$ und J^P reduziert sich auf die möglichen Werte $0^\pm, 2^\pm, 3^+ \dots$. Ein Gesamtspin von $J = 1$ sowie ungerade Werte für J^P sind nach dem Yang-Theorem für quasireelle Photonen stark unterdrückt [Ya50], was durch Erhaltungssätze und generelle Eigenschaften des elektromagnetischen Felds begründet ist (hochgradig virtuelle Teilchen unterliegen diesen Einschränkungen nicht). Kleine Streuwinkel führen

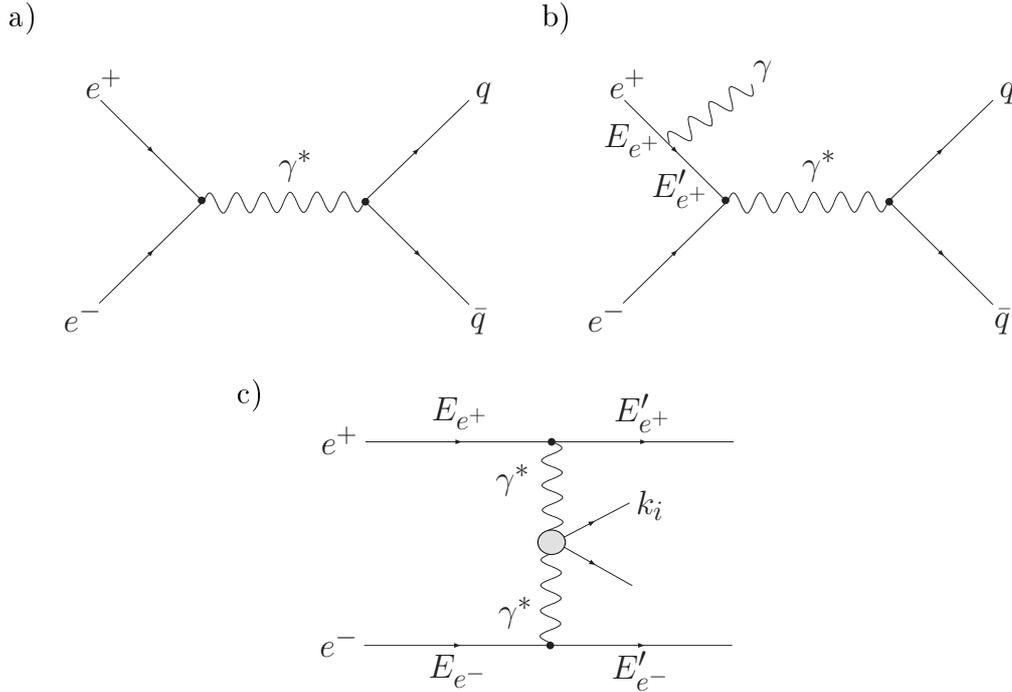


Abbildung 1.1: e^+e^- Wechselwirkungen bei *BABAR*: a) Elektron-Positron-Anihilation; b) Initial State Radiation (ISR); c) 2-Photon-Kollision.

zu geringen transversalen Impulsen der produzierten Teilchen und zu hohen *Missing Mass*-Werten MM durch die ausgehenden Leptonen:

$$MM^2 = (p_{e^-} + p_{e^+} - \sum_i k_i)^2, \quad (1.4)$$

wobei k_i die Vierervektoren der Endprodukte der 2-Photon-Wechselwirkung bezeichnen. Anhand dieser genannten Kriterien lassen sich 2-Photon-Prozesse von anderen Elektron-Positron-Wechselwirkungen trennen.

Es gilt für den Wirkungsquerschnitt einer Streureaktion $e \rightarrow e\gamma^*$ prinzipiell $\sigma \propto 1/q_\gamma^2$. Da in 2-Photon-Prozessen für die einzelnen Reaktionen q_γ^2 verschiedene Werte annimmt, kann der Wirkungsquerschnitt mit $q_\gamma^2 \rightarrow 0$, d.h. für kleine Streuwinkel, erhöht werden. Der Wirkungsquerschnitt für die gesamte Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ steigt mit $\ln(E)$ an, wobei E die Schwerpunktsenergie der eingehenden Teilchenstrahlen bezeichnet. Für die Produktion von schweren Resonanzen in 2-Photon-Prozessen, wie z.B. Charmonium, sind daher Experimente wie *BABAR* aufgrund ihrer Schwerpunktsenergie und großen Datenmenge geeignet.

Kapitel 2

Das *BABAR*-Experiment

2.1 Motivation des Experiments

Die ursprüngliche Hauptaufgabe des *BABAR*-Experiments war der Nachweis der CP -Verletzung im System der neutralen B -Mesonen. In der schwachen Wechselwirkung liegt im Gegensatz zu den anderen Kräften eine Symmetrieverletzung bezüglich fundamentaler Operationen, wie z.B. der Parität P oder der Ladungskonjugation C , vor. 1964 wurde auch die Nichterhaltung der Symmetrie bei der kombinierten Anwendung von C und P im System der neutralen K -Mesonen beobachtet und wird seither untersucht. Eine Konsequenz aus der CP -Verletzung ist ein unterschiedliches Verhalten von Materie und Antimaterie [Bb08].

Die Quark-Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ergeben sich aus Linearkombinationen der Eigenzustände der starken Wechselwirkung. Die Koeffizienten dieser Linearkombination sind die Matrixelemente der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM), wobei das Quadrat der Matrixelemente die Übergangswahrscheinlichkeit bei Quarkzerfällen angibt. Da die Matrix unitär sein muss, sind die Elemente miteinander korreliert. Standardmässig werden sie durch drei reelle Winkel α , β und γ und eine Phase δ parametrisiert, wobei letztere die Stärke der CP -Verletzung bestimmt. Im Falle eines Phasenwerts von 0 oder π wären alle Elemente der CKM-Matrix reell und es läge keine CP -Verletzung vor.

Die CP -Verletzung ist auch bei den neutralen B - und D -Mesonen zu erwarten, wobei im Bereich der B -Mesonen eine stärkere Verletzung der CP -Invarianz vorausgesagt wurde als bei den K -Mesonen. Zur systematischen und präzisen Untersuchung der CP -Verletzung im System der B -Mesonen sind sogenannte B -Fabriken notwendig. Das 1999 am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Betrieb genommene *BABAR*-Experiment verfügt mit dem asymmetrischen Elektron-Positron-Speicherring PEP-II (siehe Kap. 2.2) über eine solche B -Quelle. Eine weitere B -Fabrik ist der KEK-B-Speicherring mit dem Belle-Experiment in Japan.

Beide Experimente haben inzwischen die CP -Verletzung in Prozessen mit B^0 - \bar{B}^0 -Oszillation nachgewiesen. Zusätzlich wurde bei *BABAR* die direkte CP -Verletzung beim Zerfall neutraler B -Mesonen nach $K\pi$ beobachtet: es wurden 910 Zerfälle $B^0 \rightarrow K^+\pi^-$ und nur 696 Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+$ rekonstruiert, was der bis dahin deutlichste Hinweis auf ein unterschiedliches Verhalten von Materie und Antimaterie war. Aktuell wird bei *BABAR* die CP -Verletzung im System der neutralen D -Mesonen studiert.

Weitere Untersuchungen im Bereich der B -Physik umfassen bei *BABAR* die Bestimmung des Matrixelements V_{ub} der CKM-Matrix und die Vermessung seltener B -Zerfälle. Durch die hohe verfügbare Luminosität und die präzise Instrumentierung des Detektors zum Nachweis und zur Identifikation von Teilchen eignet sich das Experiment auch für den Bereich der τ - und $\gamma\gamma$ -Physik sowie für die Mesonen- und Baryonenspektroskopie [Ha98].

2.2 Die Beschleunigeranlage

Für die angestrebten Untersuchungen der CP -Verletzung im System der B -Mesonen werden kohärent erzeugte $B\bar{B}$ -Paare benötigt. Die ergiebigste Quelle für diese Teilchen ist ein e^+e^- -Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie, die ausreicht um die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu erzeugen. Dieser mesonische $b\bar{b}$ -Zustand mit einer Masse von $10,58 \text{ GeV}/c^2$ zerfällt zu 96% in ein $B\bar{B}$ -Paar, wobei ungefähr zur Hälfte neutrale $B^0\bar{B}^0$ -Paare entstehen und die andere Hälfte aus geladenen B^+B^- -Paaren besteht. Im Linearbeschleuniger (LINAC) des SLAC werden Elektronen auf eine Energie von $9,0 \text{ GeV}$ und Positronen auf eine Energie von $3,1 \text{ GeV}$ beschleunigt (Tab. 2.1). Nach der getrennten Einspeisung in den Hoch- bzw. Niederenergiespeicherring (HER bzw. LER, siehe Abb.2.1) kollidieren die beiden Teilchenstrahlen am Wechselwirkungspunkt, um den herum der *BABAR*-Detektor errichtet ist (siehe Abb. 2.2). Die Gesamtenergie im Ruhesystem der beiden Strahlen beträgt $10,58 \text{ GeV}$ und reicht somit gerade aus, um die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz anregen zu können. Die unterschiedlichen Energien der Elektronen- und Positronenstrahlen haben zur Folge, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht in Ruhe erzeugt wird, sondern sich gegenüber dem Laborsystem mit einem Lorentz-Boost von $\beta\gamma = 0,56$ in Richtung des höherenergetischen Elektronenstrahls bewegt. Bedingt durch die geringe Lebensdauer der B -Mesonen wird nur durch diesen Boost eine Unterscheidung und Rekonstruktion der B -Zerfallsvertizes möglich.

Bei der Annihilation von Elektronen und Positronen werden zusätzlich zur resonanten Erzeugung von $b\bar{b}$ -Paaren auch Mesonen, die aus den leichteren u -, d -, s - und c -Quarks und den entsprechenden Antiquarks bestehen, nicht-resonant erzeugt. Die entsprechenden hadronischen Wirkungsquerschnitte für die Elektron-Positron-Annihilation sind in Tabelle 2.2 verzeichnet. Für die Vermessung der B -Zerfälle ist es wichtig, den Untergrund aus dem Kontinuum direkt aus den Daten bestimmen zu können. Deshalb wird neben den Daten, die bei der Schwerpunktsenergie von $10,58 \text{ GeV}$ aufgenommen werden (*on-resonance*-Daten), auch ein geringer Teil bei einer um 40 MeV geringeren Schwerpunktsenergie registriert (*off-resonance*-Daten). In der letzten Phase der Datenaufnahme (seit Anfang 2008) wurde die Schwerpunktsenergie auf $10,36 \text{ GeV}$ reduziert, wodurch die resonante Produktion des $\Upsilon(3S)$ -Zustands ermöglicht wird.

Die Spitzenwerte der von PEP-II gelieferten Luminosität übertreffen den ursprünglichen Designwert um mehr als eine Größenordnung (siehe Tab. 2.1). Seit der Inbetriebnahme im Oktober 1999 ist mit dem *BABAR*-Detektor eine integrierte Luminosität von fast 500 fb^{-1} aufgezeichnet worden [Bb08]. Davon wurden 433 fb^{-1} bei $10,58 \text{ GeV}$ aufgenommen, was einer Gesamtzahl von 455 Millionen erzeugten $b\bar{b}$ -Paaren entspricht. Da ein b -Quark hauptsächlich in ein c -Quark zerfällt und zusätz-

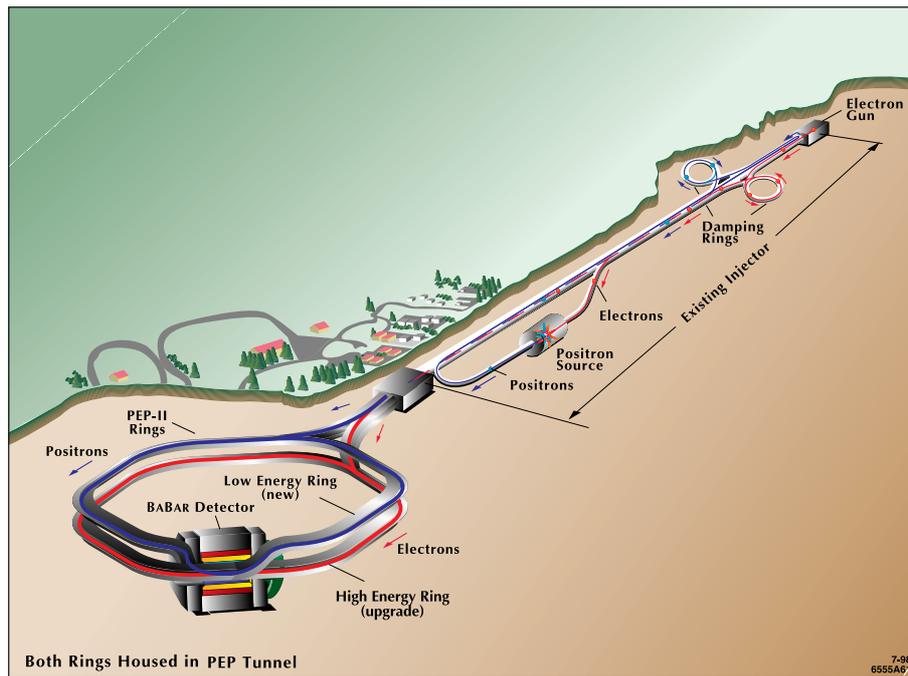


Abbildung 2.1: Übersicht über die SLAC-Anlage mit dem Linearbeschleuniger, dem PEP-II-Speicherring und dem *BABAR*-Detektor.

Strahlenergie HER / LER	9,0/3,1 GeV
Strahlstrom HER / LER	1900/2900 mA
Schwerpunktenergie	10,58 GeV
Luminosität (Design) (Spitzenwert)	$3 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ $12,07 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Tabelle 2.1: Parameter des PEP-II-Speicherrings. HER und LER bezeichnen den Hochenergie- (e^-) bzw. den Niederenergiespeicherring (e^+) [Bb08].

$e^+e^- \rightarrow$	σ/nb
$b\bar{b}$	1,05
$c\bar{c}$	1,30
$s\bar{s}$	0,35
$u\bar{u}$	1,39
$d\bar{d}$	0,35

Tabelle 2.2: Hadronische Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren in Elektron-Positron-Annihilation bei einer Schwerpunktenergie von $10,58 \text{ GeV}/c^2$ [Ha98].

lich 563 Millionen $c\bar{c}$ -Paare nicht-resonant erzeugt wurden, eignet sich eine B -Fabrik wie PEP-II hervorragend für Untersuchungen im Bereich der Charm-Physik.

2.3 Der *BABAR*-Detektor

Die Anforderungen an den *BABAR*-Detektor umfassen eine exzellente Ortsauflösung, eine präzise Identifizierung von geladenen Teilchen (Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen) über einen großen Impulsbereich sowie den Nachweis von Photonen und neutralen Hadronen. Für diese Aufgaben besteht der *BABAR*-Detektor aus diversen für diese Zwecke optimierten Subsystemen, die in aufeinanderfolgenden Schichten zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt herum angeordnet sind (Abb. 2.2). Von innen nach außen sind dies die folgenden Komponenten:

- ein Vertex-Detektor (SVT)
- eine Driftkammer (DCH)
- ein Cherenkov-Detektor (DIRC)
- ein elektromagnetisches Kalorimeter (EMC)
- eine supraleitende Spule sowie
- ein instrumentiertes Eisenjoch (IFR/LST).

Sämtliche Komponenten des Detektors sind in das durch die supraleitende Spule erzeugte homogene Magnetfeld mit einer Flußdichte von 1,5T eingebettet. Um eine hohe Akzeptanz zu erreichen, sind wegen des Lorentz-Boosts die einzelnen Komponenten asymmetrisch bezüglich dessen Richtung angeordnet. In den folgenden Abschnitten werden kurz die einzelnen Subsysteme und deren Aufgaben erläutert. Detaillierte Informationen zum Detektor finden sich in [Ha98, Au02].

2.3.1 Der Vertex-Detektor

Die innerste Komponente des *BABAR*-Detektors, die direkt das Strahlrohr umschließt, ist der Vertexdetektor. Seine Hauptaufgabe besteht in der präzisen Rekonstruktion von Zerfallsvertices. Weiterhin lassen sich die mit diesem Instrument ermittelten Daten auch zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifizierung nutzen.

Der Vertexdetektor mit einer Längsausdehnung von 58 cm besteht aus fünf Schichten Silizium-Streifenzählern, die konzentrisch um die Strahlachse angeordnet sind (Abb. 2.3). Die innersten drei Lagen bestehen aus jeweils sechs Detektormodulen und verlaufen koaxial. Die beiden äußeren Lagen verfügen über 16 bzw. 18 Detektormodule und laufen an den Enden konisch zusammen. Durch diese Anordnung werden 91% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem abgedeckt. Alle folgenden Elemente des *BABAR*-Detektors sind derart konstruiert, dass dieser Raumwinkelbereich nicht weiter eingeschränkt wird.

Ein geladenes Teilchen, das sich im homogenen Magnetfeld der Spule bewegt, folgt

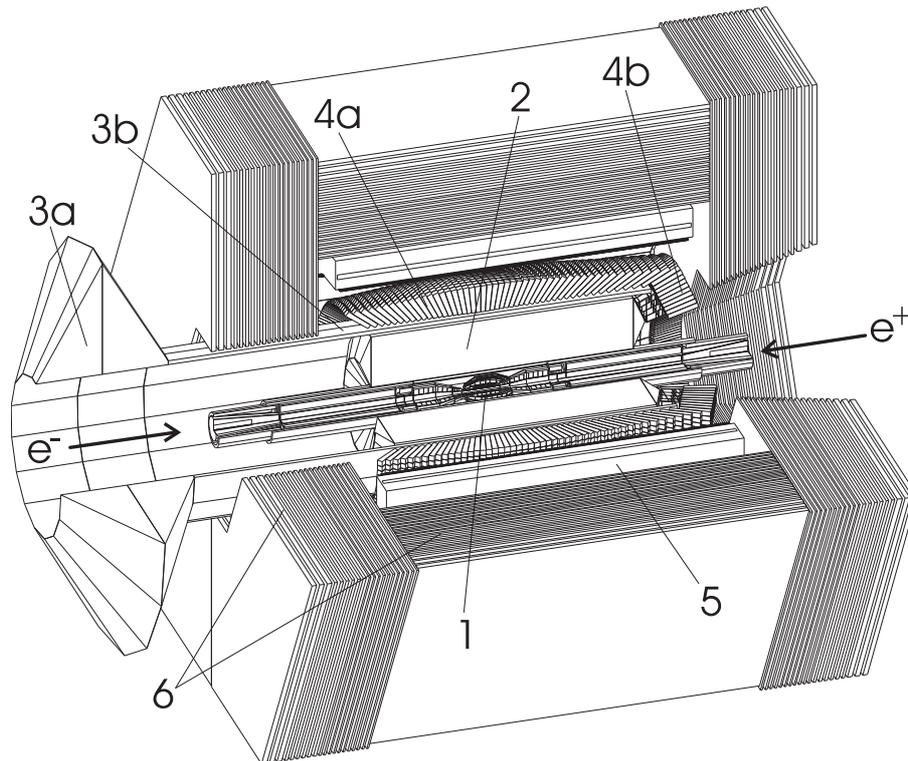


Abbildung 2.2: Detailansicht des BABAR-Detektors mit allen im Text beschriebenen Subsystemen: 1) Vertex-Detektor; 2) Driftkammer; 3a) Ausleseeinheit und 3b) Quarz-Stäbe des Cherenkov-Detektors; 4a) Barrel und 4b) Endkappe des elektromagnetischen Kalorimeters; 5) supraleitende Spule; 6) instrumentiertes Eisenjoch.

aufgrund der Lorentzkraft einer helixförmigen Bahn. Durch die Messung des Krümmungsradius der Trajektorie und der Drehrichtung können der Impuls und die Ladung des Teilchens bestimmt werden. Aus den Durchstoßpunkten des Teilchens erhält man aufgrund der Ionisation des aktiven Detektormaterials bis zu fünf Positionsmesswerte mit einer Einzeltrefferauflösung von ca. $15 \mu\text{m}$. Durch Extrapolation der hieraus rekonstruierten Spuren in den Bereich der Wechselwirkungszone können Zerfallsvertices von nahe am Wechselwirkungspunkt zerfallenden Teilchen mit einer Auflösung von ca. $90 \mu\text{m}$ ermittelt werden.

Mit dem Vertexdetektor läßt sich zusätzlich zur Spurrekonstruktion eines Teilchens auch dessen Energieverlust dE/dx , den es beim Durchgang durch das Detektormaterial erfährt, bestimmen. Der Energieverlust hängt über $\beta = v/c$ von der Geschwindigkeit des Teilchens ab und kann mit einer relativen Auflösung von 14% gemessen werden. Zusammen mit dem Impuls läßt sich so mittels der dE/dx -Messung die Teilchenidentität ermitteln. Diese Methode beschränkt sich allerdings auf mittelschwere Teilchen (Kaonen, Pionen) mit Impulsen unterhalb von $800 \text{ MeV}/c$; Teilchen mit $\beta \approx 1$ können nicht mehr über die dE/dx -Messung unterschieden werden.

Geladene Teilchen mit einem Transversalimpuls $p_t < 120 \text{ MeV}/c$ erreichen aufgrund der starken Bahnkrümmung im Magnetfeld nicht die Driftkammer, so dass bei niederenergetischen Teilchen allein der Vertexdetektor zur Spurrekonstruktion und Identifizierung beiträgt.

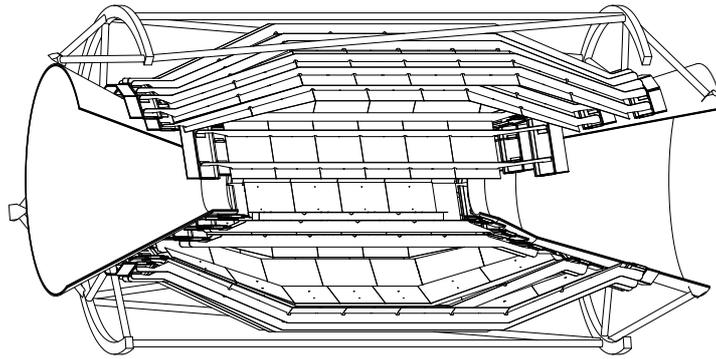


Abbildung 2.3: Der Vertexdetektor (SVT).

2.3.2 Die Driftkammer

Um den Vertexdetektor herum ist die zylinderförmige Driftkammer montiert, die das wichtigste Instrument für die Spurrekonstruktion und Energieverlustmessung von geladenen Teilchen mit Transversalimpulsen größer als $180 \text{ MeV}/c$ bildet.

Die Länge der Kammer beträgt 280 cm , der Innenradius $23,6 \text{ cm}$ und der Außenradius $80,9 \text{ cm}$. Der Mittelpunkt ist um ca. 37 cm in Richtung des Positronstrahls verschoben, um so den Akzeptanzbereich in Vorwärtsrichtung zu erhöhen (Abb. 2.4). Innerhalb der Kammer bilden 52000 Signal- und Potenzialdrähte 7104 Driftzellen, die in 40 Lagen konzentrisch um die Längsachse angeordnet sind. Die Signaldrähte bestehen aus einer goldbeschichteten Wolfram-Rhenium-Legierung mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$, während die Dicke der Potenzialdrähte aus goldbedampften Aluminium $120 \mu\text{m}$ beträgt. Betrieben wird die Kammer mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan in einem Verhältnis von $4 : 1$, welches zu kurzen Driftzeiten bei minimalen Materialeinsatz führt und eine gute Orts- und Energieverlustmessung ermöglicht. Um die Leistung der außen folgenden Detektorsysteme nicht zu beeinträchtigen, sind die Kammerwände aus Beryllium und Kohlefaser gefertigt und die Ausleseelektronik an der rückwertigen Wand der Kammer angebracht.

Wenn ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert, ionisiert es die Gasatome entlang der Flugbahn. Eine sich daraufhin ausbreitende Ladungswolke erreicht nach einer bestimmten Zeit, die von der Driftgeschwindigkeit und dem Ort des Durchgangs abhängt, die nächstgelegenen Anodendrähte. Aus den ansprechenden Signaldrähten erhält man bis zu 40 Positionsmeßwerte für die Spurrekonstruktion mit einer Ortsauflösung von ca. $140 \mu\text{m}$. Da sich die Driftkammer im Magnetfeld befindet, bewegen sich die Teilchen auf Helixbahnen, aus deren Krümmung und Drehrichtung der Impuls und die Ladung ermittelt werden können. Die kombinierte Impulsauflösung aus den Daten von Vertexdetektor und Driftkammer beträgt

$$\sigma_{p_t}/p_t = (0,13 \pm 0,01)\% \cdot p_t[\text{GeV}/c] + (0,45 \pm 0,03)\%. \quad (2.1)$$

Zudem läßt sich aus den Pulshöhen an den Signaldrähten der spezifische Energieverlust dE/dx des Teilchens beim Durchgang durch das Gas messen. Dabei wird eine relative Auflösung von bis zu 7% erreicht bei Impulsen bis zu $700 \text{ MeV}/c$. Damit erlaubt die Driftkammer eine bessere Teilchenidentifizierung über die Energieverlustmessung als der Vertexdetektor.

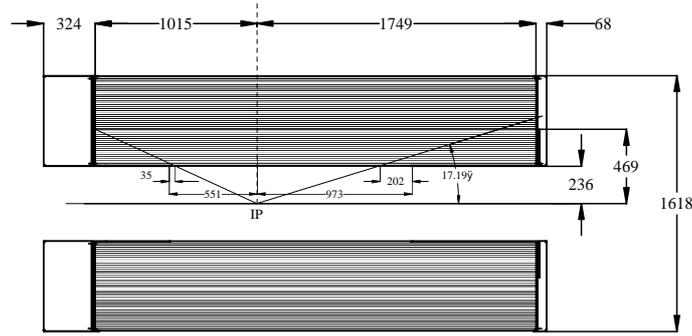


Abbildung 2.4: Die Driftkammer (DCH). Alle Abmessungen sind in mm angegeben.

2.3.3 Der Cherenkov-Detektor

Der DIRC, ein Akronym für *Detection of Internally Reflected Cherenkov Light*, ist ein spezieller Ring-Cherenkov-Detektor, der für das BABAR-Experiment entwickelt wurde. Die Aufgabe dieser Detektorkomponente ist die Identifizierung geladener Teilchen mit Hilfe des Cherenkov-Effekts. Aufgrund der Bahnkrümmung der Teilchen im Magnetfeld benötigen diese einen Mindesttransversalimpuls von $250 \text{ MeV}/c$, um den DIRC zu erreichen.

Ein geladenes Teilchen, das sich in einem Medium mit einer Geschwindigkeit v bewegt, die größer als die Lichtgeschwindigkeit $c_n = c_0/n$ in diesem Medium ist, regt dessen Atome zur Abstrahlung von Cherenkov-Licht an. Dabei bezeichnet n den Brechungsindex des Materials. Die Wellenfrontnormale des emittierten Lichts schließt mit der Bewegungsrichtung des Teilchens den Cherenkov-Winkel Θ_C ein:

$$\Theta_C = \arccos\left(\frac{c}{vn}\right) \quad (2.2)$$

Der Cherenkov-Detektor besteht aus 144 synthetischen Quarzstreifen mit einer Länge von je 4,9 m und einem Brechungsindex von $n = 1,473$. Diese sind zu einem zwölfseitigen Polygon um die Strahlachse zusammengefaßt, an dessen rückwertigem Ende sich die Ausleseeinheiten anschließen (Abb. 2.5). Ein Teilchen mit einem Mindestimpuls von $p_{min} = mc/\sqrt{n^2 - 1}$, das einen der Quarzstreifen durchquert, führt zur Emission von Cherenkov-Licht. Dieses Licht breitet sich aufgrund von Totalreflektion unter Beibehaltung des Emissionswinkels im Quarz aus, bis es das instrumentierte Ende des Detektors, die sogenannte *Standoff Box*, erreicht. Zum Nachweis des Cherenkov-Lichts ist die mit Wasser gefüllte Standoff Box mit fast 11000 Photomultipliern bestückt. In Vorwärtsrichtung emittiertes Licht wird an den verspiegelten Stirnflächen des Quarzstreifens reflektiert und ebenfalls zur Ausleseseite geleitet.

Der DIRC stellt das wichtigste System zur Identifizierung von Teilchen mit hohen Impulsen dar. Der Winkel Θ_C kann mit einer Auflösung von $2,5 \text{ mrad}$ ermittelt werden. Aus der daraus gewonnenen Teilchengeschwindigkeit lässt sich in Verbindung mit dem mit SVT und DCH gemessenen Impuls die Identität eines geladenen Teilchens bestimmen. Die erzielte Auflösung erlaubt die Unterscheidung von Pionen und Kaonen bis zu Impulsen von $4 \text{ GeV}/c$, d.h. auch für solche Teilchen, bei denen eine Identifizierung über eine Energieverlustmessung nicht mehr durchführbar ist.

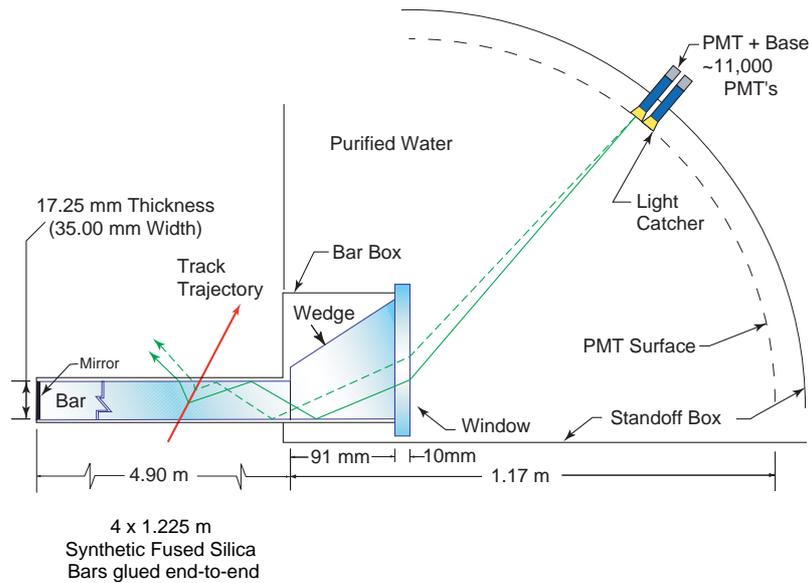


Abbildung 2.5: Das Funktionsprinzip des Cherenkov-Detektors (DIRC).

2.3.4 Das elektromagnetische Kalorimeter

Mit dem fast 4 m langen Kalorimeter werden die Energie und die Flugrichtung von Photonen, Elektronen und Positronen gemessen. Als aktives Detektormaterial dienen 6580 Kristalle, welche aus mit Thallium dotiertem Cäsium-Iodid bestehen (CsI(Tl)). Die Kristalle sind mit ihren Frontflächen nicht exakt auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet, sondern leicht versetzt angeordnet, um den nicht nachweisbaren Durchgang von Teilchen zwischen den Kristallen zu verhindern. Davon sind 5760 Kristalle in 48 Ringen in Form eines offenen Fasses angeordnet, während weitere 820 Kristalle in 8 Ringen eine konische Endkappe bilden. Diese Anordnung deckt 90% des Raumwinkels im Schwerpunktsystem ab (Abb. 2.6).

Hochenergetische Photonen können im Kristall einen elektromagnetischen Schauer auslösen. Dabei wird im Coulombfeld der Atomkerne im Kalorimetermaterial ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Diese Teilchen können Bremsstrahlungsphotonen emittieren, aus denen sich wieder neue e^+e^- -Paare bilden können. Dieser Vorgang setzt sich fort, bis die Energie der Bremsstrahlungsphotonen nicht mehr ausreicht, um ein neues Paar zu bilden. Dabei wird Szintillationslicht emittiert, welches von Photodioden an den Rückseiten der Kristalle ausgelesen wird. Die insgesamt erzeugte Lichtmenge ist dabei proportional zur im Kalorimeter deponierten Energie. Auch Elektronen können einen Schauer auslösen, wenn die Energie eines abgestrahlten Bremsstrahlungsphotons ausreicht, den oben beschriebenen Prozess auszulösen.

Ein elektromagnetischer Schauer breitet sich konusförmig im Kristall aus. Die Ausdehnung in longitudinaler Richtung wird durch die materialabhängige Strahlungslänge X_0 charakterisiert, in transversaler Richtung hingegen durch den ebenfalls materialabhängigen Molière-Radius R_M [Gr93]. In einem idealen, unendlich ausgedehnten Kalorimeter würden 99% der Energie eines Photons in einem Zylinder mit einem Radius von drei Molière-Radien und einer Länge von 16 Strahlungslängen deponiert. Die verwendeten CsI(Tl) -Kristalle besitzen eine Strahlungslänge von 1,85 cm und einen Molière-Radius von 3,8 cm. Die Länge variiert je nach Lage im

Kalorimeter zwischen 29,6 cm und 32,4 cm, dies entspricht 16 bis 17,5 Strahlungslängen. Somit deponieren Teilchen durch Auslösen eines elektromagnetischen Schauers fast ihre gesamte Energie im Kalorimeter.

Zusätzlich zur Messung der Energie eines Photons läßt sich auch dessen Einfallswinkel bestimmen. Somit wird die Rekonstruktion von neutralen Teilchen aus neutralen Zerfällen möglich, wie z. B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

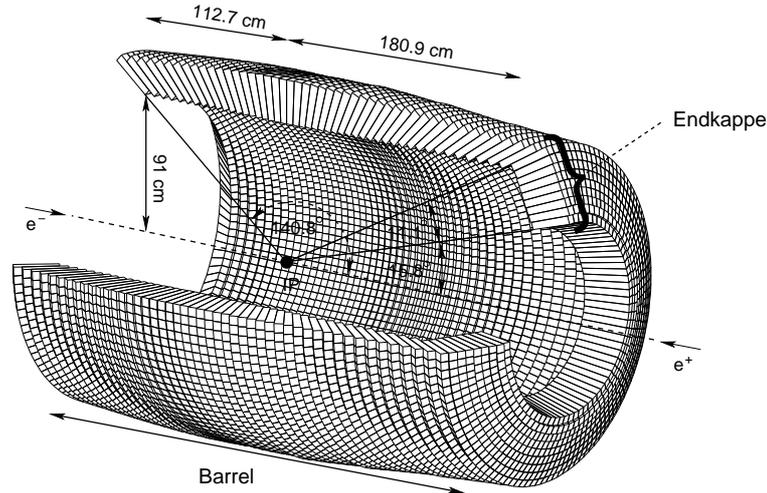


Abbildung 2.6: Darstellung der Kristallanordnung im elektromagnetischen Kalorimeter (EMC).

2.3.5 Die Magnetspule und das instrumentierte Eisenjoch

Die äußersten Komponenten des Detektors bestehen aus einer supraleitenden Magnetspule und einem instrumentierten Eisenjoch. Die von einem Kryostaten gekühlte Spule besteht aus einer Niob-Titan-Legierung und erzeugt im zentralen Bereich des Detektors ein homogenes Magnetfeld mit einer Feldstärke von 1,5 T. Weitere Erläuterungen zur Feldanordnung im Wechselwirkungsbereich werden in Kapitel 8.2 gegeben.

Das Eisenjoch dient neben der Rückführung des magnetischen Flusses auch dem Nachweis von Myonen und neutralen Hadronen (K_L^0, n). Das segmentierte Joch besteht aus 18 Stahlplatten, die entlang der Strahlachse in Form eines hexagonalen Fasses (*Barrel*) angeordnet sind, welches an beiden Enden durch zwei ebenfalls hexagonale Endkappen aus 18 Lagen abgeschlossen wird (Abb. 2.7). Die Stärke der Stahlplatten nimmt von innen nach außen von 2 cm auf 10 cm zu. In den ca. 3 cm breiten Zwischenräumen zwischen den Platten waren ursprünglich *Resistive Plate Chambers* (RPCs) eingesetzt. Eine weitere Anordnung von RPCs befindet sich zwischen dem Kalorimeter und der Magnetspule. Neutrale Hadronen erzeugen in den als Absorber genutzten Stahlplatten einen hadronischen Schauer, der durch die RPCs nachgewiesen wird. Diese bestehen im Prinzip aus zwei Elektroden und einem gasgefüllten Zwischenraum. Infolge der Ionisation durch ein geladenes Teilchen entsteht ein Spannungssignal, das zur Zeit- und Ortsbestimmung des Teilchendurchgangs genutzt wird.

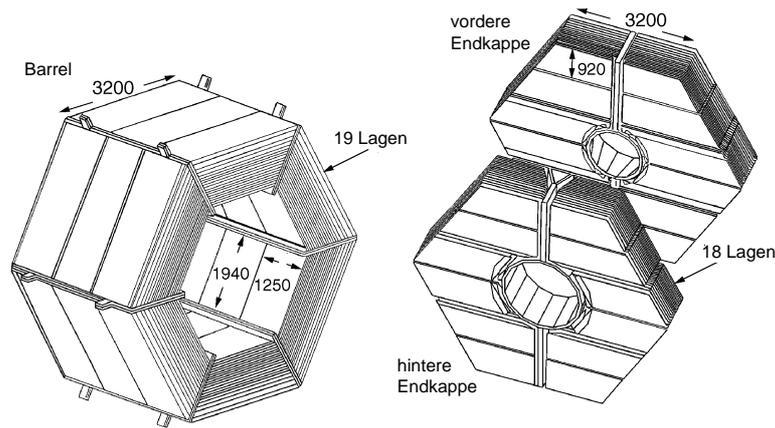


Abbildung 2.7: Das Barrel und die beiden Endkappen des instrumentierten Eisenjochs (IFR). Die Maße sind in mm angegeben.

Da die Nachweiseffizienz insbesondere für Myonen im Laufe der Betriebszeit abgenommen hat, wurden die RPCs im Barrel zwischen 2004 und 2006 durch zwölf Lagen *Limited Streamer Tubes (LST)* [Lu04] und sechs Lagen zusätzliches Absorbermaterial aus Messing ersetzt.

2.4 Auslese und Daten

Die mit dem *BABAR*-Detektor aufgezeichneten Daten passieren ein zweistufiges Triggersystem, um Ereignisse von Interesse zu selektieren und Untergründereignisse sofort zu verwerfen. Die erste Stufe nutzt Informationen, die mit der Driftkammer, dem Kalorimeter und dem instrumentierten Eisenjoch ermittelt wurden. Die zweite Stufe beinhaltet die Anwendung weiterer Selektionsfilter, wobei im Anschluss aus den Daten der akzeptierten Ereignisse Kalibrationskonstanten extrahiert werden. Im nächsten Schritt erfolgt unter Verwendung dieser Konstanten die Rekonstruktion und Klassifikation der Ereignisse. Die dem Benutzer zugänglichen Informationen zu den Ereignissen werden dabei in mehrere Datensätzen mit unterschiedlichem Informationsgehalt strukturiert.

Der TAG-Level enthält nur eine begrenzte Auswahl an Informationen, die eine Zusammenfassung eines Ereignisses bilden. So lassen sich z.B. die Anzahl der rekonstruierten Spuren, die Struktur des Ereignisses (Fox-Wolfram-Momente [Fo78]) oder die Anzahl der Elektronen-, Myonen-, Kaonen- und Protonenkandidaten abfragen. Eine Analyse beginnt im Allgemeinen mit dem Abfragen der TAG-Informationen, um bereits vor der eigentlichen Rekonstruktion möglichst viele für den gegebenen Fall ungeeignete Ereignisse von der weiteren Verwendung auszuschließen.

Die meisten Analysen beruhen auf den Informationen des AOD-Datenlevels (*Analysis Object Data*). Er beinhaltet die Vierervektoren, Spur- und Vertex-Informationen, Fehlermatrizen sowie die wichtigsten Größen der Detektorkomponenten, die für die Teilchenrekonstruktion und -Identifizierung relevant sind (z.B. die im Kalorimeter deponierte Energie). Soll im Rahmen einer Analyse z.B. die Spurrekonstruktion oder die Teilchenidentifizierung wiederholt werden, muss auch auf die Daten des ESD-Levels (*Event Summary Data*) zugegriffen werden, der z.B. Informationen zu

den einzelnen Treffern in der Driftkammer oder zu Kristallclustern im Kalorimeter umfasst.

Die in den Simulationen erzeugten Monte Carlo-Daten enthalten einen weiteren Daten-Level, der als TRU bezeichnet wird und Informationen zu den generierten Teilchen zur Verfügung stellt.

Die Rekonstruktion und Analyse der Ereignisse erfolgt mit dem von der *BABAR*-Kollaboration entwickelten Analyseframework *Beta*, das auf der objekt-orientierten Programmiersprache C++ basiert. Der Benutzer kann hierbei die von *Beta* bereit gestellten Module, die z.B. zur Spurselektion, zur Teilchenidentifizierung oder zur kinematischen Anpassung von Zerfallsbäumen dienen, zu einem individuell angepassten Analysemodul kombinieren. Sowohl direkt nachgewiesene wie auch rekonstruierte Teilchen liegen in Form sogenannter Kandidaten vor, zu denen neben den Vierervektoren auch die Kovarianzmatrix, Spurparameter, Verweise zu Mutter- und Töcherteilchen und Informationen über einzelne Detektorsystem zur Verfügung stehen.

Teil II

Analyse des Zerfalls
 $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K_S^0$

Kapitel 3

Einleitung

3.1 Spektrum der $c\bar{s}$ -Mesonen

Die Mesonen des D_s -Systems sind aus einem schweren c -Quark und einem leichten s -Quark aufgebaut (vgl. Kap. 1.1). Die bislang experimentell nachgewiesenen Zustände [Pd06] sind zusammen mit den vorhergesagten Werten für die Massen [Go85, Di01] in Abb. 3.1 dargestellt. Für ein umfassendes Verständnis des Spektrums und zur Verifizierung bzw. Modifizierung der Potenzialmodelle ist die präzise Kenntnis der Parameter aller $c\bar{s}$ -Mesonen unerlässlich.

In diesem Teil der Arbeit wird die Untersuchung des $D_{s1}(2536)^+$ vorgestellt. Die veröffentlichten Parameter dieses Zustands beruhen auf Messungen mit geringer Statistik [Al93, He02] und sind mit entsprechend großen statistischen und systematischen Fehlern behaftet.

Die Nomenklatur in diesem System ist $^j_s L_J$, wobei L den relativen Bahndrehimpuls zwischen s - und c -Quark und J den Gesamtspin des Systems bezeichnet. Weiterhin gilt $j_s = L + s_s$, mit s_s als Spin des leichten s -Quarks. Für $L = 0$ ist $j_s = \frac{1}{2}$, da $s_s = \frac{1}{2}$. Mit $s_c = \frac{1}{2}$ folgt somit $J = 0$ oder $J = 1$. Der Grundzustand $\frac{1}{2}S_0$ wird durch das D_s^+ -Meson mit Spin-Parität $J^P = 0^-$ besetzt, während der $\frac{1}{2}S_1$ -Zustand mit dem D_s^{*+} identifiziert wird. Im Falle eines Bahndrehimpulses von $L = 1$ kann j_s zu $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{2}$ koppeln. Damit sind im ersten Falle Werte von $J = 0$ und $J = 1$ und im zweiten Falle Werte von $J = 1$ und $J = 2$ für den Gesamtspin möglich. Die beobachteten Resonanzen $D_{s1}(2536)^+$ und $D_{s2}(2573)^+$ werden mit den Zuständen $J^P = 1^+$ und 2^+ des $\frac{3}{2}$ -Dubletts identifiziert, wobei die Werte für die Spin-Parität aus den Produktions- und Zerfallsprozessen abgeleitet wurden (siehe z.B. [Al93]). Die Theorie sagt für diese Zustände geringe Zerfallsbreiten voraus, während für die $j_s = \frac{1}{2}$ -Zustände größere Breiten erwartet werden.

Den beiden fehlenden Zuständen des $j_s = \frac{1}{2}$ -Dubletts werden die im Jahre 2003 durch die *BABAR*- bzw. *CLEO*-Kollaboration entdeckten Resonanzen $D_{s0}^*(2317)^+$ und $D_{s1}(2460)^+$ zugeordnet. Die experimentell von *BABAR* gemessenen Massen dieser Zustände [Au06] liegen unterhalb der durch die o.g. Potenzialmodelle vorhergesagten Werte. Ein neuer Zustand ist das von *BABAR* entdeckte $D_{sJ}(2860)^+$ [Au06a], für das anhand der beobachteten Zerfälle eine natürliche Spin-Parität $J^P = 0^+, 1^-, 2^+ \dots$ anzunehmen ist. Bei diesem Zustand könnte es sich um eine radiale Anregung des $D_{s0}^*(2317)^+$ mit $J^P = 0^+$ handeln. Weiterhin wurden von Belle und *BABAR* ein mög-

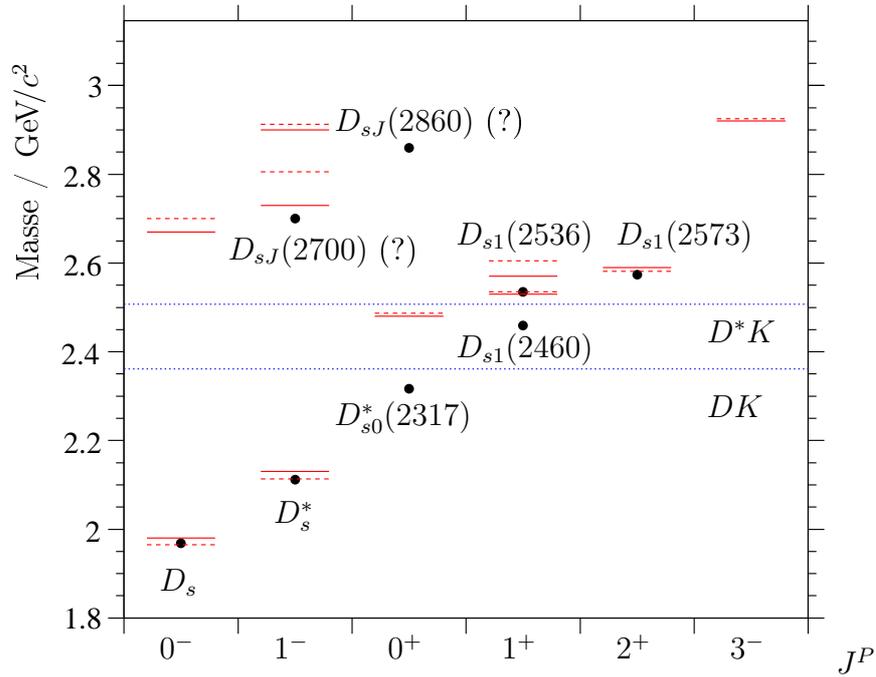


Abbildung 3.1: Termschema der D_s -Mesonen. Die schwarzen, beschrifteten Punkte zeigen die experimentell nachgewiesenen D_s -Zustände, deren Massen hier gegen die Spin-Parität J^P aufgetragen sind. Die roten Linien geben die Massen der vorhergesagten Zustände an, wie sie aus dem Potenzialmodell von Godfrey und Isgur folgen, während die gestrichelten Linien die von DiPierro und Eichten vorhergesagten Werte zeigen. Für das $D_{s0}^*(2317)^+$ und $D_{s1}^*(2460)^+$ weichen die experimentellen Massen von den theoretisch vorhergesagten Werten ab. Die Spin-Parität des $D_{sJ}(2860)^+$ und des $D_{sJ}(2700)^+$ wurde anhand der beobachteten Zerfälle zugeordnet und ist noch nicht eindeutig festgelegt. Die blauen gepunkteten Linien geben die Lage der DK bzw. D^*K -Schwelle an.

licher weiterer Zustand in der Massenregion um $2700 \text{ MeV}/c^2$ beobachtet, dessen Produktion in B -Zerfällen $J^P = 1^-$ vermuten lässt [Be07, Au06a].

3.2 Analyse

In dieser Analyse wird eine Präzisionsmessung der Masse $m(D_{s1}^+)$ und der Breite $\Gamma(D_{s1}^+)$ des $D_{s1}^+(2536)^+$ durchgeführt. Das D_{s1}^+ wird über den Zerfallskanal $D^{*+}K_s^0$ rekonstruiert. Zur Erhöhung der Zahl der rekonstruierten D_{s1}^+ -Mesonen werden zwei verschiedene Zerfallskanäle für das aus dem Zerfall des D^{*+} stammende D^0 berücksichtigt, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist (die ladungskonjugierten Zustände sind stets, falls nicht anders angegeben, mit einbezogen). Diese beiden Zerfallsmoden werden im Folgenden mit $K4\pi$ bzw. $K6\pi$ bezeichnet.

Aufgrund der Korrelation der Massen eines D_{s1}^+ -Mesons und seiner unmittelbaren Zerfallsprodukte D^{*+} und K_S^0 erhält man ein Spektrum mit besserer Massenaufklärung bei Betrachtung der Massendifferenz

$$\Delta\mu(D_{s1}^+) = m(D_{s1}^+) - m(D^{*+}) - m(K_S^0) \quad (3.1)$$

anstelle der Masse des D_{s1}^+ . Für das Endergebnis werden die nominellen D^{*+} - und K_S^0 -Massen [Pd06] wieder hinzuaddiert, wobei die Unsicherheiten dieser Werte in den systematischen Fehler mit einberechnet werden. Die bisherige D_{s1}^+ -Masse wird mit

$$m(D_{s1}^+) = (2535,35 \pm 0,34 \text{ (stat.)} \pm 0,5 \text{ (syst.)}) \text{ MeV}/c^2$$

angegeben [Pd06], wobei das erstgenannte Fehlerintervall die statistische, das zweite die systematische Unsicherheit der Messwerte angibt. Die bisherige Massendifferenz zwischen D_{s1}^+ und D^{*+} beträgt [Pd06]

$$(525,3 \pm 0,6 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2$$

Für die Differenz zwischen der D_{s1}^+ - und der $(D^{*+}K_S^0)$ -Masse gibt es keinen veröffentlichten Messwert. Im Falle der Zerfallsbreite wird nur eine obere Grenze von

$$\Gamma(D_{s1}^+) < 2,3 \text{ MeV}/c^2$$

mit einem Konfidenzintervall von 90% genannt [Pd06]. All diese Angaben basieren auf verschiedenen Messungen mit maximal 200 rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten. Das *BABAR*-Experiment stellt mit der *B*-Fabrik eine reiche Quelle an charm-haltigen Mesonen dar. Weiterhin verfügt der *BABAR*-Detektor über exzellente Möglichkeiten zur Spur- und Vertexrekonstruktion, so dass eine Analyse des D_{s1}^+ mit hoher Ereignisanzahl und kleinen Unsicherheiten möglich wird.

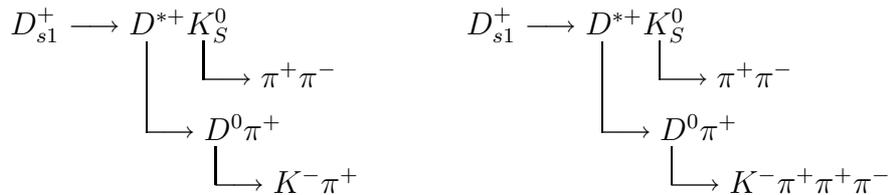


Abbildung 3.2: Darstellung der beiden untersuchten Zerfallsmoden des D_{s1}^+ . Der links abgebildete Zerfallsbaum wird mit $K4\pi$ bezeichnet, der auf der rechten Seite mit $K6\pi$.

Kapitel 4

Daten

4.1 Messdaten

Die hier durchgeführte Analyse basiert auf den Messdaten, die mit dem *BABAR*-Detektor im Zeitraum von Oktober 1999 bis August 2006 während der Run-Perioden (Zeiträume der Datenaufnahme) 1 bis 5 aufgezeichnet wurden. Verwendet wurde der Datensatz *AllEventsSkim* Version R18d-v07. Ein Skim bezeichnet einen bereits im Vorfeld hinsichtlich vorgegebener Kriterien reduzierten Datensatz. Da für die hier untersuchten D_{s1}^+ -Zerfälle ein solcher Skim nicht zur Verfügung stand, wurde ein alle Ereignisse umfassender Datensatz analysiert. Die integrierte Luminosität für diesen Datensatz beträgt $385,84 \text{ fb}^{-1}$, dies entspricht 5,6 Milliarden e^+e^- -Ereignissen. Davon entfallen $349,17 \text{ fb}^{-1}$ auf on-resonance-Daten mit einer Schwerpunktsenergie von 10,58 GeV, und $36,68 \text{ fb}^{-1}$ auf off-resonance-Daten bei einer 40 MeV geringeren Energie [Bb08]. Sowohl die realen wie auch die simulierten Daten wurden mit dem Software-Release 18 des *BABAR*-Analyseframeworks *Beta* rekonstruiert und mit dem Release 18.7.1 (analysis-32) analysiert.

4.2 Monte Carlo-Simulationsdaten

D_{s1}^+ -Signal Monte Carlo-Daten Insgesamt 4,6 Millionen generierte Signal-Monte Carlo-Ereignisse wurden für die einzelnen Zerfallsmoden analysiert (Tabelle 4.1). Das $D_{s1}(2536)^+$ entsteht in $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ -Fragmentationsereignissen, die vom Generator *JetSet* [Sj95] erzeugt werden. Ereignisse, welche kein D_{s1}^+ enthalten, werden verworfen und an ihrer Stelle wird ein neues Ereignis generiert. Die beiden Ladungszustände D_{s1}^+ und D_{s1}^- werden separat erzeugt. Da die Produktion eines $D_{s1}^+ D_{s1}^-$ -Paares extrem selten ist, entspricht die Anzahl der generierten Ereignisse quasi der Anzahl der D_{s1}^+ -Zerfälle.

Die Monte Carlo-Ereignisse wurden für die entsprechenden Detektorbedingungen der Runs 1 bis 5 generiert, wobei auch das Mengenverhältnis der Messdaten der einzelnen Runs zueinander berücksichtigt wurde. Für die folgenden Zerfälle wird der Generator *EvtGen* [La01] verwendet. Die generierten D_{s1}^+ -Teilchen müssen nach $D^{*+} K_s^0$ zerfallen, mit den jeweiligen Folgezerfällen $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ und $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Abhängig vom betrachteten Zerfallskanal müssen die D^0 -Mesonen aus den D^{*+} -Zerfällen nach $K^- \pi^+$ bzw. $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ zerfallen. Die Parameter der generierten

Zerfallsmodus	$\Gamma_g = 1 \text{ MeV}/c^2$	$\Gamma_g = 2 \text{ MeV}/c^2$
$D_{s1}(2536)^+ (D \rightarrow K\pi)$	776000 (SP 7987)	381000 (SP 8220)
$D_{s1}(2536)^- (D \rightarrow K\pi)$	776000 (SP 7988)	381000 (SP 8221)
$D_{s1}(2536)^+ (D \rightarrow K\pi\pi\pi)$	776000 (SP 7989)	383000 (SP 8222)
$D_{s1}(2536)^- (D \rightarrow K\pi\pi\pi)$	776000 (SP 7990)	381000 (SP 8223)

Tabelle 4.1: Anzahl und BABAR-interne Produktionsnummer der generierten Signal-Monte Carlo-Daten, die für die D_{s1}^+ -Analyse verwendet wurden. Zur Bestimmung und Verifizierung des Auflösungsmodells und für systematische Untersuchungen wurde das D_{s1}^+ mit zwei verschiedenen Breiten Γ_g generiert.

Resonanz	$m_g / \text{MeV}/c^2$	$\Gamma_g / \text{MeV}/c^2$	$m_g / \text{MeV}/c^2$	$\Gamma_g / \text{MeV}/c^2$
D_{s1}^+	2535,35	1	2535,35	2
D^{*+}	2009,936	0,08	2009,936	0,08
D^0	1864,5	0	1864,5	0
K_S^0	497,67	0	497,67	0

Tabelle 4.2: Generierte Massen m_g und Zerfallsbreiten Γ_g der Resonanzen in den simulierten D_{s1}^+ -Zerfällen. Spalte 2,3: Datensatz Γ_1 . Spalte 4,5: Datensatz Γ_2 .

Resonanzen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Zu bemerken ist, dass im Simulationsprogramm die generierte Verteilungsfunktion des D_{s1}^+ durch eine *nicht-relativistische* Breit-Wigner-Kurve

$$BW(m) \propto \frac{1}{(m - m_g)^2 + \Gamma_g^2/4}, \quad (4.1)$$

beschrieben wird, mit der mittleren Masse $m_g = 2535,35 \text{ MeV}/c^2$ und einer konstanten Breite Γ_g . Zu jedem Zerfallskanal wurden je zwei Datensätze mit den Resonanzbreiten $\Gamma_g = 1 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma_g = 2 \text{ MeV}/c^2$ erzeugt, die im Folgenden als Γ_1 und Γ_2 bezeichnet werden. Aus technischen Gründen können die beiden Γ_2 -Datensätze mit negativ geladenem D_{s1}^+ allerdings nicht verwendet werden. Weiterhin ist zu beachten, dass die generierte Masse auf einen Bereich von $m_g - 10 \text{ MeV}/c^2$ bis $m_g + 15 \text{ MeV}/c^2$ limitiert wird. Dies ist mit einer Reduzierung der Rechenzeit bei der Generierung der Monte Carlo-Daten begründet.

D^0 - und K_S^0 -Testdatensätze Als Grundlage für die Untersuchung der Detektorauflösung und andere systematische Studien wurden weiterhin unter Verwendung von 0,5% der Gesamtdaten die inklusiven Zerfälle $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ und $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ analysiert. Entsprechend hierzu wurden für die genannten Zerfälle 37 Millionen simulierte generische $c\bar{c}$ -Ereignisse (SP-1005) analysiert; dies entspricht 5% der verfügbaren $c\bar{c}$ -Monte Carlo-Daten für Release 18. In beiden Fällen wurden die Teildatensätze unter Beachtung des korrekten Anteils der Runs 1 bis 5 an den Gesamtdaten ausgewählt.

Kapitel 5

Rekonstruktion des Zerfalls

$$D_{s1}^+ \rightarrow D^{*+} K_S^0$$

5.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden die Rekonstruktion und anschließende Selektion der in Abb. 3.2 dargestellten Zerfallsbäume des D_{s1}^+ beschrieben. Dieser Teil der Analyse gliedert sich in mehrere Schritte. Zunächst findet eine einfache Vorselektion unter Nutzung der Informationen des TAG-Levels der Daten statt. Nur für akzeptierte Ereignisse wird der AOD-Level der Daten eingelesen und es werden D_{s1}^+ -Kandidaten gemäß der Zerfallsbäume gebildet. Anschließend werden die Resonanzkandidaten anhand vorgegebener Massenfenster selektiert und eine kinematische Anpassung für den rekonstruierten Zerfallsbaum durchgeführt, um die Anzahl der ungeeigneten Kombinationen zu reduzieren. Die relevanten Informationen zu den akzeptierten Kandidaten werden in ein N-Tupel¹ geschrieben. Im letzten Schritt der Rekonstruktion werden basierend auf den im N-Tupel gespeicherten Daten die Massenfenster optimiert und zusätzliche Selektionskriterien angewendet, um saubere D_{s1}^+ -Spektren mit möglichst geringem kombinatorischen Untergrund zu erhalten, aus denen dann die Masse und Breite des D_{s1}^+ bestimmt werden sollen.

Im Rahmen der systematischen Studien wird untersucht, in welchem Umfang eine Diskrepanz zwischen einem Detektorparameter in der Realität und in der Rekonstruktion die Messergebnisse beeinflusst. So werden z.B. die Massenbelegungen der Detektorkomponenten im Trackingbereich und die Stärke des Magnetfelds modifiziert. Diese Untersuchungen erfordern jeweils eine Wiederholung der gesamten Rekonstruktion unter Berücksichtigung der neuen Einstellungen. Um Rechenzeit zu sparen, wird deshalb zunächst ein sogenannter *Pointer Skim* geschrieben, in welchem nur die Identifikationsnummern jener Ereignisse abgespeichert werden, in denen mindestens ein D_{s1}^+ -Kandidat gemäß der definierten Selektionskriterien nachgewiesen wurde. Dieser Skim wird im schnelleren *cache mode* erzeugt, wobei die bereits vorliegenden Resultate der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung verwendet werden. Der Skim dient anschließend als Eingabedatensatz für die eigentliche Analyse, die nun im *refit*-Modus durchgeführt wird. Im *refit*-Modus werden die bereits

¹Ein N-Tupel ist hier prinzipiell eine Tabelle, in der jede Zeile ein Ereignis mit allen zugehörigen Messgrößen und Variablen in den folgenden Spalten beinhaltet.

vorliegenden rekonstruierten Spuren ignoriert, und es wird unter Verwendung der in den Daten enthaltenen Informationen die Spurrekonstruktion wiederholt. Dies ermöglicht auch die Anwendung und Untersuchung von Modifikationen der Detektor- und Magnetfeldparameter zur Bestimmung von systematischen Unsicherheiten. Die Auswahl der Ereignisse ist dabei identisch zur Selektion für den Skim, wobei nun alle relevanten Informationen zu den akzeptierten Kandidaten in das N-Tupel geschrieben werden.

5.2 Vorselektion

5.2.1 TAG-Level

Zunächst wird der TAG-Level (siehe Kap. 2.4) ausgelesen, der allgemeine Informationen über die aufgezeichneten Ereignisse erhält. Ziel ist es, möglichst viele für die Rekonstruktion des D_{s1}^+ -Zerfallsbaum ungeeignete Ereignisse zu verwerfen, um eine hohe Bearbeitungsgeschwindigkeit bei der eigentlichen Selektion und Analyse der Daten zu erreichen. Unter dieser Vorgabe müssen akzeptierte Ereignisse mindestens

- fünf geladene Spuren (TAG-Variable: $nTracks \geq 5$),
- einen geladenen Kaon-Kandidaten (TAG-Variable: $nKLoose \geq 1$) und
- einen K_s^0 -Kandidaten (TAG-Variable: $nKsLoose \geq 1$)

enthalten.

5.2.2 K_s^0 -Kandidaten

Die K_s^0 -Kandidaten wurden bereits im Vorfeld rekonstruiert und stehen dem Benutzer beim Auslesen des AOD-Datenlevels für jedes Ereignis in Form einer Liste zur Verfügung. Es wurden alle Paarkombinationen von Elementen aus der Liste der geladenen Spuren (*Charged Tracks*) mit Nettoladung Null gebildet. Für diese Kandidaten wurde eine kinematische Anpassung hinsichtlich eines gemeinsamen Vertex der Pionkandidaten durchgeführt. Diese Anpassung setzt keine weiteren Beschränkungen durch einen Zerfallsbaum voraus. Vor der später folgenden kinematischen Anpassung des gesamten rekonstruierten D_{s1}^+ -Zerfallsbaums muss diese vorläufige Anpassung zurückgesetzt werden. Akzeptierte K_s^0 -Kandidaten müssen in dieser Analyse die *KsDefault*-Kriterien erfüllen.

- Masse: $0,45 \text{ GeV}/c^2 < m(K_s^0) < 0,55 \text{ GeV}/c^2$
- Masse nach der kinematischen Anpassung:
 $0,47267 \text{ GeV}/c^2 < m(K_s^0) < 0,52267 \text{ GeV}/c^2$

5.2.3 Spurrekonstruktion

Die beim *BABAR*-Experiment beobachteten Teilchen decken einen großen Impuls- und Winkelbereich ab. Die Spuren, die aus den einzelnen Messwerten der Detektorsysteme rekonstruiert werden, können sich daher stark in ihrer Qualität unterscheiden.

Teilchen mit geringem Transversalimpuls z.B. erreichen unter Umständen nicht die Driftkammer, so dass nur der Vertexdetektor zur Spurrekonstruktion beiträgt. Entsprechend sind für diese Teilchen die relativen Impulsunsicherheiten größer als bei Teilchen mit hohen Transversalimpulsen.

Zum Analyseframework *Beta* gehören eine Reihe von Standardselektoren, mit denen sich Teilchenkandidaten anhand von verschiedenen Qualitätsmerkmalen der rekonstruierten Spuren auswählen lassen. Die rekonstruierten Spuren der verwendeten Pion- und Kaonkandidaten müssen die *GoodTracksVeryLoose*-Kriterien erfüllen.

- Maximaler Impuls im Laborsystem: 10 GeV/c
- Kleinster Abstand zur xy-Ebene: $\Delta_{xy} < 1,5\text{cm}$
- Kleinster Abstand zur z-Achse: $\Delta_z < 10\text{cm}$

Der Ursprung des *BABAR*-Koordinatensystems ($(x, y, z) = (0, 0, 0)$) wird in den nominalen Wechselwirkungspunkt gelegt. Die z-Achse verläuft parallel zum Magnetfeld in Richtung des Elektronenstrahls. Die Größe Δ_{xy} bezeichnet den Abstand, den die durch eine Helix parametrisierte Spur eines Teilchens bei der geringsten Annäherung an die z-Achse ($(x, y) = (0, 0)$) zu dieser aufweist. Entsprechend bezeichnet Δ_z den Abstand, den die Spur im Punkte der kleinsten Annäherung an die xy-Ebene mit $z = 0$ zu dieser hat.

5.2.4 Teilchenidentifikation

Die Identifizierung von geladenen Teilchen beruht auf den Messwerten des Vertex-Detektors, der Driftkammer und des Cherenkov-Detektors. In *Beta* stehen Algorithmen für die Teilchenidentifikation in Form von Modulen zur Verfügung. Die Kandidaten, welche die im vorigen Abschnitt genannten Kriterien zur Spurrekonstruktion erfüllen, werden für die Einordnung in Kaonen- und Pionenlisten mit Hilfe dieser Module einem Akzeptanztest für die einzelnen Teilchensorten unterzogen. Eine wichtige Größe hierfür ist die sogenannte *Likelihood*, welche auf den Messwerten der oben genannten Detektorkomponenten beruht. Für jede dieser Komponenten wird eine eigene Likelihood \mathcal{L}_H unter der Hypothese berechnet, dass das Teilchen ein Pion ($H = \pi$), Kaon ($H = K$), Elektron ($H = e$), Myon ($H = \mu$) oder Proton ($H = p$) ist. Die Teilchenidentifikation mit dem Vertex-Detektor und der Driftkammer beruht auf der Messung des spezifischen Energieverlusts dE/dx . Hierzu ist zunächst der sogenannte *Pull* Δ_H zu berechnen

$$\Delta_H = \frac{dE/dx - dE/dx_H}{\sigma}, \quad (5.1)$$

wobei dE/dx_H den zu erwartenden, unter der Teilchenhypothese H aus der Bethe-Bloch-Gleichung berechneten Energieverlust bezeichnet. Der Fehler ist durch σ gegeben. Da der Energieverlust in willkürlichen Einheiten gemessen wurde, müssen zur Bestimmung der Likelihood die Größen dE/dx und σ passend parametrisiert werden. Für den SVT ergibt sich

$$\begin{aligned} -dE/dx(SVT) &= a_1 \beta^{-a_2} (\beta\gamma)^{a_3} \text{ mit } \beta\gamma = 40 \text{ falls } \beta\gamma > 40 \\ \sigma(SVT) &= b_1 \frac{(\beta\gamma/b_2)^{-b_3}}{dE/dx(SVT)} + b_4 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Aus dem gemessenen Impuls p und der zur Hypothese H gehörenden Teilchenmasse ergibt sich die Größe $\beta\gamma = p/m_H$, während die Konstanten a_i und b_j durch eine Kalibration bestimmt werden.

Für die Driftkammer ergibt sich folgende Parametrisierung:

$$\begin{aligned} -dE/dx(DCH) &= a_1 \frac{a_2 - \beta^{a_3} - \ln(a_4 + (\beta\gamma)^{a_5})}{\beta^{a_3}} \\ \sigma(DCH) &= b_1 (N_{DCH}/40)^{b_2} (p/p_t)^{b_3} (1 + b_4/p_t^2), \end{aligned} \quad (5.3)$$

wobei p_t den Transversalimpuls und N_{DCH} die Anzahl der Treffer in der Driftkammer bezeichnet. Die konstanten Parameter werden auch hier durch eine Kalibration bestimmt.

Die Likelihood für eine Teilchenhypothese ergibt sich dann aus dem Wert einer gaussförmigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$\mathcal{L}_{SVT,H} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\Delta_H^2} \quad (5.4)$$

an der Stelle des Messwertes dE/dx . Die Likelihood $\mathcal{L}_{DCH,H}$ wird analog berechnet. Im Falle der Messwerte aus dem Cherenkov-Detektor wird die Likelihood $\mathcal{L}_{DIRC,H}$ auf eine andere Weise berechnet, da deren Verteilung signifikant von einer Gaussverteilung abweicht. Zur Berechnung werden der zu einem Teilchen gehörende Čerenkov-Winkel und die Anzahl der Cherenkov-Photonen benutzt (Kap. 2.3.3). Die erwartete Anzahl an Cherenkov-Photonen wird für ein Teilchen der Hypothese H mit Hilfe von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt und in einer *LookUp*-Tabelle gespeichert. Man erhält eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, aus der dann die Likelihood berechnet wird.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit für eine Teilchenhypothese H berechnet sich abschließend aus dem Produkt der einzelnen Likelihood-Werte.

$$\mathcal{L}_H = \mathcal{L}_{SVT,H} \cdot \mathcal{L}_{DCH,H} \cdot \mathcal{L}_{DIRC,H} \quad (5.5)$$

Identifizierung von Pionen und Kaonen Für die Identifizierung und Selektion einer Teilchenart werden Forderungen an bestimmte Verhältnisse der Likelihoods gestellt. Zur Identifizierung von Pionen wird der Selektor *PidPionLHSelector* im Modus *veryLoose* verwendet, der die folgenden Likelihood-Bedingungen stellt:

$$\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\pi} \right) < 0,98 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\mathcal{L}_p}{\mathcal{L}_p + \mathcal{L}_\pi} \right) < 0,98, \quad (5.6)$$

Zur Identifizierung von Kaonen wird der Selektor *PidKaonLHSelector* im Modus *veryLoose* verwendet. Für Kandidaten mit einem Impuls $p < 0,4 \text{ GeV}/c$ muss gelten

$$\left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_\pi} \right) > 0,5 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\mathcal{L}_K}{\mathcal{L}_K + \mathcal{L}_p} \right) > 0,018, \quad (5.7)$$

während Kandidaten mit $p \geq 0,4 \text{ GeV}/c$ zusätzlich durch den Elektronenselektor *PidElectronLHSelector* überprüft werden und nicht als Elektron akzeptiert werden dürfen.

5.2.5 Kombinatorik

Zu jedem mit dem Detektor nachgewiesenen Teilchenkandidaten (hier: Pionen, Kaonen) stehen die Viererimpulse zur Verfügung. Die invariante Masse eines zerfallenen Teilchens lässt sich über eine Addition der Viererimpulse der Zerfallsprodukte berechnen.

Der erste Schritt der Rekonstruktion besteht aus der Kombination von jeweils einem geladenen Pion- und einem entgegengesetzt geladenen Kaon-Kandidaten zu einem D^0 -(bzw. \bar{D}^0)-Kandidaten (Zerfallskanal $K4\pi$). Im Falle des Zerfallskanals $K6\pi$ werden ein geladenes Kaon und drei geladene Pionen zu einem neutralen D -Kandidaten kombiniert. Ein Ereignis enthält im Durchschnitt 12 bis 15 geladene Spuren, daher kann entsprechend mehr als ein D^0 -Kandidat gebildet werden.

Kandidaten mit einer invarianten Masse, die im Bereich von $\pm 150 \text{ MeV}/c^2$ um die nominelle D^0 -Masse von $1864,5 \text{ MeV}/c^2$ [Pd06] liegen, werden für die weitere Rekonstruktion ausgewählt. Jeder dieser Kandidaten wird mit einem weiteren geladenen Pion-Kandidaten zu einem D^{*+} -Kandidaten kombiniert. Da hier über die gleiche Pion-Liste wie bei den D^0 -Kandidaten iteriert wird, ist sicherzustellen, dass ein Kandidat nicht mehrfach verwendet wird. Zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds wird gefordert, dass die Differenz zwischen der D^{*+} -Masse und der Masse des zugehörigen D^0 -Kandidaten weniger als $230 \text{ MeV}/c^2$ beträgt.

Akzeptierte D^{*+} -Kandidaten werden mit den Kandidaten aus der K_S^0 -Liste zu D_{s1}^+ -Kandidaten kombiniert, deren invariante Masse kleiner als $3,5 \text{ GeV}/c^2$ sein muss. Informationen zu den Pionen, aus denen das K_S^0 gebildet wurde, stehen ebenfalls zur Verfügung. Somit kann auch hier ein Vergleich mit den anderen gebildeten Teilchen auf mehrfach verwendete Spuren durchgeführt werden. Für den Impuls des D_{s1}^+ im Schwerpunktsystem (CMS) der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz soll $p^*(D_{s1}^+) > 2,3 \text{ GeV}/c$ gelten. Zusätzlich zur Reduzierung des kombinatorischen Untergrunds führt die Selektion eines hohen Schwerpunktimpulses zur Unterdrückung von D_{s1}^+ -Ereignissen aus B -Zerfällen. Dadurch wird die Produktion von Signal-Monte Carlo-Ereignissen erleichtert, da eine Beschränkung auf $c\bar{c}$ -Zerfallsereignisse möglich ist.

Solche D_{s1}^+ -Kandidaten, die alle oben genannten Selektionskriterien erfüllen, werden einer kinematischen Anpassung (*Vertex-Fit* unter Verwendung des Moduls *TreeFitter*) zur Verbesserung der Auflösung unterzogen. Die Unsicherheiten der Messgrößen, anhand derer die Pionen- und Kaonenspuren rekonstruiert werden, bestimmt die Auflösung der Masse und des Impulses der rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten. Die Spurparameter sind nicht alle unabhängige Größen, sondern stehen aufgrund von Nebenbedingungen, wie z.B. ein gemeinsamer Ursprungsort zweier Spuren, in Beziehung zueinander. Bei der kinematischen Anpassung werden die Teilchenparameter innerhalb ihrer Messfehler so modifiziert, dass die Nebenbedingungen erfüllt sind. Dies geschieht mittels der Methode der kleinsten quadratischen Abweichung unter der Verwendung von Lagrange-Multiplikatoren. Der verwendete Algorithmus ist in Anhang A.1 kurz beschrieben, eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Br99, Au01]. Die erste Nebenbedingung besteht in der Forderung von gemeinsamen Ursprungspunkten für die entsprechenden Spuren, aus denen die einzelnen Resonanzen der Zerfallskette gebildet wurden (*GeoConstraint*). Da hier die Massendifferenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ zwischen D_{s1}^+ und $D^*K_S^0$ gemessen werden soll, wird kein *mass constraint* (Bestimmung des Viererimpulses bei einer fest vorgegebenen Masse) auf

die Resonanzen angewendet. Weiterhin wird gefordert, dass die D_{s1}^+ -Kandidaten in der Nähe der e^+e^- Wechselwirkungszone ihren Ursprung haben (Anwendung des *beamspot constraints*). Akzeptiert werden nur konvergierte Anpassungen mit einem Konfidenzniveau der Anpassung $p_v > 0,1\%$. Abschließend werden die oben aufgelisteten Selektionskriterien bezüglich Massen und Impulsen für die Auswahl der Skim-Ereignisse nochmals eingeschränkt. Erfüllt ein rekonstruierter D_{s1}^+ -Kandidat alle diese Kriterien, wird dieses Ereignis dem Skim hinzugefügt.

Die folgende Liste fasst abschließend die Vorselektionskriterien für D_{s1}^+ -Kandidaten zusammen:

- K_s^0 Masse: $0,45 \text{ MeV}/c^2 < m(K_s^0) < 0,55 \text{ MeV}/c^2$
- D^0 Masse: $|m(D^0) - 1864,5 \text{ MeV}/c^2| < 100 \text{ MeV}/c^2$
- D^{*+} - D^0 Massendifferenz: $\Delta m(D^{*+}) < 170 \text{ MeV}/c^2$
- D_{s1}^+ Masse: $m(D_{s1}) < 3 \text{ GeV}/c^2$
- D_{s1}^+ CMS Impuls: $p^*(D_{s1}^+) > 2,5 \text{ GeV}/c$
- D_{s1}^+ Konfidenzniveau der Vertex-Anpassung: $p_v > 0,1\%$

Nachdem alle Ereignisse so überprüft wurden, wird die oben beschriebene Selektion wiederholt, wobei der Skim als Datenbasis dient. Allerdings wird, wie eingangs erläutert wurde, im *refit* Modus statt im *cache* Modus analysiert. Ein N-Tupel mit den Informationen zu allen rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten wird erzeugt. Die gleiche Prozedur wird ebenfalls wiederholt im Falle der modifizierten Detektorkonditionen (Kapitel 8). Die sich nach der Vorselektion ergebenden Spektren der Massendifferenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ sind für die Messdaten in Abb. 5.1 dargestellt. In beiden Kanälen ist bereits ein deutliches Signal um $\Delta\mu(D_{s1}^+) \approx 27 \text{ MeV}/c^2$ sichtbar.

Reale Messdaten und Monte Carlo-Simulationsdaten folgen denselben Selektionskriterien. Zusätzlich zu den Information über die rekonstruierten Kandidaten wird dem N-Tupel aus den Monte Carlo-Daten die *truth*-Komponente hinzugefügt, d.h. die Informationen über die generierten Teilchen eines Ereignisses. Es kann so überprüft werden, ob die ermittelten Teilchenidentitäten mit den generierten Teilchen übereinstimmen. Da von dem gesamten generierten $c\bar{c}$ -Zerfall nur der D_{s1}^+ -Zweig rekonstruiert wurde, ist weiter zu prüfen, ob die rekonstruierten Zerfallsprodukte eines D_{s1}^+ -Kandidaten dem selben Zerfallsbaum zugehörig sind. Basierend auf dieser Überprüfung wird eine weitere Variable als wahr oder falsch gesetzt, anhand derer sich die korrekt rekonstruierten D_{s1}^+ -Mesonen aus den Monte Carlo-Daten selektieren lassen (*truth match*). Die Kenntnis der generierten Massenverteilung ist weiterhin für die Bestimmung der Detektorauflösung nötig (Kap. 6).

5.3 D_{s1}^+ -Selektion

In diesem Abschnitt werden die weiteren Selektionskriterien beschrieben, deren Anwendung auf die im vorigen Abschnitt erhaltenen N-Tupel zu einem sauberen D_{s1}^+ -Signal mit geringem kombinatorischen Untergrund führen. Als erstes wird der Schwerpunktimpuls des D_{s1}^+ betrachtet. In den Signal-Monte Carlo-Ereignissen liegt das

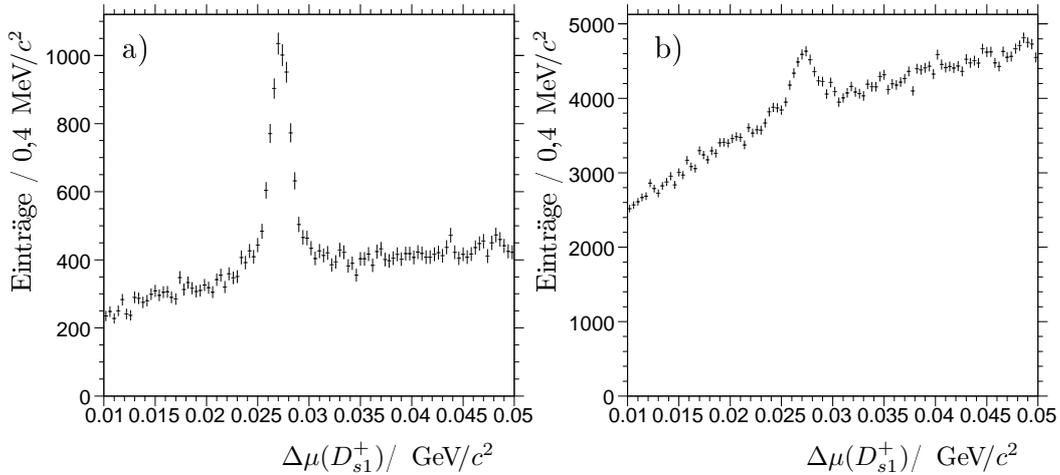


Abbildung 5.1: $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Massendifferenz nach der Vorselektion in Daten. a) Zerfallskanal $K4\pi$. b) Zerfallskanal $K6\pi$. In letzterem Spektrum ergibt sich der höhere Untergrund aufgrund der größeren Anzahl an möglichen Kombinationen der Pionen und Kaonen.

Maximum der Impuls-Verteilung nahe $3,5 \text{ GeV}/c$, während der kombinatorische Untergrund zu kleineren Impulswerten anwächst. Darauf basierend wird das Selektionskriterium des Schwerpunktimpulses auf $p^*(D_{s1}^+) > 2,7 \text{ GeV}/c$ verschärft.

Im folgenden werden die invarianten Massen der D^0 , D^{*+} and K_s^0 -Kandidaten untersucht und geeignete Massenfenster ausgewählt. Eine zusätzliche Untergrundreduktion ergibt sich aus der Untersuchung eines D_{s1}^+ -Kandidaten im Hinblick auf den folgenden K_s^0 -Zerfall. Für die Anpassung der diversen Funktionen zur Parametrisierung der Signale an die Daten wurde das Programm *Root* [Br07] verwendet. Da hier nur Massenregionen ausgewählt werden sollen, genügt ein sogenannter *binned fit* an die histogrammierten Daten. Die Anpassung basiert auf der χ^2 -Methode, die in Anhang A.2 beschrieben wird.

5.3.1 D^0 -Massenspektrum

Nach der zuvor beschriebenen Vorselektion erhält man die in Abb. 5.2(a,b) dargestellten Verteilungen der invarianten D^0 -Masse für die Kanäle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Angepasst an die Verteilung wurde die Summe zweier Gaußfunktionen mit einem gemeinsamen Mittelwert (Gl. 5.8) zur Parametrisierung der Signalregion und ein Polynom erster Ordnung für die Beschreibung des Untergrunds.

$$S_{D^0}(m) = \frac{f_1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left[-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma_1^2}\right] + \frac{(1 - f_1)}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left[-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma_2^2}\right] \quad (5.8)$$

Als Mittelwert ergeben sich $(1863,51 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$ ($(1863,53 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$) für $K4\pi$ ($K6\pi$). Die Signalregion wird aus der Halbwertsbreite F der Funktion (*Full Width at Half Maximum, FWHM*) bestimmt, deren Werte $(16,51 \pm 0,088) \text{ MeV}/c^2$ ($(12,79 \pm 0,05) \text{ MeV}/c^2$) für $K4\pi$ ($K6\pi$) betragen. Die Signalregion der D^0 -Verteilung

wird als Bereich von $\pm 18 \text{ MeV}/c^2$ ($\pm 14 \text{ MeV}/c^2$) um den Mittelwert $1863,5 \text{ MeV}/c^2$ festgelegt. Dies entspräche im Falle einer einzelnen Gaussfunktion, wo $\sigma = F/2,3548$ gilt, einer $\pm 2,5\sigma$ -Region um den Mittelwert.

5.3.2 $D^{*+} - D^0$ Massendifferenz

Der Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ wird anhand der Massendifferenz $\Delta m(D^{*+})$ zwischen der invarianten Masse der D^{*+} - und der D^0 -Kandidaten untersucht. Die Verteilung der Massendifferenz ist für die beiden Zerfallskanäle $K4\pi$ und $K6\pi$ in Abb. 5.2(c,d) dargestellt, wobei die D^0 -Kandidaten aus dem in Kap. 5.3.1 definierten D^0 -Massenfenster stammen müssen. Zur Parametrisierung der Verteilung wurden eine relativistische Breit-Wigner-Linienform

$$S_{\Delta m(D^{*+})}(m) \propto \frac{m}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2\Gamma^2} \quad (5.9)$$

für die Signalregion und eine exponentielle Verteilung

$$B_{\Delta m(D^{*+})}(m) = (m - a_0)^{a_1} \exp(-a_2m - a_3m^2), \quad (5.10)$$

die auch die $D^{*+}\pi$ -Phasenraumgrenze berücksichtigt, verwendet (m steht hier stellvertretend für die Massendifferenz $\Delta m(D^{*+})$). Die Anpassung liefert für den Signalbereich einen Mittelwert von $145,41 \text{ MeV}/c^2$ ($145,41 \text{ MeV}/c^2$) und eine Halbwertsbreite von $0,41 \text{ MeV}/c^2$ ($0,41 \text{ MeV}/c^2$) für die Zerfallsmoden $K4\pi$ ($K6\pi$). Der statistische Fehler für den Mittelwert und die Halbwertsbreite ist für beide Zerfallskanäle kleiner als $1 \text{ keV}/c^2$. Das $\Delta m(D^{*+})$ -Massenfenster wird als $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ -Bereich um den erhaltenen Mittelwert definiert.

5.3.3 K_s^0 -Massenspektrum

Das Spektrum der $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Kandidaten wird in Abb. 5.2(e,f) für jene rekonstruierten D_{s1}^+ -Ereignisse dargestellt, die die bislang genannten Kriterien (D^0 -Massenfenster, $\Delta m(D^{*+})$ -Massenfenster) erfüllen. Angepasst an die Verteilung der invarianten Masse ist die Summe zweier Gaußfunktionen mit gemeinsamem Mittelwert (Gl. 5.8) und ein Polynom erster Ordnung für den Untergrund. Als Mittelwert der K_s^0 -Masse ergeben sich $(497,20 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$ ($(497,23 \pm 0,02) \text{ MeV}/c^2$) und eine Halbwertsbreite von $(5,31 \pm 0,06) \text{ MeV}/c^2$ ($(5,50 \pm 0,05) \text{ MeV}/c^2$) für Zerfallsmode $K4\pi$ ($K6\pi$). Für die weitere Analyse werden nur die K_s^0 -Kandidaten ausgewählt, die in einem Bereich von $\pm 6 \text{ MeV}/c^2$ um den Mittelwert liegen (dies entspräche im Falle einer einzelnen Gaussfunktion einer $\pm 2,5\sigma$ -Region um den Mittelwert).

5.3.4 K_s^0 -Zerfallswinkel

Der kombinatorische Untergrund des D_{s1}^+ -Massenspektrums wird durch die zuvor beschriebene Auswahl der Massenregionen der Töchterteilchen bereits stark reduziert. Durch eine geometrische Betrachtung der Ereignisse kann der Untergrund weiter reduziert werden. Hierzu werden nur kleine Werte für den Zerfallswinkel α zwischen der Flugrichtung des K_s^0 und der Verbindungslinie zwischen Primärvertex und rekonstruiertem K_s^0 Vertex selektiert (Abb. 5.3). Durch die kurze Lebensdauer des

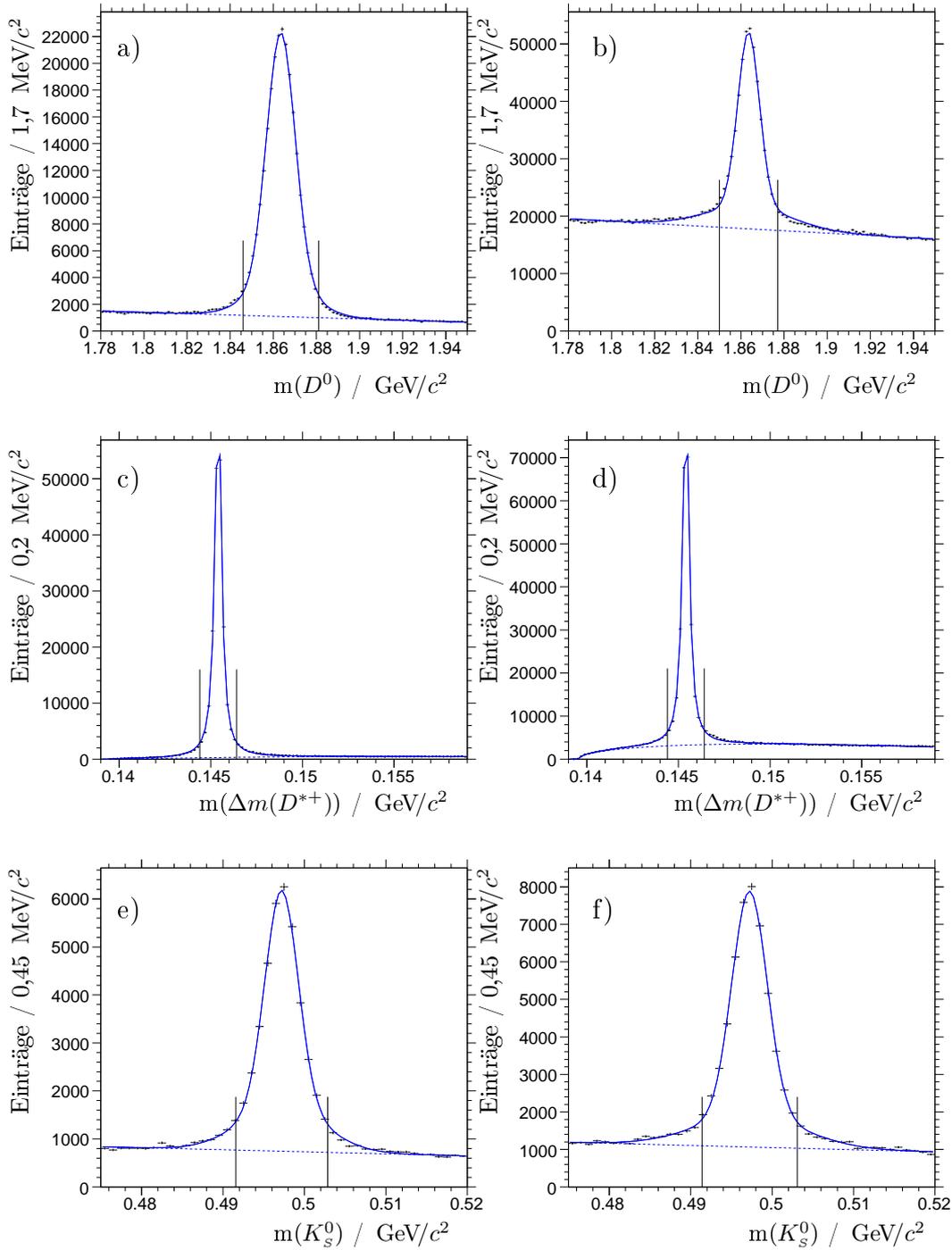
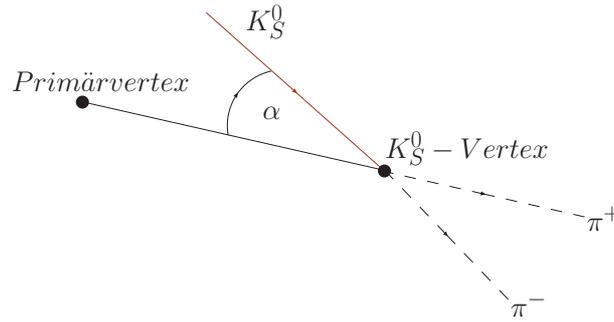


Abbildung 5.2: a,b) Anpassung der Summe zweier Gaußfunktionen (Gl. 5.8) und eines Polynoms erster Ordnung an die invariante Massenverteilung der D^0 -Kandidaten. c,d) Anpassung einer relativistischen Breit Wigner Funktion (Gl. 5.9) und einer exponentiellen Verteilung (Gl. 5.10) an die Differenz $\Delta m(D^{*+})$ zwischen der invarianten D^{*+} - und D^0 -Masse. e,f) Anpassung der Summe zweier Gaußfunktionen und eines Polynoms erster Ordnung an die invariante Massenverteilung der K_s^0 -Kandidaten. Die durchgezogene Linie zeigt jeweils die Gesamtfunktion, die gepunktete Linie die Untergrundfunktion separat. Die senkrechten Linien zeigen die im Text beschriebene Signalregion. Links jeweils: Zerfallskanal $K4\pi$. Rechts: Zerfallskanal $K6\pi$.

Abbildung 5.3: Darstellung des K_S^0 Zerfallswinkels α .

D_{s1}^+ liegt dessen Zerfallsvertex nahe am Ort des Primärvertizes, was kleine Werte für α nach sich zieht. Große Winkel bedeuten die Bewegung hin zum Primärvertex, solche K_S^0 stammen nicht aus einem D_{s1}^+ -Zerfall.

In Abb. 5.4 ist die $\alpha(K_S^0)$ -Verteilung sowohl für Messdaten (weiß) wie auch für Monte Carlo-Daten (gefüllte Fläche) dargestellt. Für Monte Carlo-Ereignisse (Datensatz $\Gamma 1$) wurden Kandidaten aus der Signalregion ausgewählt, die als $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Bereich von $\pm 2,5 \text{ MeV}/c^2$ um die rekonstruierte Massendifferenz von $27,74 \text{ MeV}/c^2$ definiert ist. Im Falle der realen Daten wurden die D_{s1}^+ -Kandidaten aus den $\Delta m(D_{s1}^+)$ Seitenbändern selektiert, die einen Bereich von $7 < |\Delta m(D_{s1}^+) - 27,24 (27,20)| / \text{MeV}/c^2 < 12$ für $K4\pi$ ($K6\pi$) umfassen. Die Werte für den Mittelwert und die Halbwertsbreite stammen aus einer provisorischen Anpassung der Summe zweier Gaussfunktionen an das Massendifferenzspektrum (siehe auch Kap. 5.3.5). Die Spektren der Messdaten und der Monte Carlo-Daten sind entsprechend ihrer Einträge skaliert. Die Verteilung von α für die simulierten Kandidaten beschränkt sich auf kleine Werte von α , während in den realen Daten dort das Maximum liegt, aber auch vermehrt Einträge bei sehr hohen Werten vorkommen. Der Untergrund in Daten lässt sich mit der Forderung $\alpha(K_S^0) < 0,15 \text{ rad}$ um ungefähr die Hälfte reduzieren.

5.3.5 Zusammenfassung der D_{s1}^+ -Selektionskriterien

Die Masse und die Zerfallsbreite des D_{s1}^+ werden aus den Spektren der Differenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ zwischen einem D_{s1}^+ Kandidaten und der entsprechend zugehörigen D^{*+} und K_S^0 Kandidaten bestimmt. Um ein deutliches Signal über einem geringen kombinatorischen Untergrund zu erhalten, wurden in den letzten Abschnitten die folgenden Selektionskriterien zur Optimierung der D_{s1}^+ -Massenspektren ermittelt:

- D_{s1}^+ CMS Impuls: $p^*(D_{s1}^+) > 2,7 \text{ GeV}/c$
- D^0 : $|m(D^0) - 1863,5 \text{ MeV}/c^2| < 18 \text{ MeV}/c^2 (< 14 \text{ MeV}/c^2)$
- D^{*+} : $|\Delta m(D^{*+}) - 145,4 \text{ MeV}/c^2| < 1 \text{ MeV}/c^2$
- K_S^0 : $|m(K_S^0) - 497,2 \text{ MeV}/c^2| < 6 \text{ MeV}/c^2$
- K_S^0 : $\alpha(K_S^0) < 0,15 \text{ rad}$

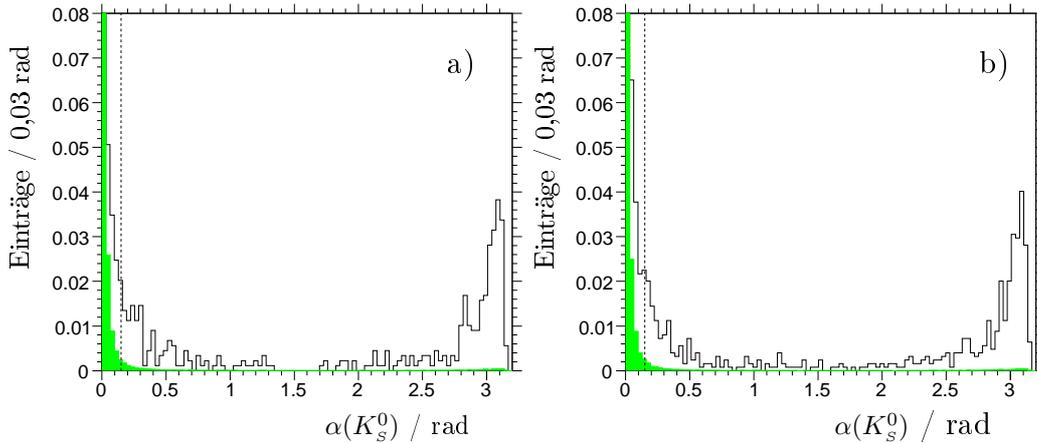


Abbildung 5.4: K_s^0 Zerfallswinkel α für Monte Carlo (schraffierte Fläche; aus der D_{s1}^+ -Signalregion) und Daten (weiß; aus der D_{s1}^+ -Seitenbandregion). a) Zerfallsmodus $K4\pi$. b) Zerfallsmodus $K6\pi$. Die gepunktete Linie gibt den selektierten Bereich in den Messdaten an ($\alpha < 0,15$ rad).

Die Zahl in der Klammer bei der D^0 -Masse gibt das Selektionskriterium für den Zerfallskanal $K6\pi$ an, während der erste Wert dem Zerfall $K4\pi$ zugehörig ist. Bei den anderen Größen sind die Selektionskriterien für beide Kanäle identisch.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, führt die Verwendung der Massendifferenz zwischen einer Resonanz und ihren direkten Zerfallsprodukten zu einer verbesserten Auflösung. Die D_{s1}^+ -Masse und die kombinierte $D^{*+}K_s^0$ -Masse sind nach Anwendung der Selektionskriterien gegeneinander in Abb. 5.5a und 5.5b aufgetragen. Die Verwendung der invarianten D_{s1}^+ -Masse entspricht der Projektion des zweidimensionalen Spektrums auf die Ordinate, was zu einer breiten Verteilung führt. Die Konzentration auf Werte in der Diagonalen begründet sich dadurch, dass die Massen der einzelnen Kandidaten miteinander korreliert sind. Teilchen mit unterschiedlicher Masse, aber gleicher Massendifferenz fallen daher in dieselbe Region. Dies entspricht der Projektion auf die in den Histogrammen dargestellte gestrichelte Linie, wodurch man ein schmales Signal mit einem besseren Signal-zu-Untergrund-Verhältnis erhält. Im Folgenden wird diese Massendifferenz im Bereich von 0,01 bis 0,05 MeV/c^2 betrachtet.

Die Anwendung aller aufgelisteter Selektionskriterien führt zu einer Verteilung der D_{s1}^+ -Kandidaten mit einem deutlichen Signal und einem sehr geringen kombinatorischen Untergrund. Obwohl die Vor- und Hauptselektionskriterien eine große Anzahl an Kandidaten von der weiteren Verwendung ausschließen, muss der Datensatz noch dahingehend untersucht werden, ob für ein einzelnes Ereignis mehr als ein rekonstruierter D_{s1}^+ -Kandidat verblieben ist. (In der Vorselektion wurde nur die mehrfache Verwendung eines Pions oder Kaons in einem Kandidaten ausgeschlossen.) Da die Produktion von zwei D_{s1}^+ -Teilchen in einem Ereignis sehr unwahrscheinlich ist, wird der Kandidat mit dem höchsten Konfidenzniveau der Vertex-Anpassung behalten und die anderen Kandidaten verworfen. Das Ergebnis der Selektion ist für die Größe $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ aus dem Daten-N-Tupel in Abb. 5.6 dargestellt. Abb. 5.7 zeigt die

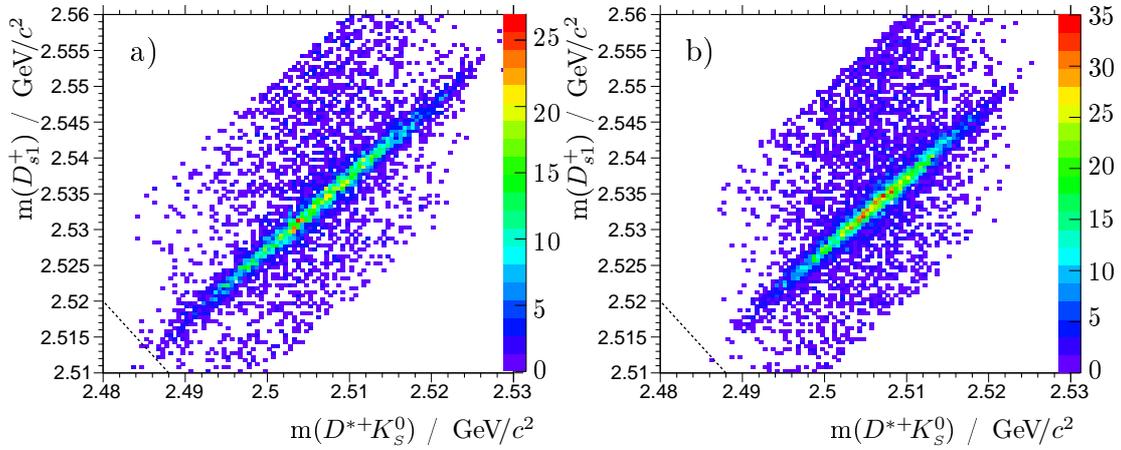


Abbildung 5.5: In diesem zweidimensionalen Histogramm ist die D_{s1}^+ -Masse (Ordinate) gegen die Summe aus D^{*+} - und K_s^0 -Masse (Abzisse) aufgetragen. a) Zerfallskanal $K4\pi$. b) $K6\pi$. Die Verwendung der Differenz zwischen der D_{s1}^+ - und der $D^*K_s^0$ -Masse entspricht der Projektion der zweidimensionalen Verteilung auf die gestrichelte Linie, wodurch sich eine deutlich schmalere Signalregion ergibt als bei der Verwendung der D_{s1}^+ -Masse alleine (Projektion auf die Ordinate).

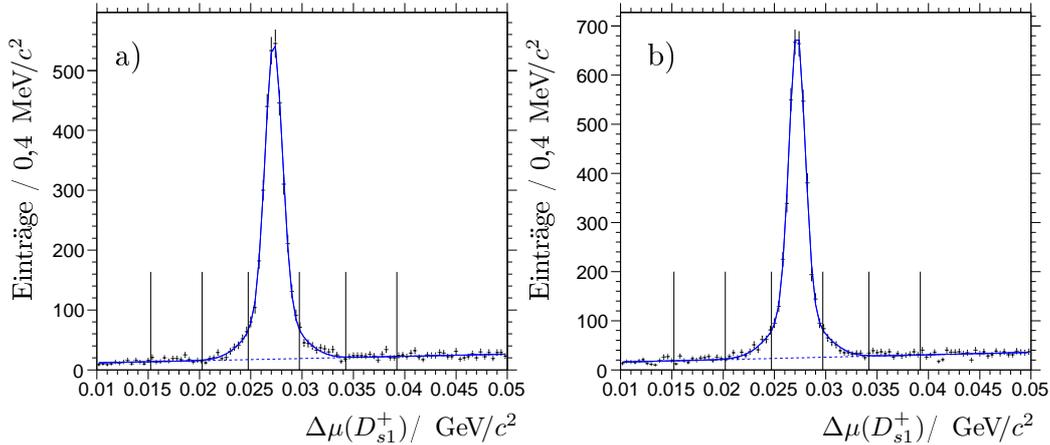


Abbildung 5.6: Verteilung der Massendifferenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ nach Anwendung aller Selektionskriterien für die Messdaten: a) Zerfallskanal $K4\pi$. b) $K6\pi$. Angepasst wurde die Summe zweier Gaußfunktionen (durchgezogene Linie) und eine Gerade für den Untergrund (gepunktete Linie). Hierbei wurden die intrinsische Linienform des D_{s1}^+ und der Einfluss der Detektorauflösung noch nicht berücksichtigt. Die senkrechten Linien zeigen die Lage der im Text definierten Signal- und Seitenbandregionen an.

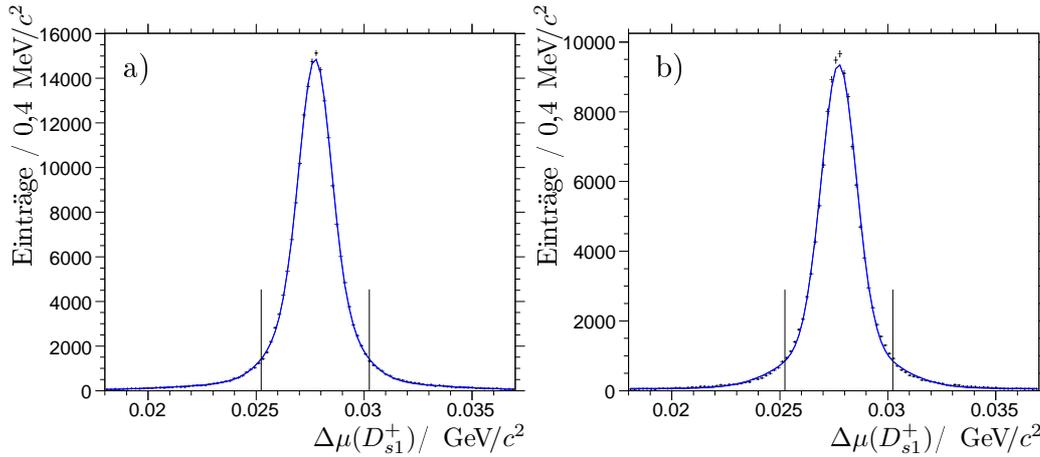


Abbildung 5.7: Verteilung der Massendifferenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ nach Anwendung aller Selektionskriterien für den Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 1$. a) Zerfallskanal $K4\pi$. b) $K6\pi$. Anpassung an die Spektren wurde die Summe dreier Gaussfunktionen.

rekonstruierte Massendifferenz in Monte Carlo-Daten ($\Gamma 1$), nach Anwendung aller Selektionskriterien zuzüglich der Akzeptanz durch den in Kap. 5.2.5 beschriebenen *truth match*. Aus der bekannten Anzahl der generierten Ereignisse (Tab. 4.1) und den in diesen Spektren enthaltenen rekonstruierten Kandidaten folgt für die Rekonstruktionseffizienz ein Wert von $13,40 \pm 0,03\%$ ($K4\pi$) bzw. $8,47 \pm 0,02\%$ ($K6\pi$).

In die Daten-Spektren ist provisorisch die Summe zweier Gauss-Funktionen für die Signalregion und eine Gerade für den Untergrund angepasst worden. Bei dieser provisorischen Anpassung, die nur zur Bestimmung von Signal- und Seitenbandregion dient, wurden nicht die intrinsische Breite des D_{s1}^+ und die Detektoraufösung separat berücksichtigt. Die Halbwertsbreite der Signalfunktion beträgt $(2,16 \pm 0,07) \text{ MeV}/c^2$ bzw. $(2,01 \pm 0,06) \text{ MeV}/c^2$ für Kanal $K4\pi$ ($K6\pi$). Die Zahl der Signaleinträge liegt bei ungefähr 3500 bzw. 4100 D_{s1}^+ -Kandidaten.

Die in diesem Kapitel nach der Selektion erhaltenen N-Tupel bilden den Datensatz zur exakten Bestimmung der Masse und Breite des D_{s1}^+ . Diese Prozedur wird in den folgenden Kapiteln im Detail vorgestellt.

Kapitel 6

Bestimmung der Detektorauflösung aus Monte Carlo-Daten

6.1 Grundlagen

Nach der Optimierung liegt ein Spektrum aus rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten vor, dessen Signalregion sich aufgrund der endlichen Detektorauflösung nicht einfach durch die natürliche Linienform der Resonanz beschreiben lässt. Wie in Kapitel 2 ersichtlich wurde, lassen sich nicht beliebig exakte Messungen vornehmen. Die Detektorauflösung hängt sowohl von technischen Begrenzungen wie auch von kinematischen Größen der nachgewiesenen Teilchen ab. Die Signalform wird daher durch die Faltung [Bt04] der intrinsischen Linienform $S(m)$ mit einer die Detektorauflösung beschreibenden Funktion $R(m)$ bestimmt:

$$S(m) * R(m) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\tau)R(\tau - m)d\tau \quad (6.1)$$

Obwohl für beide Zerfallskanäle deutliche D_{s1}^+ -Signale mit mehr als 3500 (4100) Einträgen vorliegen, ist eine simultane Bestimmung der Detektorauflösung und der intrinsischen Breite des D_{s1}^+ anhand einer einzelnen Anpassung einer Gesamtfunktion an die Daten nicht durchzuführen. Daher wird die Auflösung separat aus den für diese Zerfallskanäle produzierten Signal-Monte Carlo-Daten bestimmt. Wie bereits erwähnt, stehen sowohl die generierten wie auch die rekonstruierten D_{s1}^+ -Teilchen zur Verfügung. Die Verteilung der generierten Teilchen weist die verwendete Linienform, eine nicht-relativistische Breit-Wigner-Kurve (siehe Kap. 4.2), auf, während das Spektrum der rekonstruierten Kandidaten einer Verbreiterung durch die endliche Auflösung unterworfen ist. Die Form der Auflösungsfunktion wird hier nun aus der Verteilung der Differenz zwischen rekonstruierter und generierter Masse der D_{s1}^+ -Kandidaten ermittelt, nachdem alle in Abschnitt 5.3 beschriebenen Selektionskriterien auf die Monte Carlo-Daten angewendet wurden.

Die Breite und Masse des D_{s1}^+ aus den Daten werden dann durch Anpassung der oben genannten Faltung an die Massendifferenzspektren $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ bestimmt, wobei die Parameter der Auflösungsfunktion fixiert werden. Die einzigen freien Variablen der Funktion werden die Breite und der Mittelwert der Signalfunktion sein.

6.2 Auflösungsmodell

Wie bereits erwähnt, wird die Auflösung aus der Differenz zwischen den rekonstruierten und generierten Massenwerten bestimmt. Da für das D_{s1}^+ die Massendifferenz Gl. 3.1 betrachtet wird, muss hier zur Bestimmung der Auflösung die Größe

$$\Delta m_{res} = \Delta\mu(D_{s1}^+) - \Delta\mu_g(D_{s1}^+) \quad (6.2)$$

gebildet werden, wobei $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ die Massendifferenz in den rekonstruierten Monte Carlo-Daten ist und $\Delta\mu_g(D_{s1}^+)$ die entsprechende Massendifferenz zwischen den generierten D_{s1}^+ - und D^{*+-} , K_s^0 -Kandidaten bezeichnet.

Die Verteilung der Differenz zwischen den rekonstruierten und den generierten Werten lässt sich am besten durch die folgende Funktion beschreiben:

$$R(\Delta m_{res}) = \int_{\sigma_0}^{r\sigma_0} \frac{1}{r\sigma^2} \exp\left[-\frac{(\Delta m_{res} - \Delta m_{res,0})}{2\sigma^2}\right] d\sigma \quad (6.3)$$

Die Funktion entspricht der Addition von vielen Gaussfunktionen mit unterschiedlichen Breiten und gleichem Mittelwert. Es wird über die Breite σ integriert, beginnend bei einem Minimalwert σ_0 bis zu einem Maximum von $r\sigma_0$. Dieses Integral kann analytisch gelöst werden, siehe hierzu Anhang A.4.

6.3 Monte Carlo-Studien

6.3.1 Spurrekonstruktion

Die Bestimmung der D_{s1} -Signallinienform beruht auf der Kenntnis der Detektorauflösung, die aus den rekonstruierten Monte Carlo-Ereignissen bestimmt wird. Daher ist eine Überprüfung durchzuführen, inwieweit die Auflösung in der Simulation mit der realen Detektorauflösung übereinstimmt. Dazu wurden 0,5% der Daten und 5% der verfügbaren $c\bar{c}$ -Monte Carlo Daten verwendet (siehe Kap. 4.2). Rekonstruiert wurden die Mesonen D^0 und K_s^0 in den inklusiven Zerfällen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Abgesehen von einer kinematischen Anpassung, für die ein Konfidenzniveau von mindestens 0,1 % gefordert wird, gibt es keine weiteren Selektionskriterien für diese Zerfallskanäle. Da die K_s^0 - und D^0 -Mesonen aufgrund ihrer langen Lebensdauer eine sehr geringe intrinsische Breite besitzen, wird die Form der rekonstruierten Massenverteilung praktisch nur durch die Detektorauflösung bestimmt. Die Datensätze werden anhand ihres Schwerpunktimpulses jeweils in 30 Teildatensätze unterteilt. An die histogrammierte Verteilung der invarianten Masse wird die Auflösungsfunktion Gl. 6.2 mittels der χ^2 -Methode angepasst. Im Falle der Daten wird noch ein Polynom erster Ordnung zur Parametrisierung des Untergrunds hinzugefügt. Anschliessend wird für jede Funktion die Halbwertsbreite F als Maß für die Breite der Auflösungsfunktion bestimmt und gegen den Impuls aufgetragen (Abb. 6.1). Die Histogramme werden abschliessend dividiert und das Verhältnis in Abhängigkeit vom Impuls aufgetragen (Abb. 6.2). Das Anpassen einer konstanten Funktion an die Verteilung führt zu den in Tab. 6.1 verzeichneten Ergebnissen. Es ist bekannt, dass die Auflösung in Monte Carlo-Simulationen unterschätzt ist. Das erwartete Verhältnis des Betrags der Auflösung von Monte Carlo- zu realen

Zerfallsmodus	$F_{MC}(p^*)/F_{Daten}(p^*)$
K_s^0	$0,902 \pm 0,004$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$0,960 \pm 0,021$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$0,904 \pm 0,018$

Tabelle 6.1: Vergleich der Auflösung zwischen Messdaten und Monte Carlo-Daten anhand des Testdatensatzes. Aufgelistet ist das Verhältnis der Halbwertsbreite der Auflösungsfunktion für Monte Carlo- und Messdaten, welches im betrachteten Bereich des Schwerpunktimpulses p^* konstante Werte annimmt.

Daten liegt bei 0,9 [Co03], was durch die oben gefundenen Resultate bestätigt wird. Diese Abweichung sollte nicht die Massenmessung beeinflussen, wird aber zu einer Überschätzung der Breite führen.

Speziell für den Zerfall des D_{s1}^+ werden die Kaon- und Pion-Endzustände untersucht. Betrachtet werden der Transversalimpuls, die Treffer im Vertexdetektor sowie die Treffer in der Driftkammer eines jeden Kandidaten. Beim Zerfallskanal $K6\pi$ müssen die beiden Pionen aus dem D^0 -Zerfall mit gleichem Ladungsvorzeichen separiert werden. Die Teilchen werden so sortiert, dass die eine Gruppe aus Kandidaten mit dem höheren und die andere aus Kandidaten mit dem niedrigeren Impuls besteht. Im Falle des Transversalimpulses der Endzustandsteilchen (Abb. 6.3) besteht bei beiden Zerfallskanälen eine Übereinstimmung zwischen Mess- und Monte Carlo-Daten, ebenso bei den Treffern im Vertex-Detektor (Abb. 6.4). Betrachtet man die Verteilung der Treffer in der Driftkammer (Abb. 6.5 für $K4\pi$ und 6.6 für $K6\pi$), ist das Maximum in Monte Carlo-Daten zu höheren Werten verschoben. Mehr Treffer erlauben eine präzisere Rekonstruktion einer Teilchenspur, d.h. die Auflösung wird in der Simulation unterschätzt. Um die Abweichung zu korrigieren, müssten bei der Rekonstruktion einzelne Treffer in der Driftkammer von der Spurrekonstruktion ausgeschlossen werden. Dies ist technisch aufwendig und bedarf weitergehender Studien für die Auswahl. Stattdessen wird später im Rahmen der systematischen Untersuchungen die Auflösungsfunktion selbst um 10% verbreitert und auf dieser Grundlage die Masse und Breite des D_{s1}^+ neu bestimmt.

6.3.2 Impulsverteilung

Die Erzeugung von $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ Fragmentationsereignissen mit hoher Genauigkeit ist schwierig, daher sind neben den oben beschriebenen globalen Abweichungen zwischen simulierten und realen Daten auch von bestimmten Parametern abhängige Effekte möglich. In diesem Fall wird die Abhängigkeit vom Impuls p^* der D_{s1}^+ -Kandidaten im $\Upsilon(4S)$ -Schwerpunktsystem betrachtet. Hierzu werden reale und Monte Carlo-Daten in 30 Teildatensätze im p^* -Bereich von 2,7 – 4,5 GeV/c unterteilt. Für jedes Impulsintervall wird dann die Anzahl der Einträge in der $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Signalregion bestimmt. Für Monte Carlo-Daten ist dies ein Bereich von $\pm 2,5$ MeV/c² um den Mittelwert 27,74 MeV/c²; für reale Daten ein Bereich von $\pm 2,5$ MeV/c² um 27,24 (27,20) MeV/c² für $K4\pi$ ($K6\pi$), wie in Kap. 5.3 beschrieben. Im Falle der realen Daten ist noch der kombinatorische Untergrund unter dem Signal abzuziehen.

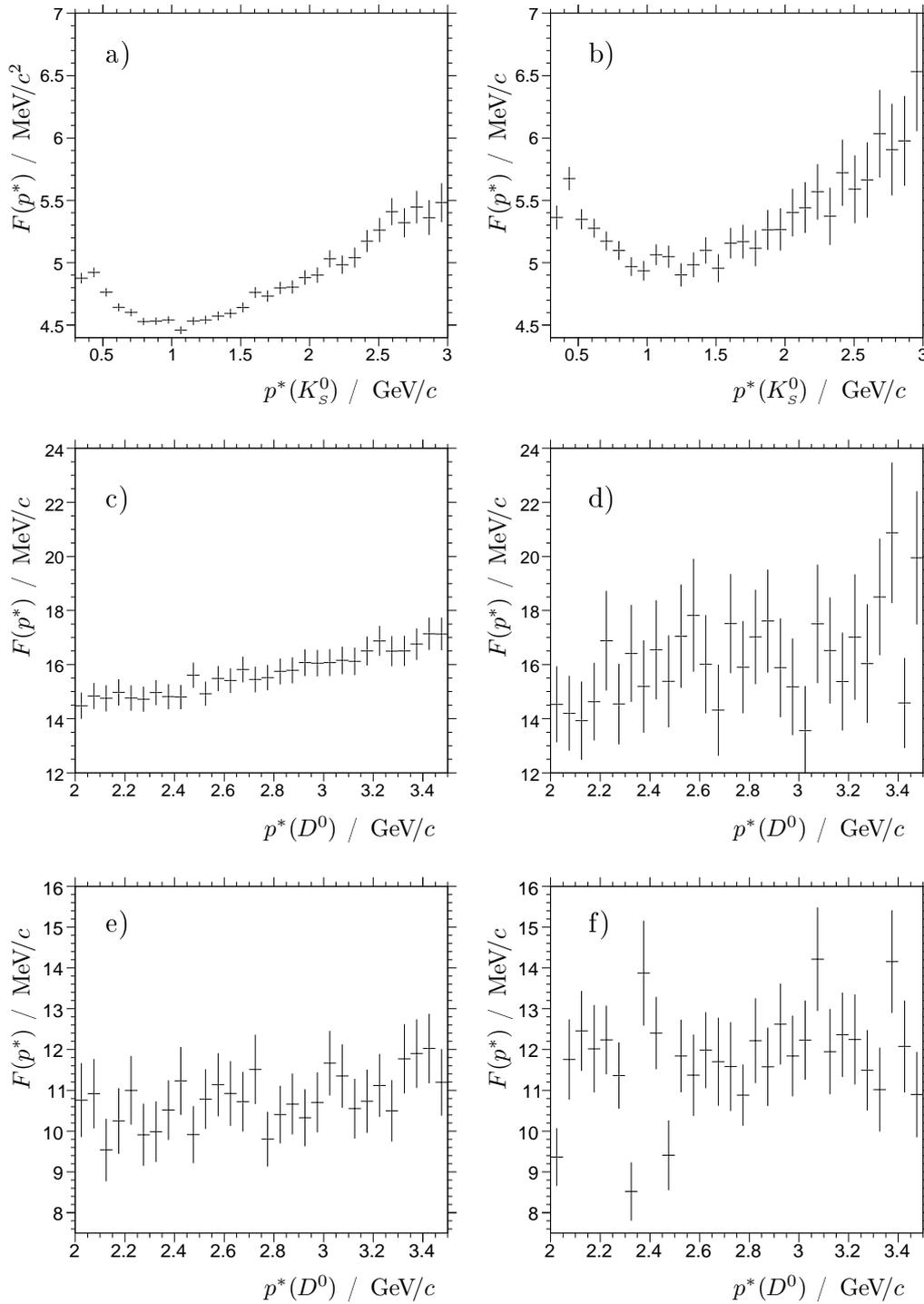


Abbildung 6.1: Halbwertsbreite F der Auflösungsfunktion in Abhängigkeit vom K_S^0 - bzw. D^0 -Impuls im $\Upsilon(4S)$ -Schwerpunktsystem. a,b) $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. c,d) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. e,f) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Links jeweils: Monte Carlo-Daten. Rechts: Messdaten.

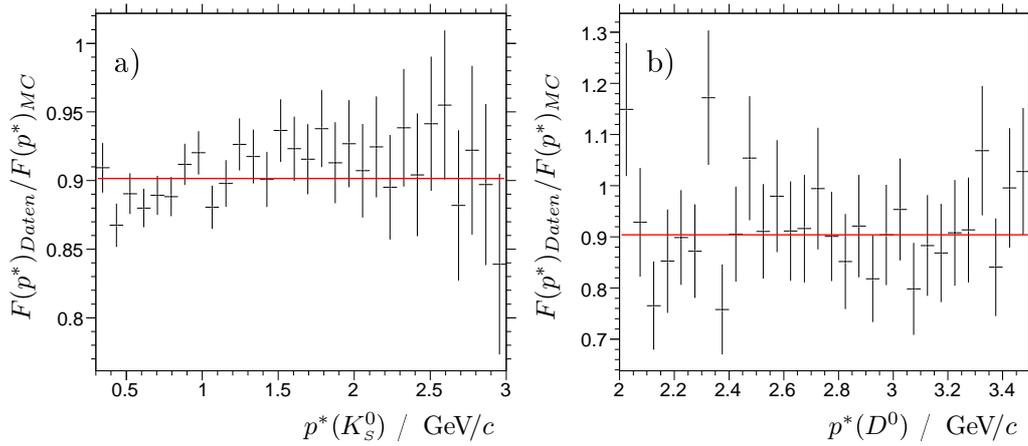


Abbildung 6.2: Verhältnis der Halbwertsbreiten F der Auflösungsfunktion von Monte Carlo- und Messdaten (Testdaten) in Abhängigkeit vom Impuls p^* .

a) $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. b) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

Da der Untergrund einen linear ansteigenden Verlauf aufweist, kann die Anzahl der Einträge unter dem Signal aus den D_{s1}^+ -Seitenbändern bestimmt werden. Diese umfassen die Regionen $7 < |\Delta m(D_{s1}^+) - 27,24 (27,20)| / \text{MeV}/c^2 < 12$ für $K4\pi$ ($K6\pi$) und enthalten B_l bzw. B_r Einträge. Für den Signalinhalt gilt dann $S = N - B$, wobei N die Einträge in der Signalregion bezeichnet und der zu subtrahierende Untergrund sich aus $B = \frac{1}{2}(B_l + B_r)$ berechnet.

Um den Vergleich zu erleichtern, wird die Impulsverteilung der Monte Carlo-Daten anhand der Gesamteinträge herunterskaliert. Wie aus Abb. 6.7 erkennbar ist, ist die Lage des Maximums der p^* -Verteilung der rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten zwischen Daten und Signal-Monte Carlo-Ereignissen verschoben. Die Stärke der Abweichung zwischen realen und Monte Carlo-Daten unterscheidet sich in den beiden Zerfallskanälen. Die Monte Carlo-Ereignisse für $K6\pi$ wurden mit Modifikationen der *JetSet*-Parameter der Fragmentationsfunktion produziert, als Versuch, die beschriebenen Diskrepanzen zwischen den Impulsverteilungen zu kompensieren.

Die Auflösung wird aus den Monte Carlo-Daten mittels zweier verschiedener Methoden bestimmt, die in Kap. 6.4 im Detail diskutiert werden: einmal als Funktion von p^* , d.h. es wird später bei der Anpassung an die Daten für jeden Kandidaten die Auflösung individuell anhand des Impulsbetrages bestimmt. Die oben genannte Diskrepanz zwischen realen und Monte Carlo-Daten ist daher bei dieser Methode nicht relevant. Die zweite Methode beinhaltet eine Korrektur der Monte Carlo-Daten anhand der p^* -Verteilung aus den Daten; die Auflösung wird dann aus dem entsprechend gewichteten Monte Carlo-Spektrum direkt bestimmt. Da die letztere Vorgehensweise gleichzeitig Mess- und Monte Carlo-Daten verwendet und die Resultate stärker von der Wahl der p^* -Schrittweite abhängen, wird die Wichtungsmethode nur zur Konsistenzprüfung benutzt. Abweichungen zwischen den Resultaten für das D_{s1}^+ , die sich aus der Verwendung der beiden Methoden ergeben, werden den systematischen Fehlern hinzugerechnet.

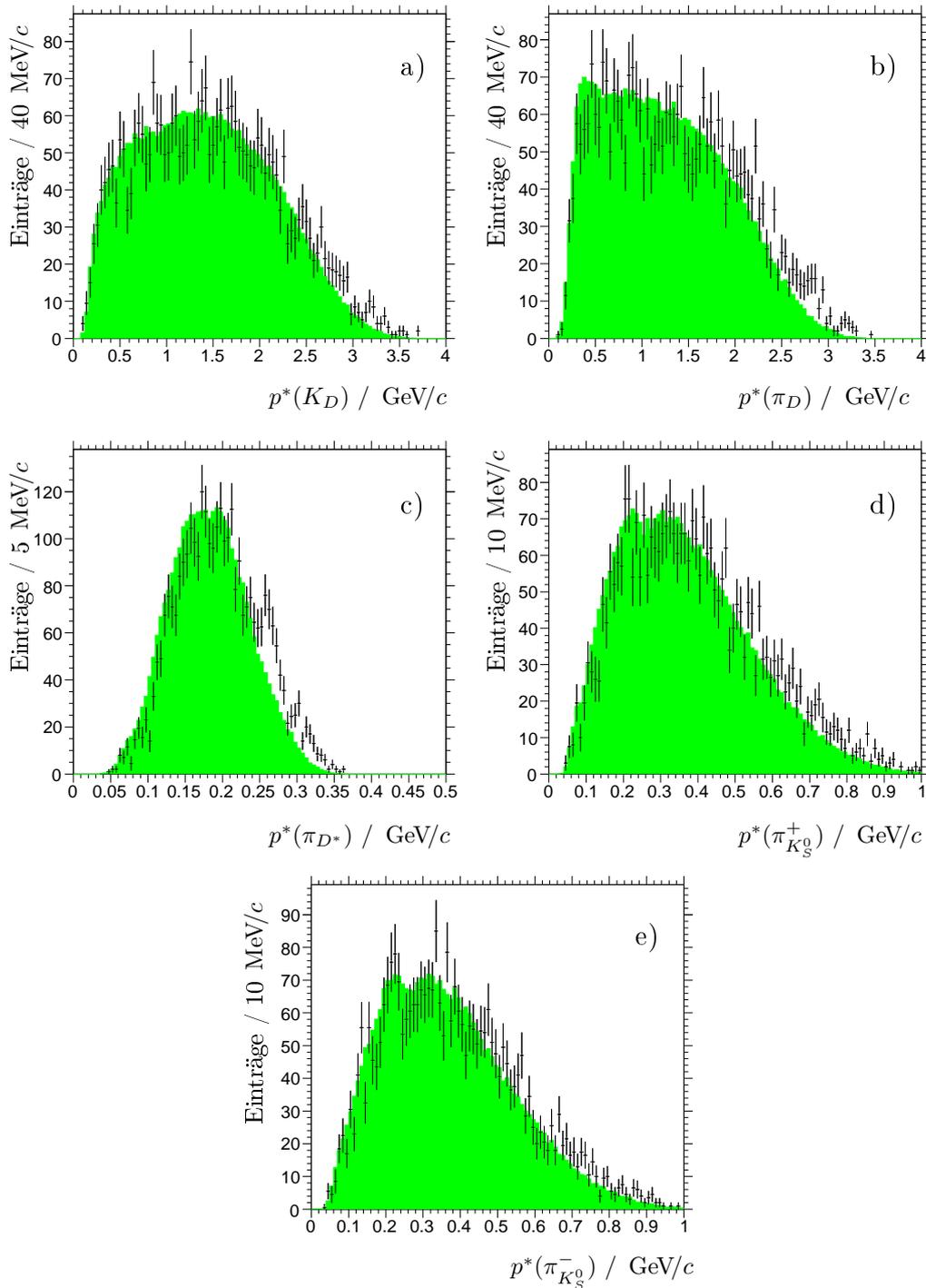


Abbildung 6.3: Transversalimpulsverteilung der Endzustandsteilchen ($K4\pi$). a) K^- , b) π^+ aus D^0 Zerfall. c) π^+ aus D^{*+} Zerfall. d) π^+ , e) π^- aus K_S^0 Zerfall. Die Punkte zeigen die Verteilung für reale Daten, das gefüllte Histogramm die Verteilung in Monte Carlo-Daten.

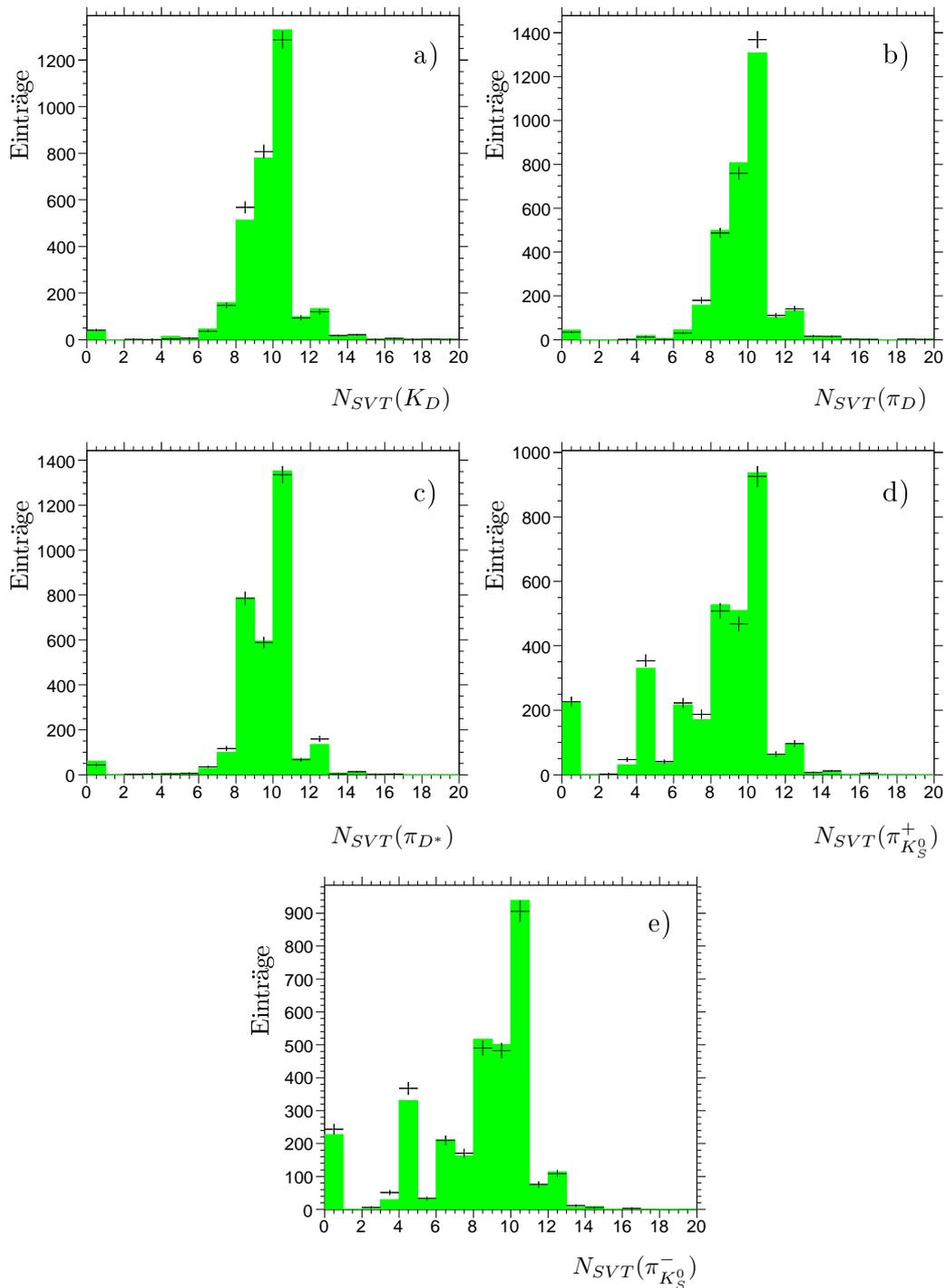


Abbildung 6.4: Anzahl der Treffer im Vertexdetektor N_{SVT} ($K4\pi$). a) K^- , b) π^+ aus D^0 Zerfall. c) π^+ aus D^{*+} Zerfall. d) π^+ , e) π^- aus K_S^0 Zerfall. Die Punkte zeigen die Verteilung für reale Daten, das gefüllte Histogramm die Verteilung in Monte Carlo-Daten.

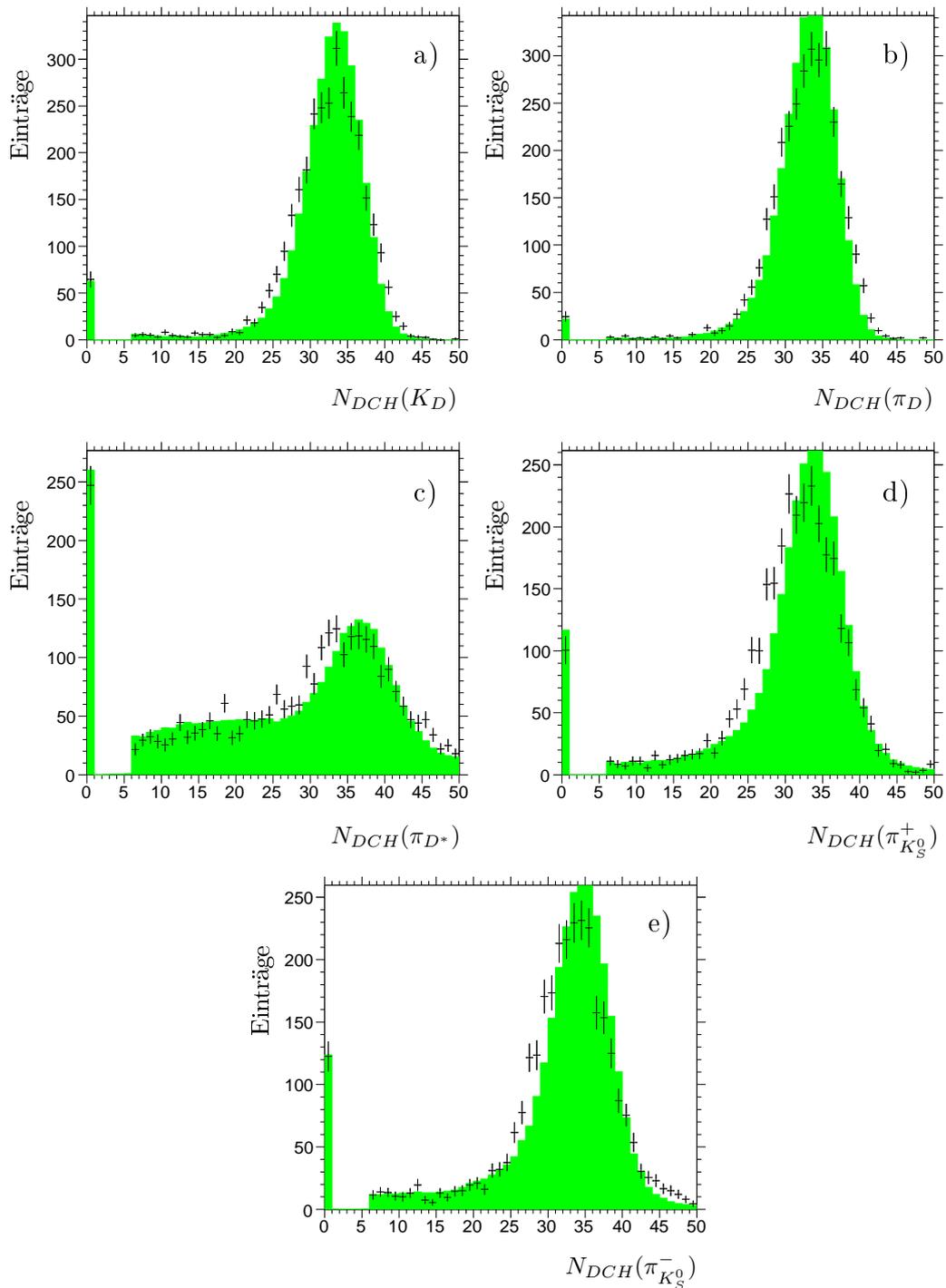


Abbildung 6.5: Anzahl der Treffer in der Driftkammer N_{DCH} ($K4\pi$). a) K^- , b) π^+ aus D^0 Zerfall. c) π^+ aus D^{*+} Zerfall. d) π^+ , e) π^- aus K_S^0 Zerfall. Die Punkte zeigen die Verteilung für reale Daten, das gefüllte Histogramm die Verteilung in Monte Carlo-Daten.

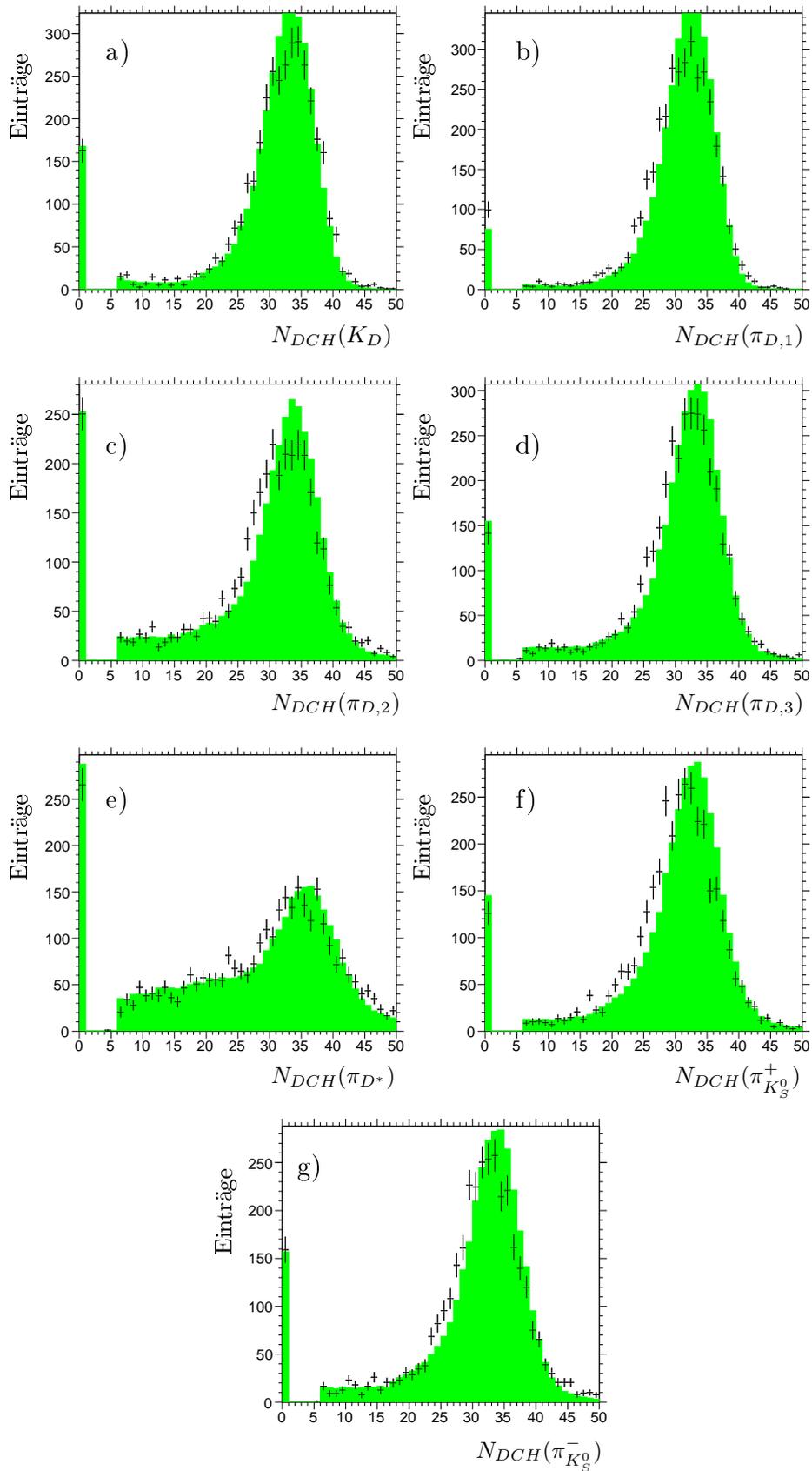


Abbildung 6.6: Anzahl der Treffer in der Driftkammer N_{DCH} ($K6\pi$). a) K^- , b) π^+ (hoher Impulsbetrag), c) π^+ (geringer Impulsbetrag), d) π^- aus D^0 Zerfall. e) π^+ aus D^{*+} Zerfall. f) π^+ , g) π^- aus K_S^0 Zerfall. Die Punkte zeigen die Verteilung für reale Daten, das gefüllte Histogramm die Verteilung in Monte Carlo-Daten.

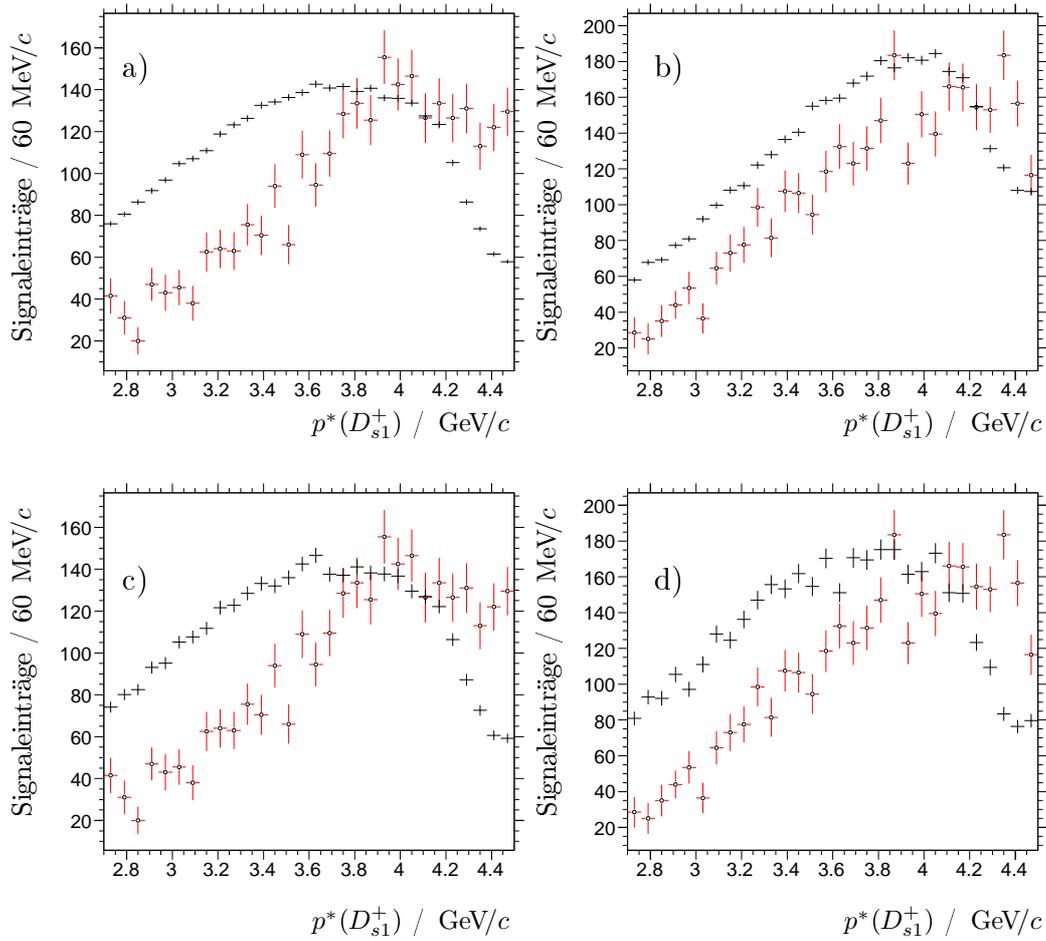


Abbildung 6.7: Verteilung des Impulses p^* der D_{s1}^+ -Kandidaten im $\Upsilon(4S)$ -Schwerpunktsystem für rekonstruierte Messdaten (Kreise) und Monte Carlo-Daten. Datensatz $\Gamma 1$: a) Zerfallsmodus $K4\pi$, b) $K6\pi$. Datensatz $\Gamma 2$: c) Zerfallsmodus $K4\pi$, d) $K6\pi$.

6.4 Parametrisierung der Auflösungsfunktion

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung der Detektorauflösung anhand der oben genannten Methoden durchgeführt. Für jede Methode werden zur Verifizierung des Modells zwei Signal-Monte Carlo-Datensätze mit unterschiedlichen generierten Breiten ($\Gamma 1$ und $\Gamma 2$) herangezogen. Da die Auflösung nicht von der intrinsischen Breite eines Teilchens abhängt, müssen sich für beide Datensätze konsistente Resultate ergeben. Als weiteren Test für die Gültigkeit der ermittelten Auflösung werden im folgenden Abschnitt die Masse und die Breite des D_{s1}^+ aus den rekonstruierten Monte Carlo-Spektren extrahiert, wobei sich die generierten Werte des D_{s1}^+ ergeben müssen, unabhängig davon, ob das Modell aus dem Datensatz $\Gamma 1$ oder $\Gamma 2$ bestimmt wurde.

	Parameter	$K4\pi$	$K6\pi$
$\Gamma 1$	$\sigma_0 / \text{MeV}/c^2$	$(0,276 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$	$(0,259 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$
	r	$4,77754 \pm 0,03969$	$5,20357 \pm 0,05375$
$\Gamma 2$	$\sigma_0 / \text{MeV}/c^2$	$(0,279 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}$	$(0,255 \pm 0,004) \cdot 10^{-3}$
	r	$4,70387 \pm 0,07961$	$5,29513 \pm 0,11417$

Tabelle 6.2: Parameter der Auflösungsfunktion für die einzelnen Zerfallsmoden nach der Anpassung von Gl. 6.3 an die gesamten Monte Carlo-Daten. Die Größe σ_0 wird im Folgenden in Abhängigkeit vom $\Upsilon(4S)$ -Schwerpunktimpuls $p^*(D_{s1}^+)$ parametrisiert, wobei r jeweils auf den hier angegebenen Wert fixiert wird.

	Koeffizient	$K4\pi$	$K6\pi$
$\Gamma 1$	$k_0 / \text{MeV}/c^2$	$(3,23656 \pm 0,04468) \cdot 10^{-4}$	$(3,17662 \pm 0,03499) \cdot 10^{-4}$
	k_1	$(-0,13029 \pm 0,01224) \cdot 10^{-4}$	$(-0,15783 \pm 0,00922) \cdot 10^{-4}$
$\Gamma 2$	$k_0 / \text{MeV}/c^2$	$(3,29966 \pm 0,09139) \cdot 10^{-4}$	$(3,15525 \pm 0,10906) \cdot 10^{-4}$
	k_1	$(-0,14183 \pm 0,02500) \cdot 10^{-4}$	$(-0,16682 \pm 0,03010) \cdot 10^{-4}$

Tabelle 6.3: Koeffizienten des Polynoms erster Ordnung zur Beschreibung der $\sigma_0(p^*)$ -Verteilung für die einzelnen Zerfallsmoden.

6.4.1 Impulsabhängiges Auflösungsmodell

Zunächst wird eine Anpassung der Auflösungsfunktion (Gl. 6.3) unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode (Anhang A.3) an das Gesamtspektrum der Monte Carlo-Differenz Δm_{res} durchgeführt. Hierzu wird das Programm *RootFit* [Ve07] verwendet, eine Ergänzung zum *Root*-Framework. Zum Auffinden des Minimums im Rahmen der Maximum-Likelihood-Methode dient das über *RootFit* steuerbare Programm *Minuit* [Ja98], das für diesen Zweck ein Gradientenabstiegsverfahren nutzt. Als Resultat (Datensatz $\Gamma 1$) ergeben sich die in Tab. 6.2 aufgelisteten Werte für die Parameter r und σ_0 . Die zugehörigen Spektren sind in Abb. 6.8a und 6.8b dargestellt. Im nächsten Schritt, der impulsabhängigen Bestimmung der Auflösung, wird r auf die erhaltenen Werte fixiert und während der Anpassung nicht variiert. Die Monte Carlo-Daten werden hierzu im Impulsbereich von $2,7 - 4,5 \text{ GeV}/c$ in 30 Teildatensätze unterteilt, die jeweils ein Impulsintervall von $0,06 \text{ GeV}/c$ umfassen. An die Spektren der Massendifferenz Δm_{res} wird dann jeweils die Verteilungsfunktion Gl. 6.3 mittels der Maximum-Likelihood-Methode angepasst. Eine gebinnte Anpassung an die histogrammierte Verteilung ist hier ausreichend. Die Parameter, die frei variieren können, sind der Mittelwert sowie die Größe σ_0 . Die Abbildungen 6.8c und 6.8d zeigen die impulsabhängige Verteilung von σ_0 . Die Verteilung der Messwerte wird mit einem Polynom erster Ordnung parametrisiert, dessen Koeffizienten in Tab. 6.3 verzeichnet sind. Abb. 6.8e und 6.8f zeigen weiterhin die Halbwertsbreiten der jeweiligen Auflösungsfunktionen. Für den Datensatz $\Gamma 2$ wird dieselbe Prozedur wiederholt; die Ergebnisse finden sich in Tab. 6.2 und 6.3 sowie in Abb. 6.9.

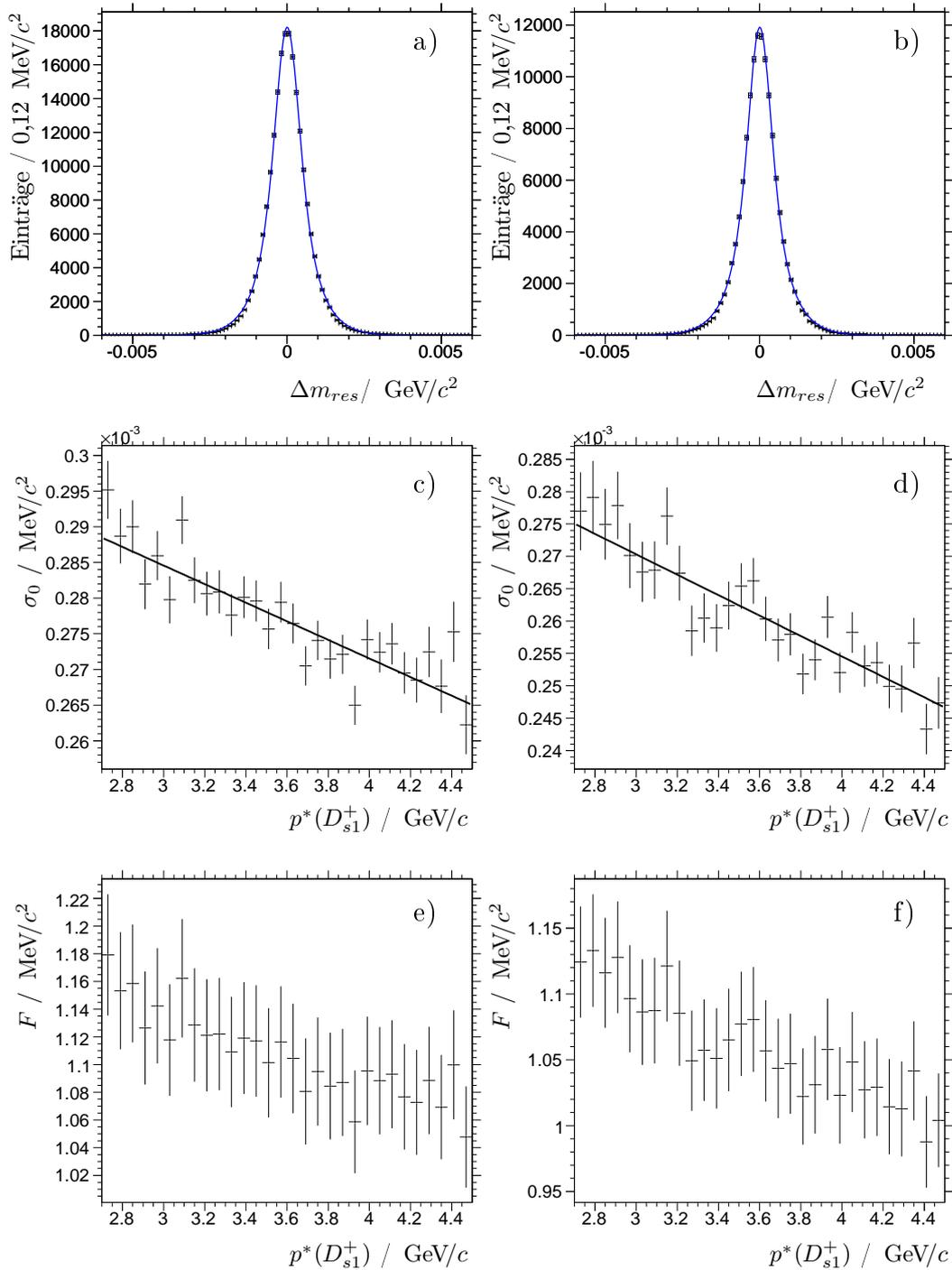


Abbildung 6.8: a,b) Anpassung von Gl. 6.3 an Δm_{res} (gesamte Monte Carlo-Daten Γ_1) zur Bestimmung des Parameters r der Auflösungsfunktion. c,d) Parameter σ_0 der Auflösungsfunktion in Abhängigkeit vom D_{s1}^+ -Schwerpunktimpuls p^* . An die Verteilung der Datenpunkte wurde ein Polynom erster Ordnung angepasst. e,f) Halbwertsbreite F der Auflösungsfunktionen für die betrachteten p^* -Impulsintervalle. Links jeweils: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

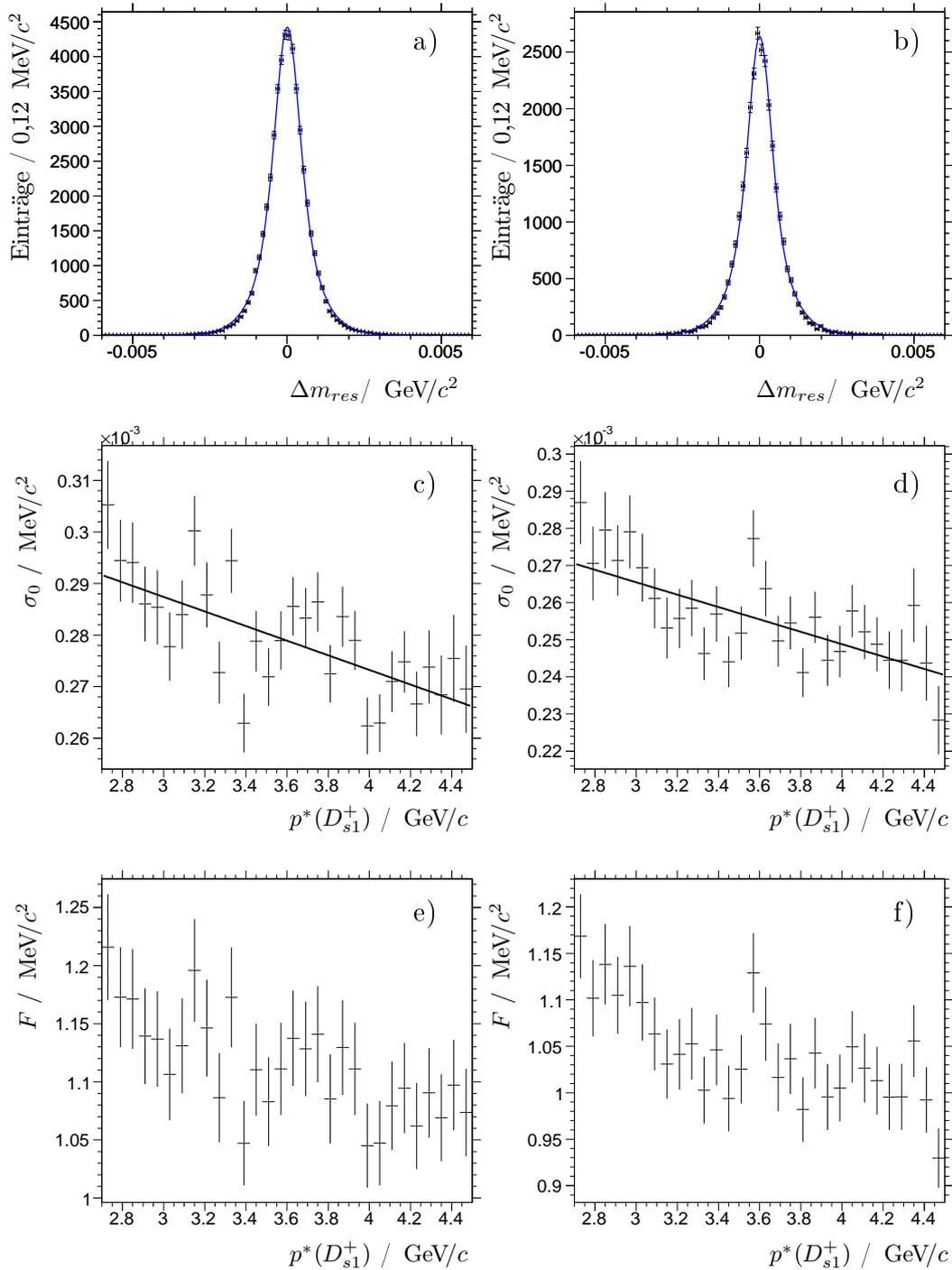


Abbildung 6.9: a,b) Anpassung von Gl. 6.3 an Δm_{res} (gesamte Monte Carlo-Daten Γ_2) zur Bestimmung des Parameters r der Auflösungsfunktion. c,d) Parameter σ_0 der Auflösungsfunktion in Abhängigkeit vom D_{s1}^+ -Schwerpunktsimpuls p^* . An die Verteilung der Datenpunkte wurde ein Polynom erster Ordnung angepasst. e,f) Halbwertsbreite F der Auflösungsfunktionen für die betrachteten p^* -Impulsintervalle. Links jeweils: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

	Parameter	$K4\pi$	$K6\pi$
$\Gamma 1$	a_0	$269,602 \pm 12,084$	$101,750 \pm 6,071$
	$a_1/c/\text{GeV}$	$-54,711 \pm 2,902$	$-18,073 \pm 1,498$
	Mittelwert	71,599	35,461
$\Gamma 2$	a_0	$58,100 \pm 2,700$	$28,641 \pm 1,269$
	$a_1/c/\text{GeV}$	$-11,781 \pm 0,650$	$-5,825 \pm 0,306$
	Mittelwert	15,443	7,467

Tabelle 6.4: Parameter a_i des Polynoms erster Ordnung, welches als Korrekturfunktion für die Wichtung des Monte Carlo-Datensatzes verwendet wird.

	Parameter	$K4\pi$	$K6\pi$
$\Gamma 1$	σ_0	$(0,276 \pm 0,001) \cdot 10^{-3}$	$(0,258 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$
	r	$4,71966 \pm 0,03604$	$5,16864 \pm 0,05179$
$\Gamma 2$	σ_0	$(0,276 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}$	$(0,250 \pm 0,003) \cdot 10^{-3}$
	r	$4,70868 \pm 0,07310$	$5,35273 \pm 0,10782$

Tabelle 6.5: Parameter der Auflösungsfunktion, die anhand der gesamten gewichteten Monte Carlo-Daten bestimmt wurde.

6.4.2 Korrektur der Monte Carlo-Daten

Alternativ zum impulsabhängigen Auflösungsmodell wird hier zunächst die Abweichung in der Verteilung des D_{s1}^+ -Schwerpunktimpulses p^* zwischen rekonstruierten Mess- und Monte Carlo-Daten korrigiert. Die Verteilungen von p^* für Messdaten und Monte Carlo-Daten (Datensatz $\Gamma 1$) aus Abbildung 6.7 werden für jeden Zerfallskanal dividiert. Die beiden resultierenden Verteilungen, die in Abb. 6.10a und 6.10b dargestellt sind, werden mit einem Polynom erster Ordnung parametrisiert. Dieses Polynom, dessen Koeffizienten in Tab. 6.4 verzeichnet sind, stellt die jeweilige impulsabhängige Korrekturfunktion für die Monte Carlo-Daten dar. Für jedes Ereignis kann nun anhand des rekonstruierten D_{s1}^+ -Schwerpunktimpulses ein Korrekturwert $w(p^*) = a_0 + a_1 p^*$ berechnet werden. Zusätzlich wird der Mittelwert der Korrekturwerte \bar{w} bestimmt. Die skalierte Größe $\bar{w}/w(p^*)$, die Werte nahe Eins annimmt, bildet dann das Gewicht für die Korrektur der Simulationsdaten. Die korrigierte Impulsverteilung (vgl. Abb. 6.7) ist in Abb. 6.10c und 6.10d dargestellt. Für die Größe Δm_{res} ergibt sich die in Abb. 6.10e und 6.10f gezeigte modifizierte Verteilung. Das Auflösungsmodell wird durch die Anpassung von Gl. 6.3 an dieses Gesamtspektrum bestimmt. Die Werte der Parameter σ_0 und r finden sich in Tab. 6.5. Für den Datensatz $\Gamma 2$ wird dieselbe Prozedur wiederholt; die Ergebnisse finden sich in Tab. 6.4 und 6.5 sowie in Abb. 6.11.

6.5 Überprüfung des Auflösungsmodells

Bevor die Anpassung der Faltung an die Messdaten durchgeführt wird, muss die Genauigkeit der Auflösungsfunktion überprüft werden. Dazu wird sie mit der Signal-

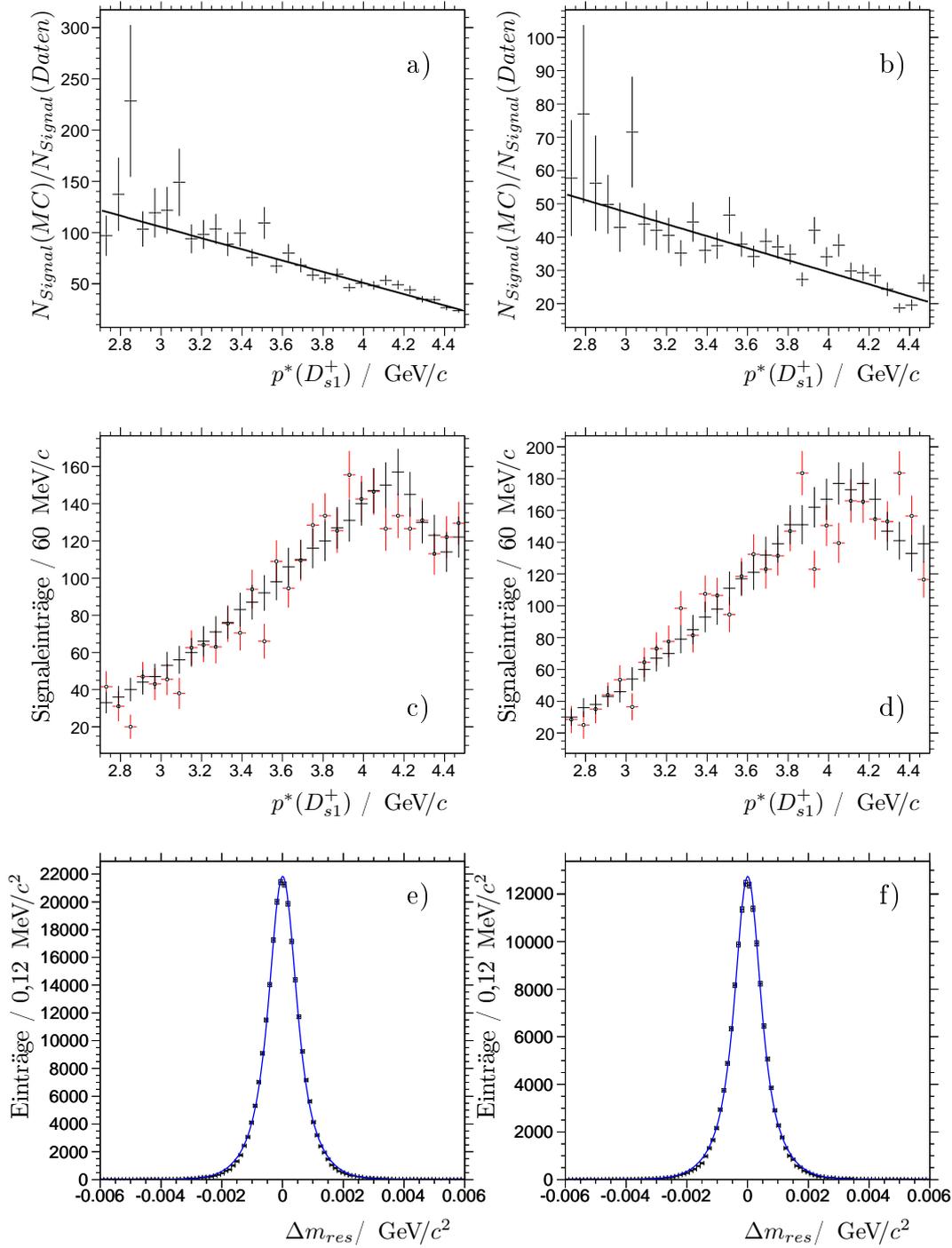


Abbildung 6.10: a,b) Parametrisierung der Korrekturfunktion $w(p^*)$ für Monte Carlo-Daten ($\Gamma 1$). Aufgetragen ist das Verhältnis der Signaleinträge für Monte Carlo- und Messdaten in Abhängigkeit von p^* . c,d) Korrigierte Impulsverteilung für Mess- (Kreise) und Monte Carlo-Daten (vgl. Abb. 6.7). e,f) Anpassung von Gl. 6.3 an die Δm_{res} -Verteilung aus den mit $\bar{w}/w(p^*)$ gewichteten Monte Carlo-Daten zur Bestimmung der Parameter der Auflösungsfunktion. Links: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

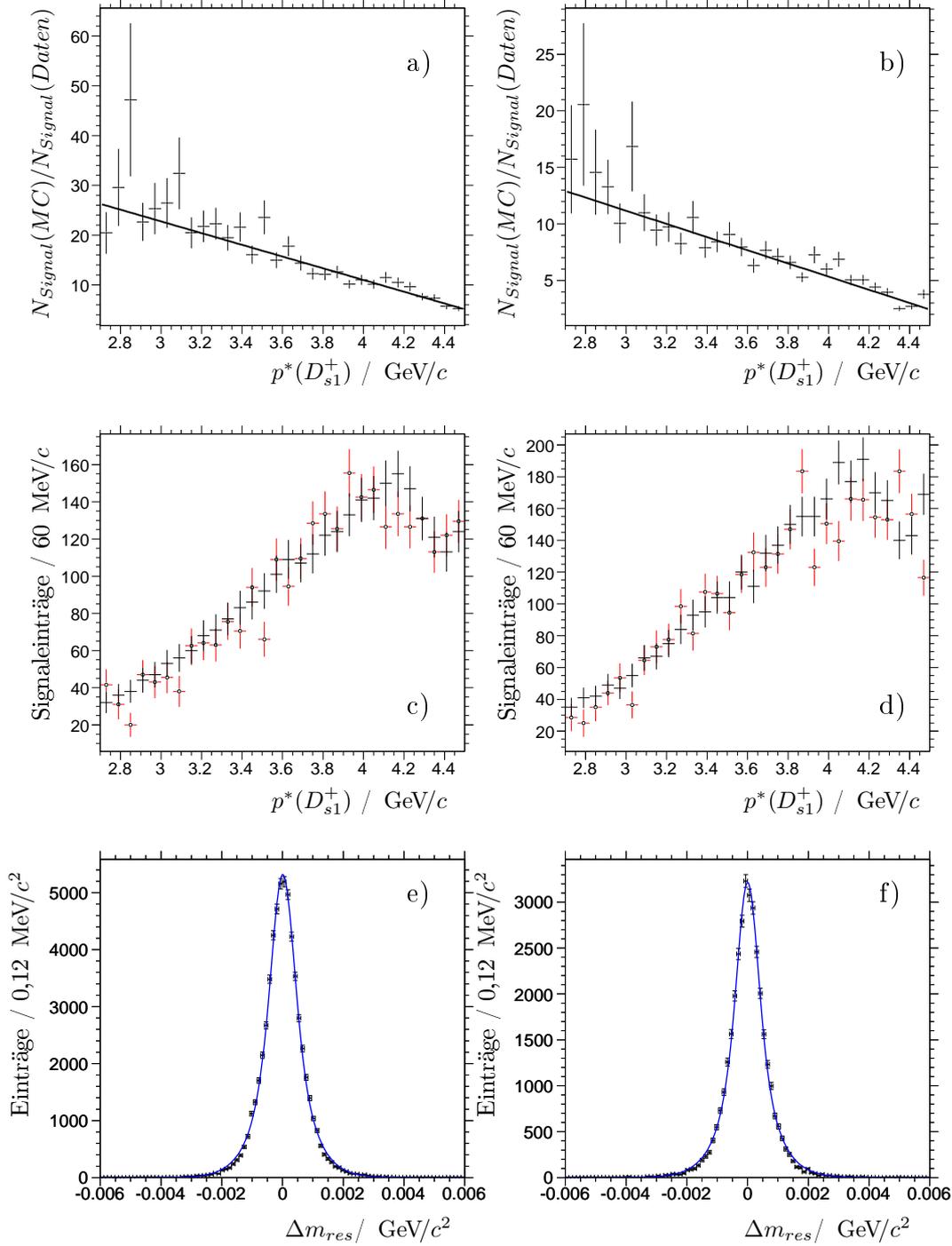


Abbildung 6.11: a,b) Parametrisierung der Korrekturfunktion $w(p^*)$ für Monte Carlo-Daten (Γ_2). Aufgetragen ist das Verhältnis der Signaleinträge für Monte Carlo- und Messdaten in Abhängigkeit von p^* . c,d) Korrigierte Impulsverteilung für Mess- (Kreise) und Monte Carlo-Daten (vgl. Abb. 6.7). e,f) Anpassung von Gl. 6.3 an die Δm_{res} -Verteilung aus den mit $\bar{w}/w(p^*)$ gewichteten Monte Carlo-Daten zur Bestimmung der Parameter der Auflösungsfunktion. Links: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

funktion gefaltet und an die rekonstruierte Verteilung der Massendifferenz $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ aus den Monte Carlo-Daten angepasst. Die hierbei extrahierten Werte für die Breite und die Masse müssen innerhalb der Fehlergrenzen mit den generierten Werten von $27,744 \text{ MeV}/c^2$ und $1 \text{ MeV}/c^2$ (bzw. $2 \text{ MeV}/c^2$) übereinstimmen.

Wie zuvor erwähnt, folgt die generierte D_{s1}^+ -Linienform einer nicht-relativistischen Breit-Wigner-Funktion. Die Signalfunktion wird nun mit der Auflösungsfunktion gefaltet. Das Faltungsintegral nach Formel 6.1 wird nicht analytisch bestimmt, sondern numerisch mittels einer Summation berechnet. Der Integrationsbereich für jeden Datenpunkt umfasst $\pm 6 \text{ MeV}/c^2$, was mehr als der zehnfachen Halbwertsbreite der Auflösungsfunktion entspricht, aufgeteilt in 200 Summationsschritte. Details zu dieser Methode finden sich in Anhang A.6. Der Mittelwert der Massendifferenzverteilung $\Delta m(D_{s1}^+)$ und die Breite Γ können bei der Anpassung frei variieren, während die Parameter der Auflösungsfunktion auf die im vorherigen Kapitel ermittelten Werte fixiert werden.

Zu beachten ist, dass die D_{s1}^+ -Masse nur in einem Bereich von ${}_{-10}^{+15} \text{ MeV}/c^2$ um den Mittelwert von $2535,35 \text{ MeV}/c^2$ generiert wurde. Daher wird das Massendifferenzspektrum in diesem Fall auf einen Bereich von $18 \text{ MeV}/c^2$ bis $37 \text{ MeV}/c^2$ beschränkt. Es wurde die Auflösung sowohl aus jenen Monte Carlo-Daten bestimmt, in denen das D_{s1}^+ mit einer Breite von $1 \text{ MeV}/c^2$ generiert wurde, als auch aus denen mit einer D_{s1}^+ -Breite von $2 \text{ MeV}/c^2$.

Im Falle des impulsabhängigen Auflösungsmodells werden zur Verifizierung der Ergebnisse die erhaltenen Auflösungsfunktionen auch gekreuzt auf den jeweils anderen Datensatz angewendet. Die Ergebnisse der Testanpassung für das impulsabhängige bzw. das aus den gewichteten Monte Carlo-Daten erhaltene Auflösungsmodell sind in Tabelle 6.6 und 6.7 aufgelistet. Durchgeführt wurde eine Anpassung mittels der Maximum-Likelihood-Methode an den ungebinnten Datensatz. Die Spektren sind in Abb. 6.12a und 6.12b bzw. Abb. 6.13a und 6.13b dargestellt.

Wie aus den Tabellen ersichtlich wird, sind die extrahierten Werte prinzipiell konsistent mit den generierten Parametern des D_{s1}^+ , wobei die Abweichungen einige keV/c^2 betragen. Hierbei ist zu beachten, dass bei der Spurrekonstruktion die Detektor-komponenten nicht mit der gleichen Präzision berücksichtigt werden wie bei der Generation eines Ereignisses, was in der Folge zu kleinen Abweichungen, wie hier beobachtet, führen kann. Die Auflösungsmodelle werden folglich für beide Methoden als akzeptabel angesehen, wobei für das impulsabhängige Modell aus dem Datensatz $\Gamma 1$ die beobachteten Diskrepanzen zwischen den generierten und rekonstruierten Werten als systematische Fehler dem Endergebnis hinzugefügt werden.

Datensatz Auflösung	Datensatz Anpassung	Extrahierte Grösse	Wert ($K4\pi$) / MeV/ c^2	Wert ($K6\pi$) / MeV/ c^2	generiert / MeV/ c^2
$\Gamma 1$	$\Gamma 1$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,737 \pm 0,003$	$27,734 \pm 0,003$	27,744
		Γ	$1,001 \pm 0,005$	$0,991 \pm 0,006$	1,0
$\Gamma 2$	$\Gamma 2$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,728 \pm 0,008$	$27,725 \pm 0,010$	27,744
		Γ	$2,003 \pm 0,016$	$2,017 \pm 0,022$	2,0
$\Gamma 1$	$\Gamma 2$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,728 \pm 0,008$	$27,725 \pm 0,010$	27,744
		Γ	$2,001 \pm 0,016$	$2,011 \pm 0,022$	2,0
$\Gamma 2$	$\Gamma 1$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,737 \pm 0,003$	$27,734 \pm 0,003$	27,744
		Γ	$1,003 \pm 0,005$	$0,999 \pm 0,006$	1,0

Tabelle 6.6: Impulsabhängiges Auflösungsmodell: Ergebnisse der Anpassung der Faltung aus nichtrelativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion an $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ der rekonstruierten Monte Carlo-Daten. Die ersten beiden Spalten geben an, welcher Monte Carlo-Datensatz ($\Gamma 1 = 1 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma 2 = 2 \text{ MeV}/c^2$ generierte D_{s1}^+ -Breite) für die Bestimmung des Auflösungsmodells verwendet wurde und für welchen Monte Carlo-Datensatz die D_{s1}^+ -Massendifferenz und die Breite durch die Anpassung an die rekonstruierten Spektren extrahiert wurden. Die letzte Spalte gibt die generierten Werte für den jeweiligen Datensatz an.

Datensatz Auflösung	Datensatz Anpassung	Extrahierte Grösse	Wert ($K4\pi$) / MeV/ c^2	Wert ($K6\pi$) / MeV/ c^2	generiert / MeV/ c^2
$\Gamma 1$	$\Gamma 1$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,739 \pm 0,002$	$27,734 \pm 0,003$	27,744
		Γ	$0,999 \pm 0,004$	$0,991 \pm 0,006$	1,0
$\Gamma 2$	$\Gamma 2$	$\Delta m(D_{s1}^+)$	$27,726 \pm 0,007$	$27,719 \pm 0,009$	27,744
		Γ	$2,000 \pm 0,015$	$2,012 \pm 0,020$	2,0

Tabelle 6.7: Ergebnisse der Anpassung der Faltung aus nichtrelativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion aus den gewichteten Monte Carlo-Daten an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung der jeweiligen rekonstruierten Monte Carlo-Daten.

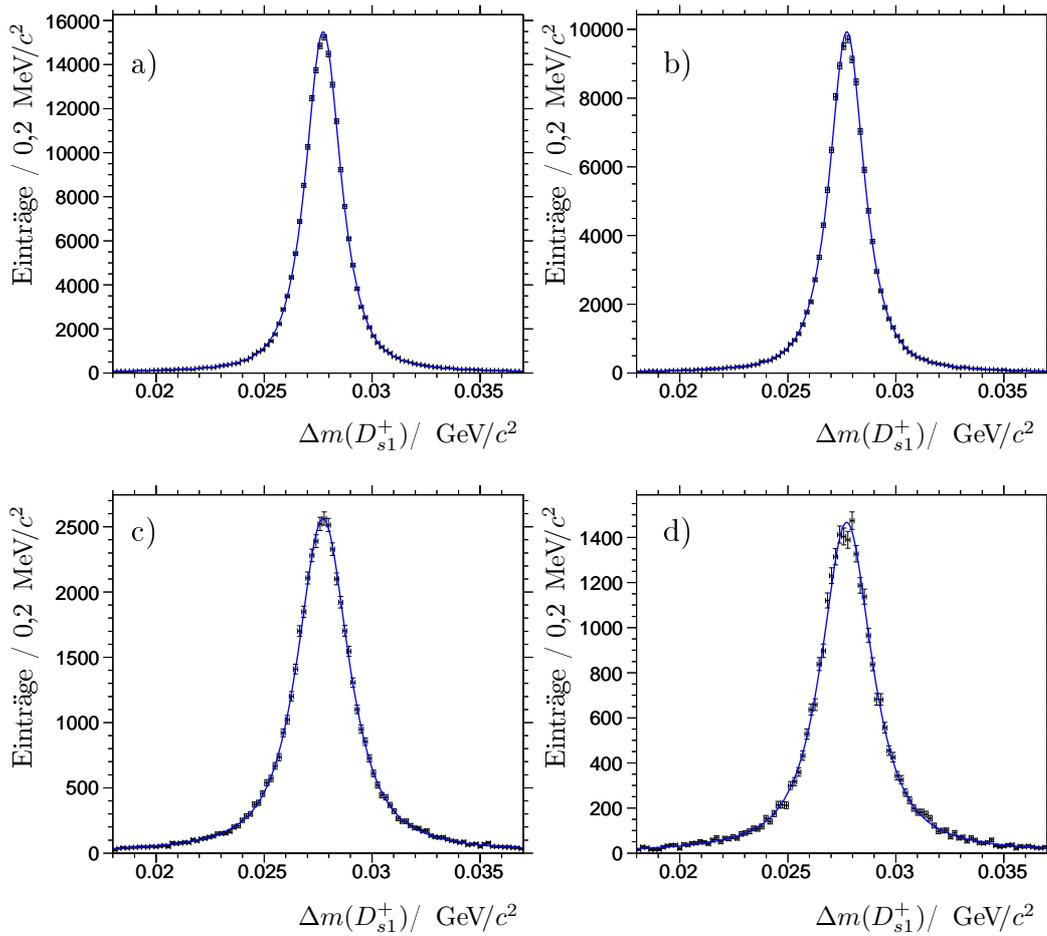


Abbildung 6.12: Verifizierung der Auflösungsfunktion: Anpassung der Faltung aus nichtrelativistischer Breit-Wigner-Linienform und dem impulsabhängigen Auflösungsmodell an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung der entsprechenden Monte Carlo-Daten a,b) Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 1$. c,d) $\Gamma 2$. Links jeweils: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

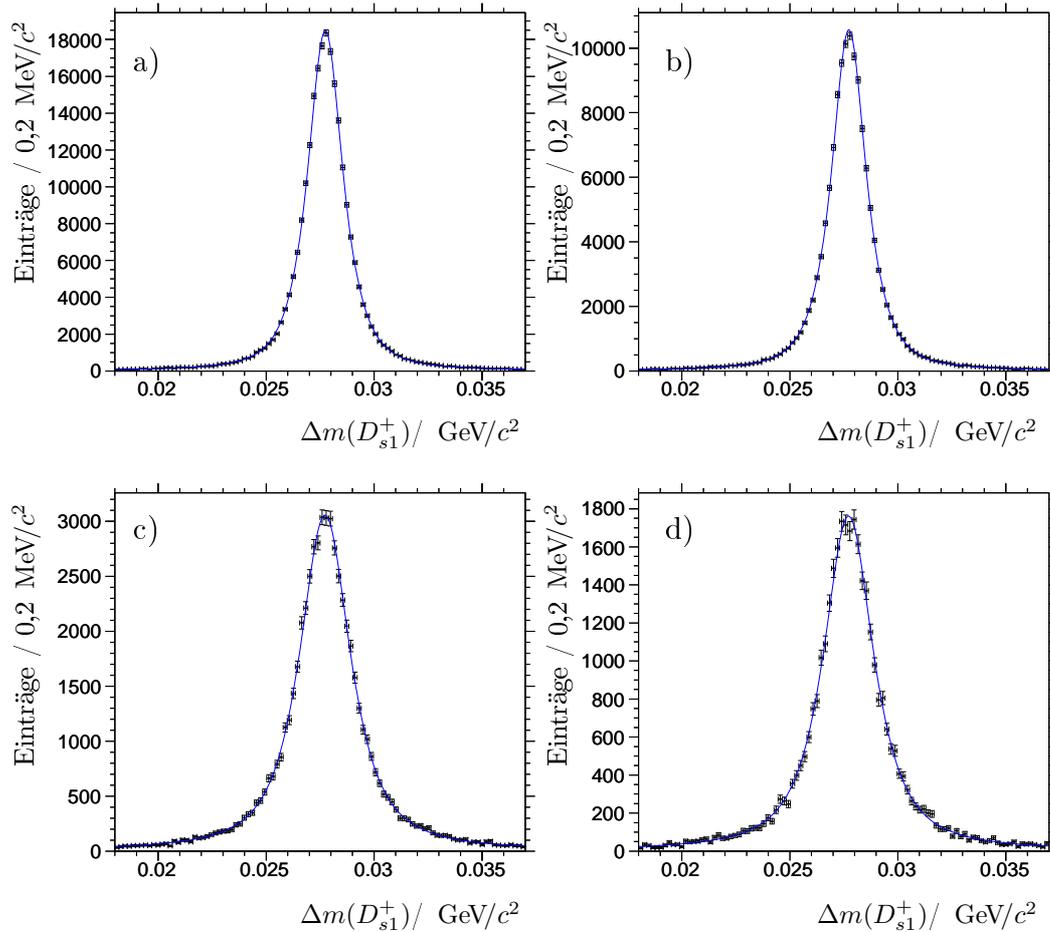


Abbildung 6.13: Verifizierung der Auflösungsfunktion: Anpassung der Faltung aus nichtrelativistischer Breit-Wigner-Linienform und dem Auflösungsmodell aus den gewichteten Monte Carlo-Daten an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung der entsprechenden Monte Carlo-Daten. a,b) Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 1$. c,d) $\Gamma 2$. Links jeweils: Zerfallsmodus $K4\pi$. Rechts: Zerfallsmodus $K6\pi$.

Kapitel 7

Bestimmung der D_{s1}^+ -Parameter aus den Messdaten

7.1 Masse und Zerfallsbreite des D_{s1}^+

Für die Linienform der generierten D_{s1}^+ -Verteilung in Monte Carlo-Daten wurde eine nicht-relativistische Breit-Wigner-Funktion verwendet. Diese Verteilung ist nicht ausreichend, um das D_{s1}^+ -Signal in den Messdaten zu beschreiben und die intrinsische Breite zu bestimmen.

Stattdessen wird eine relativistische Breit-Wigner-Verteilungsfunktion verwendet, welche auch den Gesamtspin des D_{s1}^+ berücksichtigt [Pi67]:

$$|BW(m)|^2 = \frac{F_r^2}{(m_r^2 - m^2)^2 + \Gamma_{AB}^2 m_r^2} \quad (7.1)$$

Der Gesamtspin des D_{s1}^+ wird mit $J = 1$ [Pd06] angegeben, so dass hier der Blatt-Weisskopf-Faktor [Hi72] für $J = 1$ verwendet wird:

$$F_r(J = 1) = \frac{\sqrt{1 + (Rp_r)^2}}{\sqrt{1 + (Rp)^2}} \quad (7.2)$$

wobei die Konstante $R = 1,5 \text{ GeV}^{-1}$ beträgt. Die modifizierte, massenabhängige Breite Γ_{AB} wird wie folgt berechnet:

$$\Gamma_{AB} = \Gamma_r \left(\frac{p}{p_r} \right)^3 \left(\frac{m_r}{m} \right) F_r^2 \quad (7.3)$$

wobei Γ_r die intrinsische, zu bestimmende Breite der Resonanz ist und p den Impuls eines der Tochterpartikeln des D_{s1}^+ im Schwerpunktsystem des rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten bezeichnet. Die Variable p_r ist der Impuls dieses Tochterpartikeln im Schwerpunktsystem des D_{s1}^+ mit einer Masse, die dem aktuellen Mittelwert der Signalfunktion im Rahmen der Anpassung entspricht. Weitere Details zu dieser Funktion finden sich in Anhang A.5.

Um die Masse und Breite des D_{s1}^+ nun aus den Daten zu extrahieren, wird die in Kap. 6.4.1 erhaltene impulsabhängige Auflösungsfunktion mit der oben genannten

Auflösungsmodell	Parameter	$K4\pi$	$K6\pi$
$\Gamma 1$ (impulsabhängig)	$\Delta m(D_{s1}^+)/ \text{ MeV}/c^2$	$27,254 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$
	$\Gamma / \text{ MeV}/c^2$	$1,000 \pm 0,049$	$0,944 \pm 0,045$
	$N(\text{Signal})$	3715 ± 72	4349 ± 79
	$N(\text{Untergrund})$	1383 ± 53	1872 ± 61
	a_1	$125,6 \pm 81,0$	$98,0 \pm 47,5$
$\Gamma 2$ (impulsabhängig)	$\Delta m(D_{s1}^+)/ \text{ MeV}/c^2$	$27,255 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$
	$\Gamma / \text{ MeV}/c^2$	$1,045 \pm 0,048$	$0,956 \pm 0,045$
	$N(\text{Signal})$	3727 ± 72	4355 ± 79
	$N(\text{Untergrund})$	1371 ± 53	1866 ± 61
	a_1	$140,3 \pm 97,6$	$101,1 \pm 49,9$

Tabelle 7.1: Ergebnisse der Anpassung der Faltung aus relativistischer Breit-Wigner-Linienform und der impulsabhängigen Auflösungsfunktion an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung in den rekonstruierten Messdaten. Die Variable N bezeichnet die mittels der erweiterten Likelihood-Funktion bestimmten Signal- und Untergrundeinträge, während a_1 den Koeffizienten des Untergrundpolynoms angibt.

Signallinienform gefaltet. Wie in Kapitel 6.5 für die Testanpassung beschrieben wurde, wird die Faltung auch hier numerisch als Summation ausgeführt. Der Integrationsbereich für jeden Datenpunkt umfasst $\pm 6 \text{ MeV}/c^2$ (dies entspricht der elffachen Breite der Auflösungsfunktion), aufgeteilt in 200 Schritte.

Die Anpassung der resultierenden Verteilungsfunktion an das $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Spektrum des ungebinnten Datensatzes wird unter Verwendung der Maximum-Likelihood-Methode mit *RooFit* durchgeführt. Zur Beschreibung der Auflösung wird zunächst das impulsabhängige Modell verwendet, wobei sowohl die Resultate aus dem Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 1$ als auch aus $\Gamma 2$ verwendet werden. Die Resultate sind für beide Zerfallskanäle in Tab. 7.1 verzeichnet, die entsprechenden Massenspektren sind in den Abb. 7.1a und 7.1b dargestellt. Der Untergrund wurde durch eine Gerade parametrisiert. Um zusätzlich die Signaleinträge zu bestimmen, wurde die erweiterte Form der Likelihood-Funktion verwendet (siehe Anhang A.3). Die Resultate für die beiden Auflösungsmodelle sind innerhalb der Fehlergrenzen konsistent, wohingegen zwischen den beiden Zerfallskanälen Abweichungen bestehen.

Weiterhin wurde die Anpassung an die Daten mit dem Auflösungsmodell aus den gewichteten Monte Carlo-Daten wiederholt, ebenfalls unter Verwendung der Modelle aus $\Gamma 1$ und $\Gamma 2$. Die Berechnung der Faltung findet wie oben beschrieben statt, der Untergrund wurde auch hier durch eine Gerade parametrisiert. Die Ergebnisse der Anpassung finden sich in Tab. 7.2, die Massenspektren in Abb. 7.2a und 7.2b. Die Ergebnisse für die jeweiligen Zerfallsmoden sind innerhalb der Unsicherheiten konsistent mit den Ergebnissen unter Verwendung des impulsabhängigen Auflösungsmodells. Die Abweichungen, die aus der Verwendung der beiden Methoden resultieren, werden als systematische Fehler dem Endergebnis hinzugefügt. Da der Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 2$ nur zur Verifizierung der Methoden und Modelle diente, und da aufgrund der geringeren Statistik in diesem Datensatz generell größere Abweichungen zu erwarten sind, werden hieraus basierende Diskrepanzen nicht weiter verfolgt.

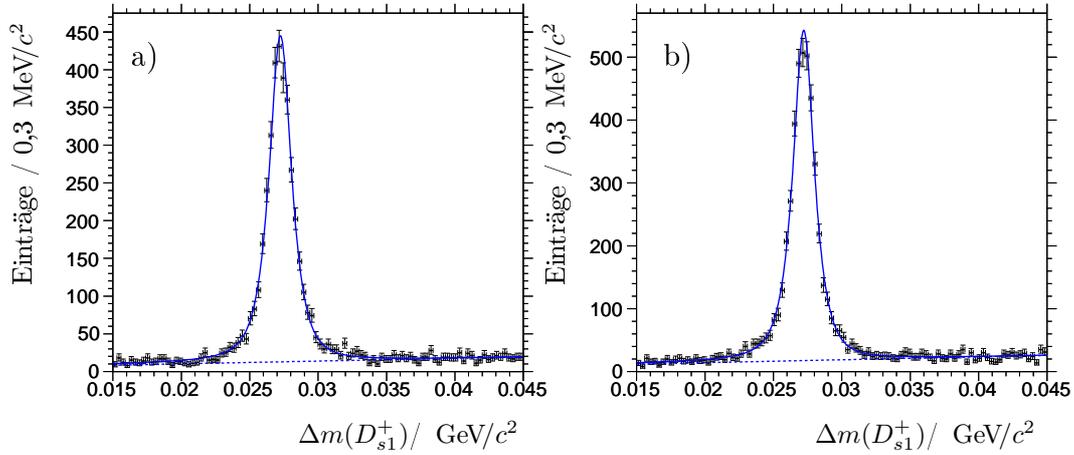


Abbildung 7.1: Anpassung der Faltung aus relativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion (impulsabhängig, bestimmt aus dem Datensatz Γ_1) an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung in den rekonstruierten Daten. a) $K4\pi$. b) $K6\pi$.

Auflösungsmodell	Parameter	$K4\pi$	$K6\pi$
Γ_1 (Wichtung)	$\Delta m(D_{s1}^+) / \text{MeV}/c^2$	$27,254 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$
	$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	$0,998 \pm 0,050$	$0,944 \pm 0,045$
	$N(\text{Signal})$	3713 ± 72	4346 ± 79
	$N(\text{Untergrund})$	1385 ± 53	1875 ± 61
	a_1	$124,0 \pm 79,5$	$97,2 \pm 47,0$
Γ_2 (Wichtung)	$\Delta m(D_{s1}^+) / \text{MeV}/c^2$	$27,254 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$
	$\Gamma / \text{MeV}/c^2$	$1,000 \pm 0,050$	$0,956 \pm 0,045$
	$N(\text{Signal})$	3713 ± 72	4352 ± 79
	$N(\text{Untergrund})$	1385 ± 53	1869 ± 61
	a_1	$124,6 \pm 80,2$	$99,9 \pm 49,0$

Tabelle 7.2: Ergebnisse der Anpassung der Faltung aus relativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion aus den gewichteten Monte Carlo-Daten an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung in den Messdaten. Die Variable N bezeichnet die mittels der erweiterten Likelihood-Funktion bestimmten Signal- und Untergrundeinträge, während a_1 den Koeffizienten des Untergrundpolynoms angibt.

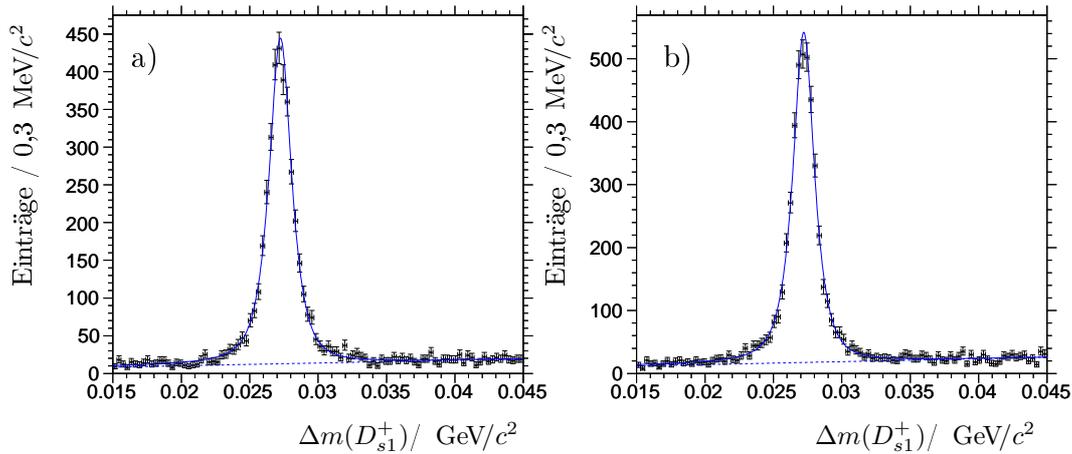


Abbildung 7.2: Anpassung der Faltung aus relativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion (bestimmt aus dem gewichteten Monte Carlo-Datensatz Γ_1) an die $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Verteilung in den Messdaten. a) $K4\pi$. b) $K6\pi$.

7.2 Zerfallswinkelverteilung

Die beobachteten Zerfallsprozesse des D_{s1}^+ erlauben Rückschlüsse auf die möglichen Werte für den Gesamtdrehimpuls und die Parität J^P dieser Resonanz. Der hier analysierte Zerfall nach $D^{*+}K_s^0$ ($J^P = 1^-0^-$) schliesst aufgrund der Drehimpuls- und Paritätserhaltung 0^+ aus. Eine natürliche Spin-Parität ungleich Null ($J^P = 1^-, 2^+, 3^-, \dots$) ist unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze möglich. Da aber der hierbei erlaubte Zerfall in zwei pseudoskalare Mesonen mit $J^P = 0^-$, z.B. $D_{s1}^+ \rightarrow D^+K_s^0$ oder D^0K^+ , nicht beobachtet wird [Pd06], sind diese Werte für J^P nicht sehr wahrscheinlich. Gleichfalls sind nicht-natürliche Spin-Paritäten ($J^P = 0^-, 1^+, 2^- \dots$). Aus der Analyse der Zerfallswinkel der Tochterteilchen lässt sich für eine Resonanz der Bereich der möglichen Werte von J^P eingrenzen, bzw. je nach Art des untersuchten Zerfallsbaums kann J^P auch direkt bestimmt werden. Hierzu wird der Viererimpuls eines Tochterteilchens der Resonanz in das Schwerpunktsystem dieser Resonanz transformiert und anschließend der Winkel θ zwischen der Flugrichtung der Resonanz und dem transformierten Impulsvektor des Tochterteilchens bestimmt. Anschließend wird die resultierende Winkelverteilung mit den zu erwartenden Verteilungen für verschiedene Spinwerte verglichen.

In dieser inklusiven Analyse ist das Mutterteilchen des D_{s1}^+ nicht bekannt. Daher wird der Winkel θ zwischen dem Impulsvektor eines der D_{s1}^+ -Zerfallsprodukte, in diesem Falle das D^{*+} im D_{s1}^+ -Schwerpunktsystem, und dem D_{s1}^+ -Impulsvektor im Laborsystem gemessen. Die resultierende Winkelverteilung für das D^{*+} wird dabei durch den Spin des D_{s1}^+ mit bestimmt (Abb. 7.3).

Die Einordnung des D_{s1}^+ als 1^+ -Zustand beruht auf dem Vergleich der gemessenen Masse mit der theoretischen Vorhersage und auf einer Analyse des D_{s1}^+ bei CLEO [Al93], wobei die Anpassung der erwarteten Winkelverteilung für nicht-natürliche Spin-Parität an die Daten das höchste Konfidenzniveau ergab. Diese Messung beruht auf einem D_{s1}^+ -Signal mit insgesamt 134 ± 22 Einträgen, wodurch nur eine

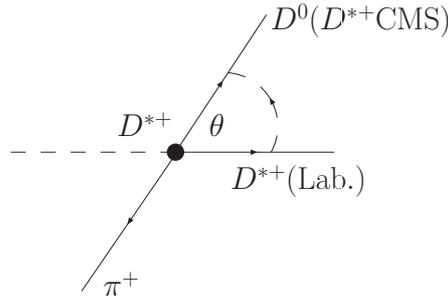


Abbildung 7.3: Bestimmung des Zerfallswinkels θ des D^{*+} , einem der Zerfallsprodukte des D_{s1}^+ . Der Winkel wird zwischen dem Impulsvektor des D^0 im Schwerpunktsystem des D^{*+} und der Richtung des Laborimpulsvektors des D^{*+} gemessen. Die hieraus ermittelte Winkelverteilung wird durch das D_{s1}^+ beeinflusst und erlaubt eine Eingrenzung der Werte für J^P des D_{s1}^+ .

Unterteilung der Daten in fünf von $\cos\theta$ -abhängige Teildatensätze möglich war. In dieser Analyse stehen für jeden Zerfallsmodus des D_{s1}^+ mehrere Tausend Signaleinträge zur Verfügung, so dass hier eine deutlich präzisere Untersuchung vorgenommen werden kann. Die erwarteten Winkelverteilungen des D^{*+} für die verschiedenen J^P -Hypothesen des D_{s1}^+ ergeben sich unter Nutzung des Helizitätsformalismus [Ku96]. Die berechneten Verteilungen sind für die verschiedenen Werte von J^P in Tabelle 7.4 aufgelistet. Eine Zusammenfassung der zugrunde liegenden Berechnungen für diese Winkelabhängigkeiten findet sich in Anhang B.

Die Winkelverteilung ergibt sich aus der Anzahl der D_{s1}^+ -Einträge in Abhängigkeit von $\cos\theta(D^{*+})$. Die Nachweisrate der Endzustandsteilchen hängt sowohl von der allgemeinen Qualität der Spurrekonstruktion und Teilchenidentifizierung ab als auch vom Raumwinkelbereich des Detektors, in den es sich bewegt. Daher wird zunächst die von $\cos\theta$ abhängige Rekonstruktionseffizienz berechnet. Als Signalregion wird ein $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Bereich von $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ um den im vorigen Kapitel extrahierten Mittelwert ($K4\pi$: $27,254 \text{ MeV}/c^2$. $K6\pi$: $27,226 \text{ MeV}/c^2$) definiert. Die Monte Carlo-Daten nach der Selektion werden anhand von $\cos\theta$ in 20 Teildatensätze unterteilt, wobei sich die Rekonstruktionseffizienz für jeden Teildatensatz aus dem Anzahlverhältnis von rekonstruierten und generierten D_{s1}^+ -Teilchen in der Signalregion ergibt. Die resultierende Verteilung der winkelabhängigen Effizienz ist in Abb. 7.4 dargestellt. Angepasst an die Spektren wurde eine Funktion der Form

$$\epsilon_{\cos\theta} = a_0 + a_1 \exp(a_3 \cos\theta) \quad (7.4)$$

deren Koeffizienten in Tab.7.3 verzeichnet sind. Die Messdaten werden allerdings nicht direkt mit dem reziproken Wert von $\epsilon(\cos\theta)$ gewichtet. Weicht der Wert des Wichtungsfaktors deutlich von Eins ab, besteht die Gefahr, dass bei der Anpassung einer Funktion an das Datenspektrum mittels der erweiterten Likelihood-Funktion die statistischen Fehler für die Anzahl der Signaleinträge nicht korrekt berechnet werden [Fr79]. Für jeden D_{s1}^+ -Kandidaten wird daher der Wert für $\epsilon(\cos\theta)$ berechnet und aus der sich ergebenden Verteilung die mittlere Effizienz $\bar{\epsilon}$ bestimmt. Anschließend wird jedes Ereignis des Messdatensatzes mit dem entsprechenden Wert von $\bar{\epsilon}/\epsilon(\cos\theta)$ gewichtet.

Der Datensatz, auf dem basierend bereits Masse und Breite des D_{s1}^+ bestimmt wur-

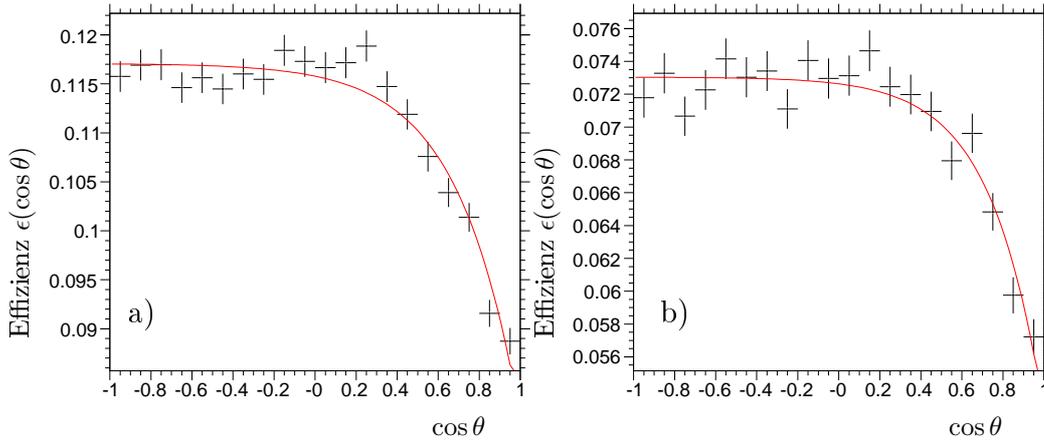


Abbildung 7.4: Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Zerfallswinkel. Aufgetragen ist das Verhältnis der Anzahl der rekonstruierten und generierten D_{s1}^+ -Teilchen in der $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Signalregion in Monte Carlo-Daten. Angepasst an die Verteilung wurde eine Summation aus Konstante und Exponentialfunktion. a) $K4\pi$. b) $K6\pi$.

den, wird nach der Effizienzkorrektur anhand der Größe $\cos \theta$ in 20 Teildatensätze unterteilt. An die Verteilung der Massendifferenz wird wie in Kap. 7.1 die Faltung aus Signal- und Auflösungsfunktion angepasst, wobei nun die Werte für den Schwerpunkt und die Breite der Signalfunktion auf die Werte aus Tab. 7.1 fixiert werden. Die einzigen freien Parameter sind somit die Anzahl der Einträge von Signal- und Untergrundfunktion, so dass sich auch bei der geringen Statistik in den Teildatensätzen noch verlässliche Ergebnisse ergeben. Bei dieser Methode wird die Verteilung nicht durch den Untergrund unter dem Signal beeinflusst.

In Abb. 7.5 ist die Anzahl der Signaleinträge, basierend auf den effizienzkorrigierten Daten, in Abhängigkeit von $\cos \theta$ für beide Zerfallsmoden aufgezeichnet. Nacheinander wurden die in Tab. 7.4 verzeichneten Winkelverteilungen angepasst. Die einzelnen resultierenden χ^2/NDF -Werte der Anpassung sind in Tab. 7.4 bei den entsprechenden Modellen aufgelistet. Deutlich sichtbar ist, dass weder eine $\cos^2 \theta$ - noch eine $\sin^2 \theta$ -Funktion die Verteilung beschreibt. Durch die Funktion $a(\sin^2 \theta + r \cos^2 \theta)$ hingegen lässt sich die Winkelverteilung sehr gut parametrisieren, wobei r und a freie Parameter sind und $r = b/a$ gilt. Die Größen a und b repräsentieren die unterschiedlichen Helizitätsamplituden (siehe Anhang B.2). Das Verhältnis der Helizitätsamplituden ist für beide Zerfallskanäle vergleichbar (Tab. 7.5).

Für das D_{s1}^+ folgt daraus eine nicht-natürliche Spin-Parität mit den Werten $J^P = 1^+, 2^-, 3^+, \dots$. Im $c\bar{s}$ -Spektrum bedeuten Spinwerte größer zwei, dass es sich um Zustände mit einem Bahndrehimpuls $L \geq 2$ handelt. Man erwartet, dass die Produktion von Teilchen mit diesen hohen Bahndrehimpulsen in e^+e^- -Wechselwirkungen stark unterdrückt ist [A193]. Folglich bestätigt diese Untersuchung die bisherige Zuordnung des D_{s1}^+ als 1^+ -Zustand im $c\bar{s}$ -Spektrum.

Koeffizienz	$K4\pi$	$K6\pi$
e_0	0,11708	0,07304
e_1	-0,00130	-0,00041
e_2	3,33340	3,91064
$\bar{\epsilon}$	0,11579	0,07263

Tabelle 7.3: Koeffizienten der Funktion Gl. 7.4 zur Parametrisierung der von $\cos\theta$ abhängigen Rekonstruktionseffizienz für beide D_{s1}^+ -Zerfallsmoden. Die Größe $\bar{\epsilon}$ gibt den mittleren Wert der Effizienzverteilung an.

J^P	$dN/d\cos\theta \propto$	$\chi^2/NDF (K4\pi)$	$\chi^2/NDF(K6\pi)$
0^+	verboten	—	—
0^-	$\cos^2\theta$	58,8	72,7
$1^-, 2^+, 3^-, \dots$	$\sin^2\theta$	42,1	44,5
$1^+, 2^-, 3^+, \dots$	$a\sin^2\theta + b\cos^2\theta$	1,1	1,1

Tabelle 7.4: Mögliche Gesamtdrehimpulse des D_{s1}^+ und die daraus folgenden Winkelverteilungen für das D^{*+} . Der Wert 0^+ ist verboten, unter der Annahme eines starken Zerfalls für das D_{s1}^+ . Die letzten beiden Spalten geben die Güte der Anpassung an die $\cos\theta$ -Verteilung in den Daten für das jeweilige Modell an.

Koeffizienz	$K4\pi$	$K6\pi$
a	$162,603 \pm 4,918$	$201,768 \pm 5,483$
r	$1,556 \pm 0,086$	$1,390 \pm 0,073$

Tabelle 7.5: Koeffizienten der Funktion $a(\sin^2\theta + r\cos^2\theta)$ zur Parametrisierung der $\cos\theta$ -Verteilung des D^{*+} für beide D_{s1}^+ -Zerfallsmoden.

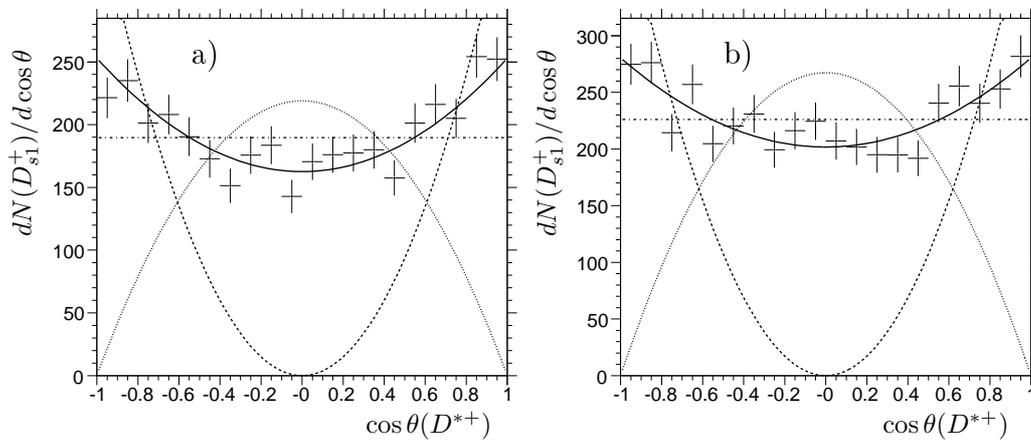


Abbildung 7.5: Aufgetragen ist die Anzahl der effizienzkorrigierten D_{s1}^+ -Signaleinträge gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta$ des D^{*+} . Angepasst wurden die folgenden Modelle zur Beschreibung der Winkelverteilung: $a\sin^2\theta + b\cos^2\theta$ (durchgezogene Linie), $\cos^2\theta$ (gepunktet), $\sin^2\theta$ (gestrichelt) sowie eine Konstante (strichpunktiert). a) $K4\pi$. b) $K6\pi$.

Kapitel 8

Systematische Unsicherheiten für die Masse und Breite des D_{s1}^+

Die Quellen der systematischen Unsicherheiten der Messergebnisse lassen sich in drei Kategorien einteilen:

- Unterschiede zwischen Messdaten und Monte Carlo-Daten
- Einfluss diverser Detektorparameter auf die Spurrekonstruktion
- Parametrisierung der Signal- und Auflösungsfunktionen

Die Diskrepanz zwischen den realen Messdaten und Monte Carlo-Daten, die sich auf die Bestimmung der Detektorauflösung auswirkt, wurde in zwei verschiedenen Ansätzen berücksichtigt (Kap. 6.4). Die Methode, die den gewichteten Monte Carlo-Datensatz verwendet, beruht auf der Kenntnis der Anzahl der rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten in realen Daten und Monte Carlo-Daten. Die Methode des impulsabhängigen Auflösungsmodells verwendet nur die Monte Carlo-Daten. Letztere Methode wird daher für die Bestimmung von $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ aus den Messdaten und für alle weiteren systematischen Untersuchungen verwendet.

Die Bestimmung des Auflösungsmodells und die Anpassung an die Daten wird wie zuvor beschrieben durchgeführt; es werden nur die jeweils zu untersuchenden Parameter variiert oder speziell produzierte Datensätze verwendet. Die Differenzen zwischen den hier erhaltenen Ergebnissen zu den im Kap. 7 erhaltenen Werten für $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ (nachfolgend als Hauptwerte bezeichnet) werden als systematische Unsicherheiten verwendet. Die Resultate der einzelnen Anpassungen sind in den Tabellen 8.3 und 8.4 verzeichnet.

8.1 Detektorauflösung

Auflösung in Monte Carlo-Daten In Kap. 6.3 wurde gezeigt, dass der Betrag der Auflösung in den rekonstruierten Monte Carlo-Daten einen um 10% geringeren Wert aufweist als in den realen Daten, unabhängig vom Schwerpunktimpuls des D_{s1}^+ . Da diese Auflösung verwendet wird, um die Linienform des D_{s1}^+ aus den Messdaten zu extrahieren, wird die so ermittelte Breite des D_{s1}^+ einen zu großen Wert aufweisen.

Um den Einfluss dieser Diskrepanz auf das Endergebnis für die Breite zu untersuchen, wird die Verteilung der Massendifferenz zwischen Daten und Monte-Carlo-Kandidaten Δm_{res} (Gl. 6.2) so verbreitert, dass die an dieses Spektrum angepasste Auflösungsfunktion eine um 10% größere Halbwertsbreite aufweist. Der zusätzliche Anteil zur Breite wird durch eine Gauss-Funktion beigetragen. Prinzipiell sollte diese Gaussfunktion mit der Auflösungsfunktion gefaltet werden, wobei das Resultat wiederum mit der Signalfunktion gefaltet wird. Da beide Faltungsintegrale numerisch mit N_i Schritten berechnet werden müssen, ergäben sich für jeden Messwert $N_1 * N_2 \approx O(10^4)$ Rechnungen pro Schritt des Anpassungsvorgangs. Daher wird wie folgt vorgegangen: für jeden Eintrag im Datensatz werden zehn Zufallswerte generiert, die einer Gaussverteilung mit Schwerpunkt Null und einer Breite σ_ϵ folgen. Diese zehn Werte werden Teil eines neuen Datensatzes, der anschließend mit dem Wert 0,1 gewichtet wird. Bei der Wahl von $\sigma_\epsilon = 0,0002$ ergibt sich dann eine um 10% gegenüber den ursprünglichen Monte Carlo-Daten verbreiterte Verteilung von Δm_{res} .

Im nächsten Schritt werden die Parameter der neuen Auflösungsfunktion aus dem neuen, verbreiterten Datensatz, wie in Kap. 6.4.1 beschrieben, bestimmt. Die Anpassung der Faltung aus Signalfunktion und neuer Auflösungsfunktion an die Daten wird wiederholt. Wie erwartet wird die Massendifferenz nicht signifikant beeinflusst ($< 0,5 (-1)$ keV/ c^2 für $K4\pi$ ($K6\pi$)), während der extrahierte Wert für die intrinsische Breite um 58 keV/ c^2 ($K4\pi$) bzw. 53 keV/ c^2 ($K6\pi$) gegenüber den Werten aus Kapitel 7 verringert wird.

Testanpassung an Monte Carlo-Daten Zur Verifizierung des Auflösungsmodells wurden die generierten Werte für $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ mittels einer Anpassung der Faltung aus Auflösungsmodell und nicht-relativistischer Breit-Wigner-Linienform an die rekonstruierten Monte Carlo-Massenspektren bestimmt. Die Resultate weichen geringfügig von den generierten Werten (Tab. 6.6) ab: -7 keV/ c^2 (-10 keV/ c^2) bei der Messgröße $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $+1$ keV/ c^2 (-9 keV/ c^2) im Falle von $\Gamma(D_{s1}^+)$ für $K4\pi$ ($K6\pi$). Die Diskrepanzen werden als zusätzliche systematische Unsicherheiten betrachtet, wobei nur die hier aufgelisteten Ergebnisse des Monte Carlo-Datensatzes $\Gamma 1$ verwendet werden, da die Resultate des Datensatzes $\Gamma 2$ zusätzlich durch die geringere Statistik beeinflusst sind.

8.2 Rekonstruktion

In diesem Abschnitt werden die systematischen Unsicherheiten diskutiert, die sich im Rahmen der Rekonstruktion der Teilchenspuren ergeben. Die Massenbelegung des aktiven und passiven Detektormaterials im der Spurrekonstruktion dienenden Tracking-Bereich (Vertexdetektor, Driftkammer) sowie die Kenntnis des Magnetfeldes in dieser Region sind wichtig für die Rekonstruktion geladener Teilchen.

Veränderungen dieser Parameter und die resultierenden Effekte wurden erstmalig bei *BABAR* im Rahmen der Präzisionsbestimmung der Λ_c -Masse durchgeführt und detailliert beschrieben [Au05, Pt05]. Die Methode wurde auch bei der Vermessung des $D_{s1}(2460)^+$ verwendet [Au06] und ist daher etabliert. Im Einzelnen wurden die folgenden Untersuchungen durchgeführt.

- zusätzliches Material im Tracking-Bereich
- Variation der magnetischen Feldstärke
- Positionierung der Trackingkomponenten in der Rekonstruktion
- Ladungs-, Impuls- und Winkelabhängigkeit der rekonstruierten D_{s1}^+ -Kandidaten

8.2.1 Materialbelegung in der Tracking-Region

In der aktuellen Rekonstruktionssoftware von *BABAR* wird der Energieverlust für jede Teilchensorte korrekt berechnet, unter der Voraussetzung, dass das Detektormaterial in der Flugbahn des Teilchens präzise bekannt ist. Untersuchungen mit K_s^0 und Λ^0 , deren Massen mit hoher Genauigkeit bekannt sind, haben signifikante Abweichungen zwischen rekonstruierter und PDG-Masse aufgezeigt [Co03]. Zwei Szenarien wurden untersucht: Erstens wird angenommen, dass die Massenbelegung im Vertexdetektor (SVT) um 20% unterschätzt ist. Alternativ wird angenommen, dass die Materialbelegung im gesamten Tracking-Bereich (SVT und Driftkammer DCH) um 10% unterschätzt ist.

Um den Einfluss auf die gemessene Masse und Breite zu untersuchen, wird daher für die Berechnung des Energieverlusts die Dichte aller Materialien im SVT um 20% bzw. im SVT und DCH jeweils um 10% erhöht. Dazu wird folgendermaßen vorgegangen: Die für die Rekonstruktion relevanten Detektorparameter sind in einer sogenannten *Conditions Database* gespeichert. Präzisere Kenntnisse des Detektors im Laufe der Zeit und andere Modifikationen führen zur Existenz verschiedener dieser *Conditions*. Von dem für diese Analyse relevanten Conditions-Datensatz (zugehörig zum Analyse-Release 18) wird eine modifizierbare Kopie erstellt. Die gewünschten Materialparameter werden im Paket *MatEnv* der Analysesoftware geändert und die Rekonstruktion der Ereignisse im *refit*-Modus wie zuvor wiederholt (vgl. Kapitel 5.1). Um Rechenzeit zu sparen, wird der zuvor erstellte D_{s1}^+ -Skim als Ausgangsdatsatz benutzt. Die D_{s1}^+ -Kandidaten müssen bei der Rekonstruktion und der Selektion dieselben Akzeptanzkriterien erfüllen, wie sie in Kap. 5 für die Hauptdaten beschrieben wurden.

Die Detektorauflösung wird anhand der normalen, unmodifizierten Monte Carlo-Daten bestimmt (Kap. 6). Die Anpassung der Faltung aus Signal- und Auflösungsfunktion an die neuen, mit den Modifikationen rekonstruierten Daten erfolgt wie in Kap. 7 beschrieben. Die Differenzen zwischen den so extrahierten Werten für die Massendifferenz und die D_{s1}^+ -Breite und den jeweiligen Werten aus Tabelle 7.1 werden als systematische Fehler verwendet (Tab. 8.3, 8.4).

Bei der Erhöhung der Massenbelegung des SVTs weicht die Massendifferenz um +14 (+4) keV/c^2 für $K4\pi$ ($K6\pi$) von den Hauptwerten ab, während die Breite Diskrepanzen von +13 (−11) keV/c^2 aufweist. Wird die Massenbelegung beider Trackingkomponenten erhöht, ergeben sich Abweichungen bei der Massendifferenz von +21 (+12) keV/c^2 und bei der Breite von +5 (−13) keV/c^2 . Als konservative Abschätzung des systematischen Fehlers der Materialbelegung wird jeweils der größere Wert der Abweichungen verwendet (Tab. 8.5).

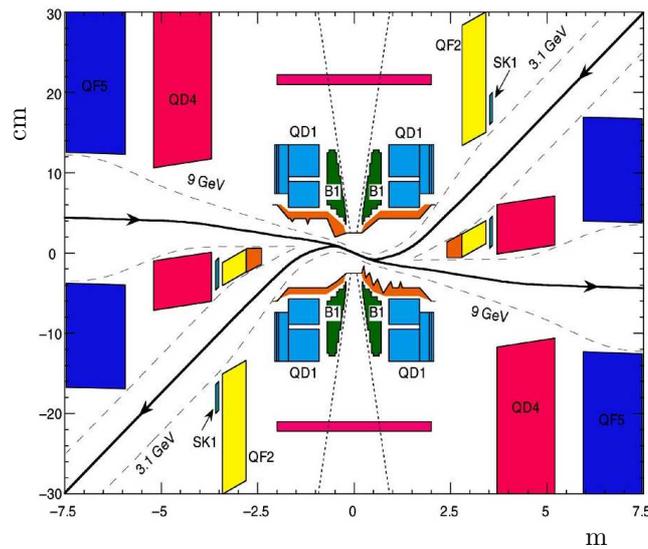


Abbildung 8.1: Anordnung der Magnete in der Wechselwirkungszone des *BABAR*-Experiments. Die im Text beschriebenen Q1-Magnete sind in der Graphik in der Mitte unter der Bezeichnung QD1 zu finden.

8.2.2 Magnetfeld

Das Magnetfeld des *BABAR*-Detektors ist eine wichtige Komponente bei der Impulsmessung. In der Wechselwirkungsregion tragen mehrere Komponenten zum Gesamtfeld bei:

- das Solenoidfeld
- Feld durch die Magnetisierung der B1 und Q1 Permanentmagnete
- Feld der B1/Q1 Permanentmagnete und der Q1 Trim Coils

Eine schematische Darstellung der Anordnung der beschriebenen Magnete in der Wechselwirkungsregion findet sich in Abb. 8.1. Die Quelle des Solenoidfelds wurde in Kap. 2.3.5 beschrieben. Das Feld wurde vor Inbetriebnahme des Detektors mit Hall-Sonden präzise vermessen. Die B1-Dipolmagnete dienen zur Trennung der beiden Teilchenstrahlen nach der Kollision. Die Q1-Magnete bestehen aus einem Quadrupol-Paar zur Strahlfokussierung und einem Dipol zur weiteren Trennung der beiden Strahlen. Diese Magnete bestehen aus SmCo, wobei dessen mittlere Permeabilitätszahl mit 1,07 angegeben wird. Durch das Solenoidfeld kommt es folglich zu einer Magnetisierung des B1/Q1-Materials, deren Einfluss auf das Gesamtfeld in der Wechselwirkungsregion nicht zu vernachlässigen ist.

Die Parameter der einzelnen Magnetfeldkomponenten sind bei einer Analyse im refit-Modus (vgl. Kap. 5) zugänglich und im Rahmen der Spurrekonstruktion vom Benutzer modifizierbar. Für die Untersuchung des Einflusses der Variation der Magnetfeldstärke auf die rekonstruierte Masse des D_{s1}^+ werden die Werte der Solenoidfeldstärke und der Magnetisierung von B1/Q1 wie im Folgenden beschrieben jeweils einzeln modifiziert. Die anderen Feldkomponenten werden nicht verändert. Der Betrag der Feldstärke des Solenoidfelds, das in der Rekonstruktion durch ein Gitter

dargestellt wird, wird um $\pm 0,02\%$ variiert. Dies entspricht einer Schwankung von ± 3 G und stellt eine konservative Abschätzung dar, da die einzelnen Gitterpunkte innerhalb des Trackingbereichs einen Fehler dieser Größenordnung oder besser aufweisen. Neuere Messungen der Magnetisierung haben gezeigt, dass die Permeabilitätszahl größer als der oben angegebene Wert ist. Zusammen mit den Unsicherheiten der Messung ergeben sich Abweichungen von 20 %. Um die Auswirkungen auf die Spurrekonstruktion zu studieren, wird die Magnetisierung einer Veränderung um $\pm 20\%$ [Du04] unterzogen.

Technisch werden diese Änderungen durch eine Modifizierung des Betrages der jeweiligen Feldkomponente in der Rekonstruktionssoftware (*bbmagfields.F* im Paket *BFieldImpl*) realisiert. Mit dem neuen Magnetfeld wird die Rekonstruktion der Daten im refit-Modus durchgeführt, wobei als Datensatz der D_{s1}^+ -Skim verwendet wird. Das Auflösungsmodell basiert auf den unmodifizierten Monte Carlo-Daten. Die Ergebnisse der Anpassung der Faltung aus Signal- und Auflösungsfunktion an die modifizierten rekonstruierten Daten sind in Tab. 8.3, 8.4 verzeichnet. Die Abweichungen zwischen den Werten der Hauptanpassung aus Kapitel 7 und den hier erhaltenen Werten werden als systematische Fehler verwendet. Der Gesamtfehler der Magnetfeldvariation wird aus der jeweils grösseren Abweichung von Solenoidfeld- und Magnetisierungsänderung, die quadratisch addiert werden, bestimmt (Tab. 8.5).

8.2.3 SVT-Alignment

Die oben beschriebenen unterschätzten Materialbelegungen können zu unterschiedlichen Energieverlustmessungen führen. Eine Abweichung der Positionen der Trackingkomponenten in der Rekonstruktion im Vergleich zur tatsächlichen Anordnung kann hingegen die Messung der Winkel zwischen den rekonstruierten Spuren und möglicherweise auch die Impulsmessung beeinflussen.

Die Untersuchung dieser Effekte wird für den Vertexdetektor SVT mit Hilfe der aktuellen Standardabschätzungen für die Positionsungenauigkeiten [Kr04] durchgeführt. Es wird eine zeitliche Änderung des Alignments überprüft sowie der sogenannte *Boost Bias*, d.h. eine Radius-abhängige Verschiebung ganzer Schichten von Streifenählern des SVTs in z-Richtung untersucht. Diese Tests basieren nur auf den Signal-Monte Carlo-Daten Γ_1 , deren Rekonstruktion mit den Korrekturen wiederholt wurde. Nach der Selektion wird die Anpassung der Faltung aus nicht-relativistischer Breit-Wigner-Linienform und dem impulsabhängigen Auflösungsmodell wiederholt. Die hierbei zu beobachtenden Differenzen zu den Ergebnissen für $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ aus Kapitel 6.5 werden als systematische Unsicherheiten verwendet (Tab. 8.3, 8.4). Als Endwert für die Unsicherheit bezüglich des SVT-Alignments werden die Resultate für die Zeitabhängigkeit und den Boost-Bias quadratisch addiert (Tab. 8.5).

8.2.4 ϕ -Abhängigkeit

Bei der Präzisionsmessung der Λ_c -Masse [Au05] wurde eine Abhängigkeit der rekonstruierten Masse vom Azimutwinkel ϕ eines Teilchens beobachtet. Der Winkel ϕ umfasst den Wertebereich $0 \leq \phi \leq 2\pi$ und es gilt $\phi = 0$ entlang der x-Achse. Als eine mögliche Ursache für diese ϕ -Abhängigkeit könnte aufgrund der Symmetrie

($\propto \sin \phi$) eine Abweichung der Positionen der Driftkammer-Drähte (Durchhängen in Folge der Schwerkraft) gelten, welche in der Rekonstruktion nicht korrekt berücksichtigt wird.

Testdatensatz Zunächst wird die rekonstruierte Masse des D^0 und des K_s^0 aus dem Testdatensatz (Kap. 6.3) in Abhängigkeit vom Winkel ϕ gemessen. Es wird die Differenz aus rekonstruierter Masse und nomineller Masse (497,648 MeV/ c^2 für das K_s^0 und 1864,5 MeV/ c^2 für das D^0 [Pd06]) betrachtet. Im Falle der Messdaten ist eine deutliche Abhängigkeit von ϕ zu erkennen, die in dieser Form nicht in den rekonstruierten Monte Carlo-Daten zu sehen ist. Die Verteilungen wurden mit einer Sinusfunktion der Form

$$A \sin(\phi + \alpha) \quad (8.1)$$

parametrisiert, deren Amplitude A jeweils 83 ± 8 keV/ c^2 (K_s^0), 305 ± 61 keV/ c^2 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) bzw. 372 ± 102 keV/ c^2 ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$) beträgt.

D_{s1}^+ -Datensatz Nun werden die rekonstruierten D_{s1}^+ -Daten untersucht. Die relativ geringe Statistik in der Signalregion erlaubt hier keine detaillierten Untersuchungen wie oben im Falle der Testdaten beschrieben. Der Hauptdatensatz nach der Selektion wird im Falle des Winkels ϕ , der Werte von 0 bis 2π ungefähr gleichverteilt annimmt, in sechs Teildatensätze, die einen Wertebereich von jeweils $\pi/3$ rad umfassen, aufgeteilt. An jeden Teildatensatz wird die Faltung aus der Signalfunktion und der impulsabhängigen Auflösungsfunktion zusammen mit einem Polynom für den Untergrund angepasst. Die einzelnen Resultate für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ sind in Abhängigkeit von ϕ in Abb. 8.2a und 8.2b dargestellt, zusammen mit dem Wert von $\Delta m(D_{s1}^+)$, der mittels der Gesamtdaten ermittelt wurde (Kap. 7.1). Die winkelabhängigen Ergebnisse der Anpassung sind innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit dem jeweiligen Hauptresultat. Die wenigen größeren Abweichungen ergeben sich aus der geringeren Statistik für die einzelnen Teildatensätze und überdecken etwaige andere Schwankungen der Masse. Die extrahierten Werte der Breite $\Gamma(D_{s1}^+)$ sind in Abb. 8.3a und 8.3b in Abhängigkeit von ϕ aufgetragen. Diese Resultate sind ebenfalls konsistent mit dem aus den Gesamtdaten bestimmten Hauptwert für die Breite. Auch hier erklären sich die Schwankungen durch die geringere Anzahl an Daten für die Einzelanpassungen, die einen noch größeren Einfluss auf die Breite als auf die Masse haben. Die auf den einzelnen Messungen basierenden Mittelwerte sind in Tab. 8.2 verzeichnet.

Um eine Abschätzung für einen möglichen systematischen Fehler durch die oben beschriebene ϕ -Abhängigkeit in den Daten zu bestimmen, wird eine ϕ -Abhängigkeit in die Monte Carlo-Massenspektren eingeführt. Eine hierfür geeignete Messgröße ist der Impuls der geladenen Teilchen. Der Betrag des Dreier-Impulses eines jeden rekonstruierten Pions und Kaons des D_{s1}^+ -Zerfallsbaums erfährt die folgende Modifizierung [Pt05]:

$$p' = p(1 + c \sin(\phi + \alpha)) \quad (8.2)$$

Der Faktor c ist eine durch den Vergleich zwischen realen und Monte Carlo-Daten zu ermittelnde Konstante und α gibt die Phase an. Diese Änderung müsste eigent-

lich bereits bei der Rekonstruktion der Spuren angewendet werden. Dies wäre an dieser Stelle technisch und zeitlich zu aufwändig, da für jeden einzelnen Wert von c die komplette Rekonstruktion wiederholt werden müsste. Stattdessen werden die im N-Tupel abgespeicherten Impulskomponenten eines jeden Teilchenkandidaten modifiziert und es wird anhand dieser neuen Impulse die invariante Masse neu berechnet. Für jeden Kandidaten wird dann die Differenz aus neuer und ursprünglicher Masse berechnet und in Abhängigkeit von ϕ aufgetragen.

Zunächst werden die Spektren der D^0 und K_S^0 -Kandidaten des D_{s1}^+ -Datensatzes nach der Vorselektion betrachtet, wodurch die Kandidaten durch den Zerfallsbaum bereits eingeschränkt sind. Es wird die gleiche Prozedur wie bei den oben beschriebenen Testdaten durchgeführt, wobei eine deutliche ϕ -Abhängigkeit in den Daten zu erkennen ist, während in Monte Carlo-Daten diese nicht gegeben ist (Abb. 8.4). Die Parameter aus der Anpassung der Sinusfunktion an die Messdaten sind in Tab. 8.1 verzeichnet. Im nächsten Schritt werden mittels der Beziehung Gl. 8.2 die Impulse der Pionen und Kaonen in den Monte Carlo-Daten (nach der vollständigen D_{s1}^+ -Selektion) modifiziert und die invarianten Massen dieser Kandidaten neu berechnet. Für die Konstante wird ein Wert von $c = 8 \cdot 10^{-5}$ verwendet, der für die D^0 - und K_S^0 -Kandidaten eine zu den Daten konsistente Amplitude erzeugt. In Abb. 8.5 ist die Differenz zwischen neu berechneter und ursprünglich rekonstruierter Masse aufgetragen; die Werte der Anpassung einer Sinusfunktion an die Verteilung finden sich in Tabelle 8.1. Im letzten Schritt werden die invarianten Masse der D_{s1}^+ , D^{*+} - und K_S^0 -Kandidaten neu aus den modifizierten Pionen- und Kaonenimpulsen berechnet und die Abweichungen zwischen alten und neuen Werten für $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Die Amplitude der Sinusfunktion beträgt hier $13 \text{ keV}/c^2$ ($14 \text{ keV}/c^2$) für $K4\pi$ ($K6\pi$).

Aufgrund der Symmetrie der Abweichung und da die Anzahl der D_{s1}^+ -Kandidaten für den gesamten ϕ -Wertebereich nahezu gleichverteilt vorliegt, werden sich die Effekte der ϕ -Abhängigkeit der Masse in den Daten im Mittel aufheben. Als konservative Abschätzung wird die aus den Monte Carlo-Daten ermittelte Amplitude als systematischer Fehler für die Massendifferenz verwendet.

	Messdaten			MC (mod.)
	A keV/ c^2	α	Δm keV/ c^2	A keV/ c^2
$K_S^0(K4\pi)$	92 ± 20	$-3,75 \pm 0,23$	-422 ± 15	108
$D^0(K4\pi)$	375 ± 23	$-3,45 \pm 0,06$	-946 ± 17	336
$D^0(K6\pi)$	319 ± 27	$-3,38 \pm 0,09$	-978 ± 19	355
$D_{s1}^+(K4\pi)$	—	—	—	13
$D_{s1}^+(K6\pi)$	—	—	—	14

Tabelle 8.1: Parameter der Sinus-Funktion zur Beschreibung der ϕ -Abhängigkeit der Resonanzmassen. Bei den Messdaten gibt A die Amplitude an, α die Phase und Δm die Differenz zwischen rekonstruierter und nomineller Masse. Bei den Monte Carlo-Daten ergibt sich die Amplitude A nach der Modifizierung der Dreier-Impulse der rekonstruierten Teilchen.

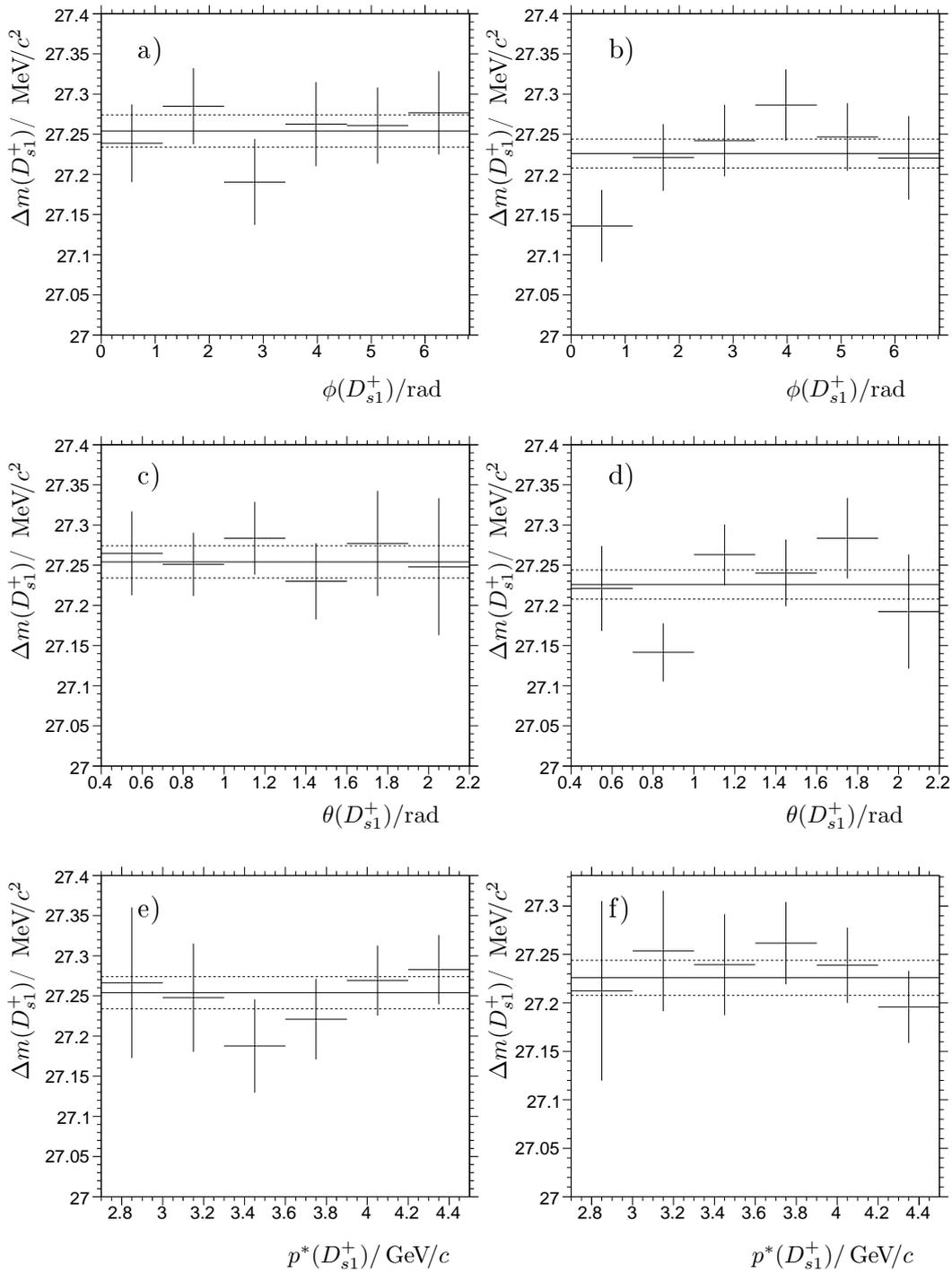


Abbildung 8.2: ϕ - (a,b), θ - (c,d) und p^* -Abhängigkeit (e,f) von $\Delta m(D_{s1}^+)$ in den Messdaten. Die Histogramme links zeigen jeweils die Ergebnisse für den Zerfallsmodus $K4\pi$; rechts sind die Resultate für den Zerfallsmodus $K6\pi$ abgebildet. Die durchgezogene Linie gibt den jeweiligen Wert für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ an, die durch die Anpassung an die Gesamtdaten ermittelt wurde. Die gestrichelten Linien zeigen den Fehlerbereich dieses Werts an.

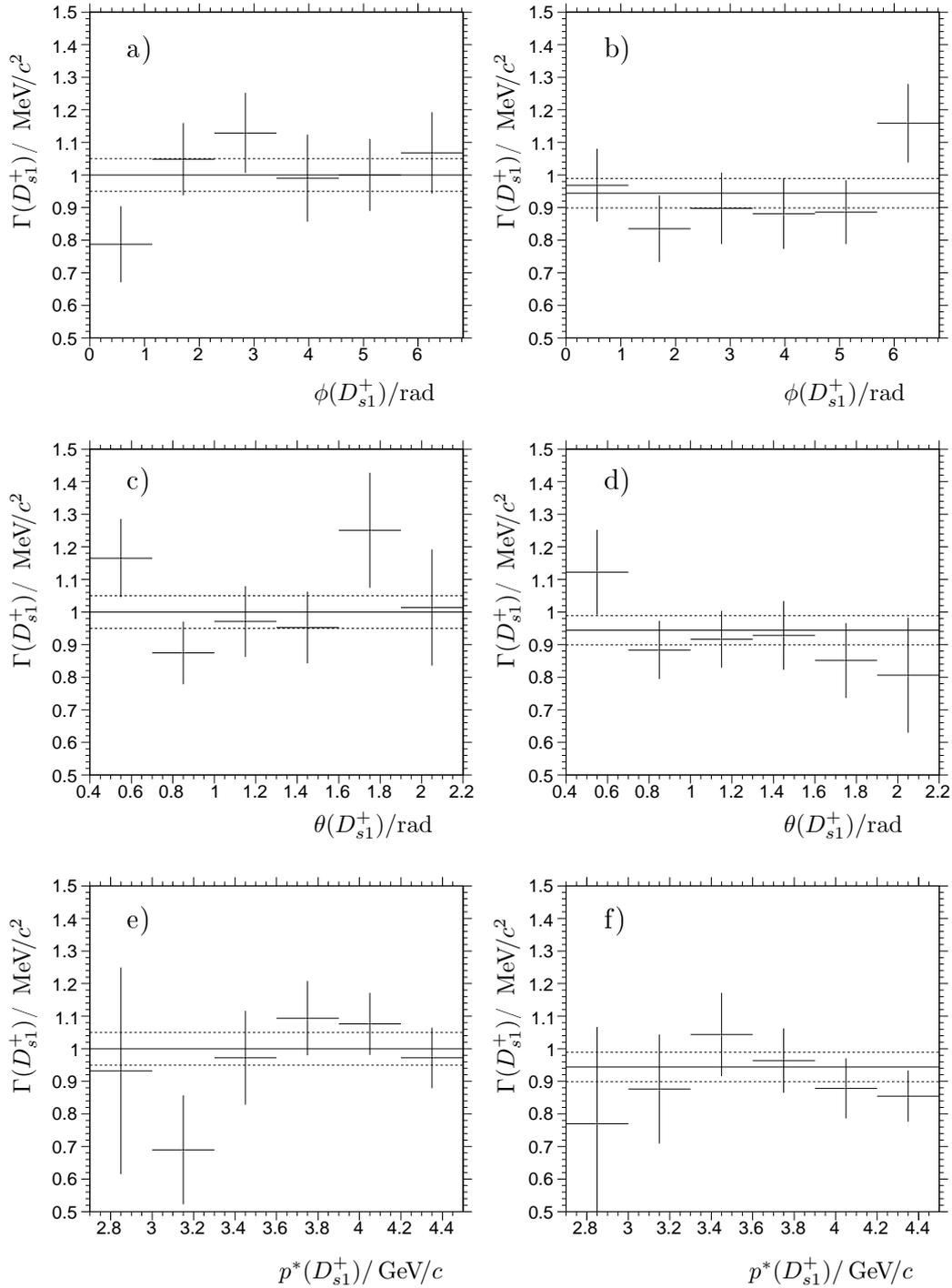


Abbildung 8.3: ϕ - (a,b), θ - (c,d) und p^* -Abhängigkeit (e,f) von $\Gamma(D_{s1}^+)$ in den Messdaten. Die Histogramme links zeigen jeweils die Ergebnisse für den Zerfallsmodus $K4\pi$; rechts sind die Resultate für den Zerfallsmodus $K6\pi$ abgebildet. Die durchgezogene Linie gibt den jeweiligen Wert für die Breite $\Gamma(D_{s1}^+)$ an, die durch die Anpassung an die Gesamtdaten ermittelt wurde. Die gestrichelten Linien zeigen den Fehlerbereich dieses Werts an.

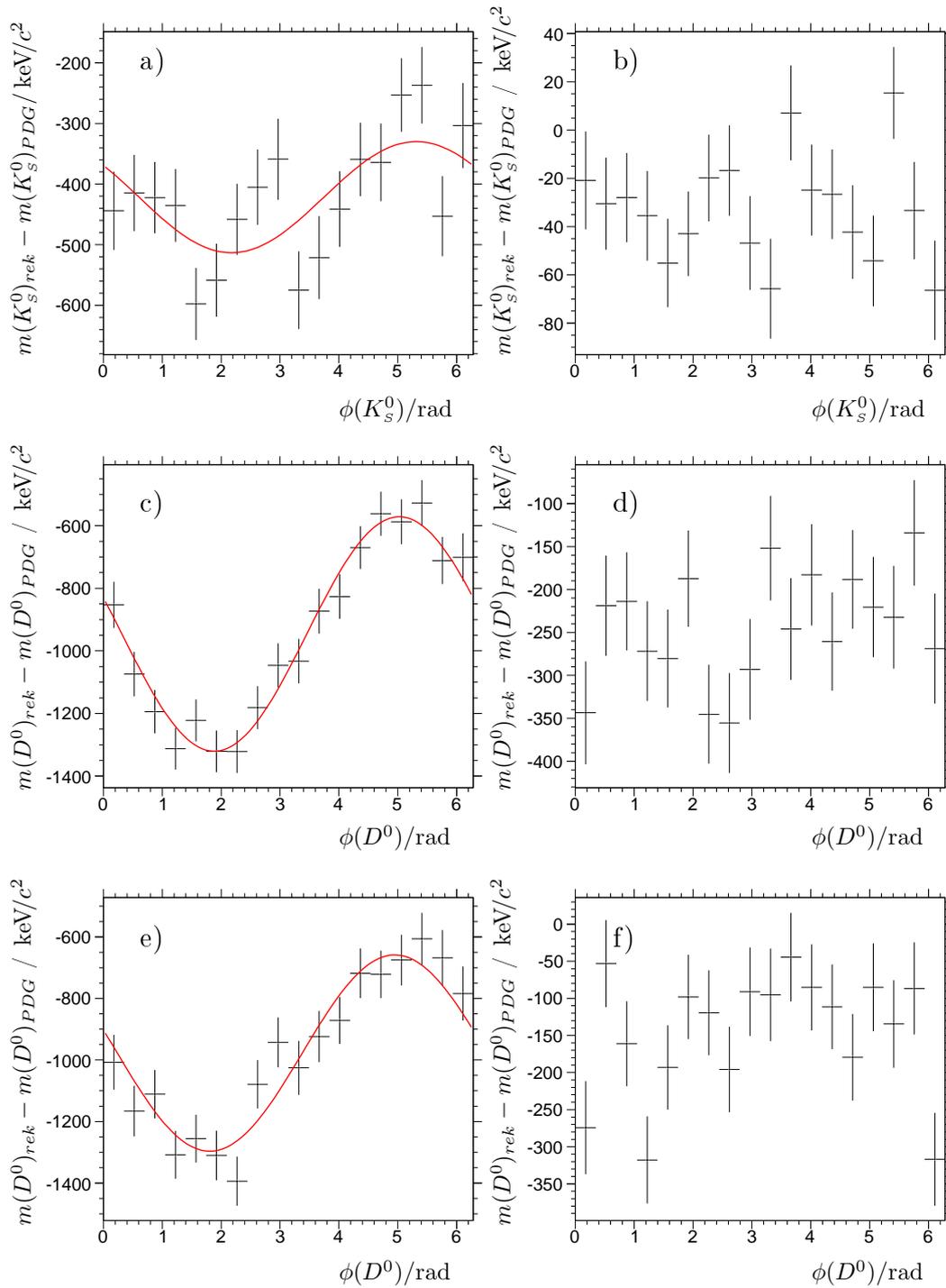


Abbildung 8.4: ϕ -Abhängigkeit der Masse der Resonanzen aus dem D_{s1}^+ -Datensatz nach der Vorselektion. a,b) $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$ ($K4\pi$). c,d) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ($K4\pi$). e,f) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ ($K6\pi$). Aufgetragen ist die Differenz aus rekonstruierter und nomineller Masse gegen den Winkel ϕ der jeweiligen Resonanz. Links sind jeweils die Verteilungen aus den Messdaten, rechts die zugehörigen Monte Carlo-Daten dargestellt, bei denen keine ϕ -Abhängigkeit der Masse zu beobachten ist.

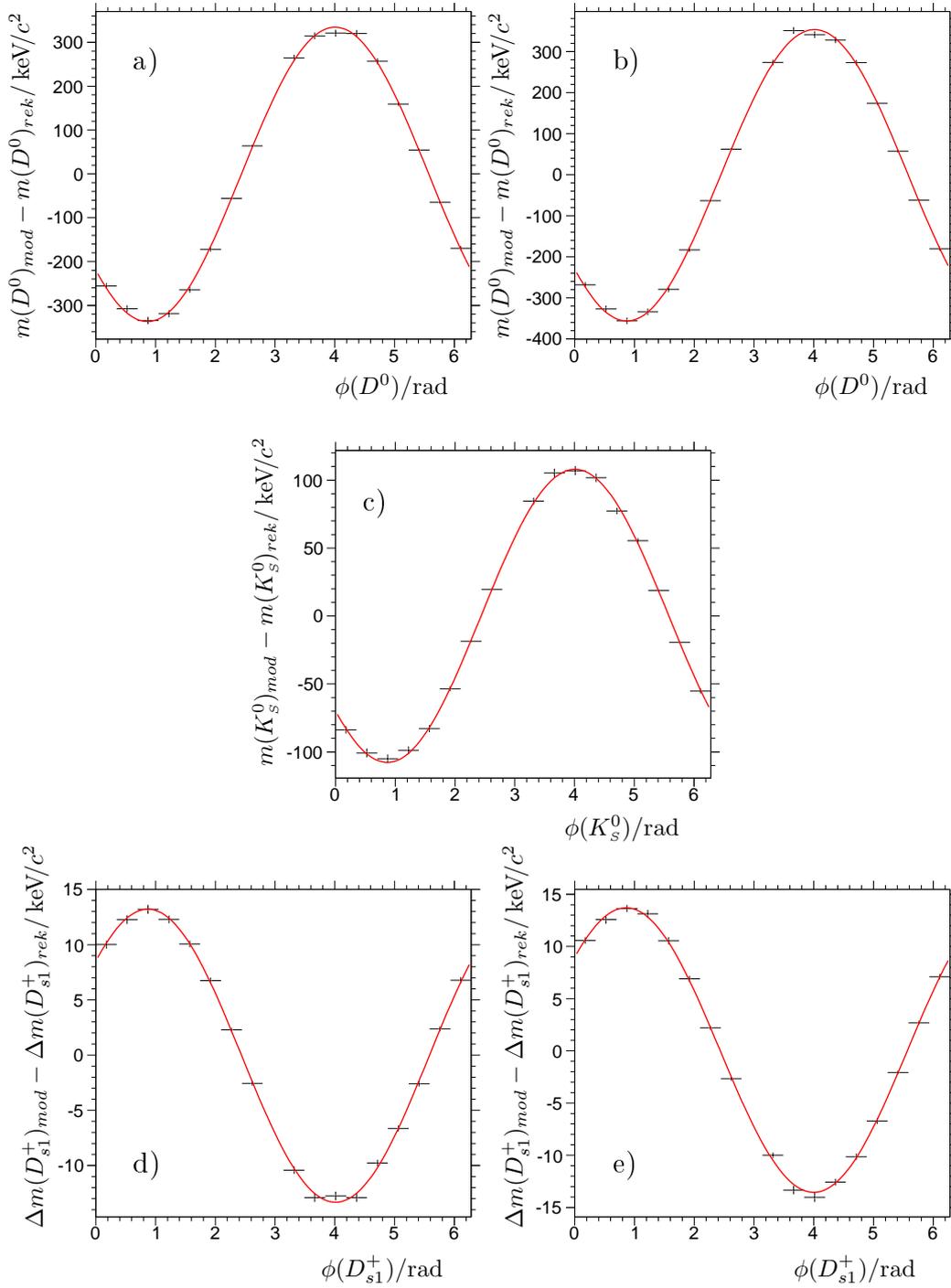


Abbildung 8.5: Resultierende ϕ -Abhängigkeit der invarianten Massen durch Modifizierung der Impulse in den Monte Carlo-Daten (nach der D_{s1}^+ -Selektion). Aufgetragen ist die Differenz aus modifizierter und ursprünglich rekonstruierter Masse gegen den Winkel ϕ der jeweiligen Resonanz. a) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$; b) $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$; c) $K_S^0 (K4\pi)$; d) $D_{s1}^+ (K4\pi)$; e) $D_{s1}^+ (K6\pi)$.

8.2.5 Weitere Detektor-Abhängigkeiten

Lage der Driftkammerdrähte Die Positionen der Signaldrähte in der Driftkammer sind mit einer Präzision von $40 \mu\text{m}$ bekannt. Der Radius der Driftkammer beträgt etwa 40 cm , wodurch sich eine relative Präzision von $0,01 \%$ ergibt. Als Abschätzung für hieraus resultierende systematische Unsicherheiten wird jeweils ein Wert veranschlagt, der der Hälfte des systematischen Fehlers bei der $\pm 0,02 \%$ -Variation des Solenoidfeldes entspricht. Dies führt im Falle der Massendifferenz zu Abweichungen von $\pm 5 (\pm 6) \text{ keV}/c^2$ und bei der Breite von $\pm 9 (\pm 5) \text{ keV}/c^2$ für $K4\pi$ ($K6\pi$)

Driftkammer-Treffer Wie aus den Histogrammen in Abb. 6.5 ersichtlich ist, gibt es Pionen und Kaonen, deren Spuren nur aus Informationen des Vertex-Detektors rekonstruiert wurden. Die Präzision ist hier entsprechend vermindert. In der Hauptanalyse wurde keine untere Grenze für die Anzahl der Driftkammertreffer gesetzt. Es wird nun überprüft, welchen Einfluss eine strengere Spurselektion zur Folge hat. Dazu wird die Selektion der D_{s1}^+ -Kandidaten um ein weiteres Kriterium erhöht: die akzeptierten Kaonen- und Pionenspuren müssen auf mindestens $N_{DCH} = 20$ Treffern in der Driftkammer basieren. Für die Massendifferenz ergeben sich Abweichungen von $-20 (-33) \text{ keV}/c^2$ zum Hauptwert, während die Breite sich um $-39 (+3) \text{ keV}/c^2$ für $K4\pi$ ($K6\pi$) verändert

In einem weiteren Test werden die Pionen aus dem Zerfall des D^{*+} von diesem Selektionskriterium ausgenommen, da diese Pionen aufgrund des geringen transversalen Impulses (bedingt durch den geringen Q-Wert des D^{*+} -Zerfalls) die Driftkammer oft überhaupt nicht erreichen können. Hier ergeben sich für $\Delta m(D_{s1}^+)$ Abweichungen von $-11 (-16) \text{ keV}/c^2$ und für $\Gamma(D_{s1}^+) - 8 (< 0,5) \text{ keV}/c^2$. Als konservative Abschätzung werden die größeren Abweichungen für den systematischen Fehler verwendet.

θ -Abhängigkeit Es wird die Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchenparameter $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ vom Polarwinkel θ untersucht, wobei der Wertebereich allgemein $0 \leq \theta \leq \pi$ umfasst sowie $\theta = 0$ entlang der z-Achse gilt. Aufgrund des Detektoraufbaus liegen bei Winkeln nahe 0 und π nur wenige D_{s1}^+ -Kandidaten vor, so dass der Hauptdatensatz nur im Bereich von $0,4$ bis $2,2$ rad in sechs Teildatensätze unterteilt wird. An jeden Teildatensatz wird die Faltung aus der Signalfunktion und der impulsabhängigen Auflösungsfunktion zusammen mit einem Polynom für den Untergrund angepasst. Die einzelnen Resultate für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ sind in Abhängigkeit von θ in Abb. 8.2c und 8.2d dargestellt, die Ergebnisse für die Breite in Abb. 8.3c und 8.3d. Die extrahierten Werte sind konsistent mit den Hauptwerten, die aus dem Gesamtdatensatz bestimmt wurden. Die Schwankungen sind hauptsächlich durch die geringere Statistik in den Teildatensätzen bedingt. Die auf den einzelnen Messungen basierenden Mittelwerte sind in Tab. 8.2 verzeichnet.

Impulsabhängigkeit Analog zur oben geschilderten Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Resultate wird die Abhängigkeit der Massendifferenz vom Schwerpunktimпульs p^* des D_{s1}^+ bestimmt. Die Gesamtdaten umfassen einen Wertebereich von $2,7$ bis $4,5 \text{ GeV}/c$ für den Impuls und werden in sechs Teildatensätze à $0,3 \text{ GeV}/c$ unterteilt. Die Resultate der Anpassung sind für $\Delta m(D_{s1}^+)$ in Abb. 8.2e und 8.2f

Systematik	$\Delta m(D_{s1}^+) / \text{MeV}/c^2$		$\Gamma(D_{s1}^+) / \text{MeV}/c^2$	
	$K4\pi$	$K6\pi$	$K4\pi$	$K6\pi$
Hauptwert	$27,254 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$	$1,000 \pm 0,050$	$0,944 \pm 0,045$
$p^*(D_{s1}^+)$	$27,250 \pm 0,022$	$27,232 \pm 0,019$	$0,998 \pm 0,050$	$0,906 \pm 0,045$
$\phi(D_{s1}^+)$	$27,254 \pm 0,020$	$27,226 \pm 0,018$	$1,002 \pm 0,049$	$0,927 \pm 0,044$
$\theta(D_{s1}^+)$	$27,259 \pm 0,021$	$27,221 \pm 0,018$	$1,000 \pm 0,049$	$0,918 \pm 0,044$
D_{s1}^+	$27,258 \pm 0,029$	$27,247 \pm 0,026$	$1,014 \pm 0,071$	$0,997 \pm 0,065$
D_{s1}^-	$27,251 \pm 0,029$	$27,204 \pm 0,025$	$0,986 \pm 0,070$	$0,924 \pm 0,061$

Tabelle 8.2: Auflistung der Mittelwerte der impuls- und winkelabhängigen systematischen Studien und der Resultate der Anpassung an die nach der D_{s1}^\pm -Ladung getrennten Daten.

dargestellt und für $\Gamma(D_{s1}^+)$ in Abb. 8.3e und 8.3f, zusammen mit den Hauptwerten, die mittels der Gesamtdaten ermittelt wurden. Die impulsabhängigen Werte sind innerhalb der Fehlergrenzen konsistent mit dem jeweiligen Hauptresultat. Die Abweichungen ergeben sich auch hier aus der geringeren Anzahl an Kandidaten für die Teildatensätze. Die auf den einzelnen Messungen basierenden Mittelwerte sind in Tab. 8.2 verzeichnet.

Ladungsabhängigkeit Die D_{s1}^\pm -Kandidaten, welche nach der finalen Selektion vorliegen, werden anhand der Ladung des D_{s1}^\pm in zwei Teildatensätze unterteilt. Es wird das aus den gesamten Monte Carlo-Daten gewonnene impulsabhängige Auflösungsmodell verwendet, unter der Annahme, dass die Auflösung selbst nicht ladungsabhängig ist. Die in Tab. 8.2 verzeichneten Resultate der Anpassung an die ladungsabhängigen Datenspektren sind untereinander und mit den jeweiligen Hauptresultaten für $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ innerhalb der Fehlergrenzen konsistent.

8.3 Parametrisierung

Der folgende Abschnitt fasst die systematischen Untersuchungen bezüglich der Parametrisierung von Signal- und Auflösungsfunktion zusammen.

p^* -Korrektur Um die p^* -abhängige Diskrepanz zwischen realen und Monte Carlo-Daten zu berücksichtigen, wurde sowohl das Auflösungsmodell impulsabhängig parametrisiert als auch die Monte Carlo-Daten direkt korrigiert (Kap. 6.4). Die Ergebnisse für $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ sind innerhalb der Fehler für beide Methoden konsistent. Die impulsabhängige Methode wird für die Bestimmung der Hauptresultate benutzt. Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen beider Methoden wird als systematischer Fehler verwendet. Die Abweichungen für die Massendifferenz betragen $< 0,5 \text{ keV}/c^2$ und im Falle der Breite $-2 \text{ keV}/c^2$ ($< 0,5 \text{ keV}/c^2$) für $K4\pi$ ($K6\pi$) (bei Verwendung des Auflösungsmodells aus dem Monte Carlo-Datensatz $\Gamma 1$).

Parameter des Auflösungsmodells Der Parameter r der impulsabhängigen Auflösungsfunktion aus dem Datensatz $\Gamma 1$ (Kap. 6.4.1), der die maximale Brei-

te der Multigaussverteilung definiert, wird um eine Standardabweichung ($\pm\delta r = \pm 0,03969$ ($\pm 0,05375$) für $K4\pi$ ($K6\pi$)) variiert. Anschließend wird unter Verwendung des jeweiligen neuen Werts für r die Parametrisierung von σ_0 wiederholt. Die Anpassung der Faltung aus Signalfunktion und neuer Auflösungsfunktion führt für die Größen $\Delta m(D_{s1}^+)$ und $\Gamma(D_{s1}^+)$ zu Abweichungen von den Hauptresultaten, die weniger als $0,5 \text{ keV}/c^2$ betragen und somit als nicht relevant für die systematischen Unsicherheiten gewertet werden.

Die Größe σ_0 der Auflösungsfunktion wurde mit einem Polynom erster Ordnung parametrisiert. Als weiterer Test wird unter Verwendung des unmodifizierten Werts für r die Parametrisierung mit einem Polynom zweiter Ordnung wiederholt. Die Anpassung der Faltung aus Signalfunktion und neuer Auflösungsfunktion führt nur für die Größe $\Gamma(D_{s1}^+)$ zu Abweichungen von den Hauptresultaten, die $-3 \text{ keV}/c^2$ ($K4\pi$) bzw. $-2 \text{ keV}/c^2$ ($K6\pi$) betragen. Die Abweichungen bei $\Delta m(D_{s1}^+)$ betragen weniger als $0,5 \text{ keV}/c^2$.

Berechnung der Faltung Für die Berechnung der Faltung aus Signal- und Auflösungsmodell wurde bei der Hauptanpassung für jeden Datenpunkt eine Summation über 200 Schritte in einem Intervall von insgesamt $12 \text{ MeV}/c^2$ verwendet (Kapitel 7.1). Es wird nun der Summationsbereich um $\pm 1 \text{ MeV}/c^2$ verändert, während die Schrittweite konstant bleibt. Diese Modifikation führt zu keiner signifikanten Veränderung der extrahierten Werte für $\Delta m(D_{s1}^+)$ oder $\Gamma(D_{s1}^+)$; verglichen mit den Hauptresultaten sind die Abweichungen kleiner als $0,5 \text{ keV}/c^2$.

Im zweiten Test wird die Schrittzahl um ± 100 Schritte verändert, wobei der Bereich der Summation beibehalten wird; auch hier betragen die Differenzen der extrahierten Werte zu den Hauptwerten weniger als $0,5 \text{ keV}/c^2$.

Parametrisierung des Untergrunds Der kombinatorische Untergrund im $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Spektrum wurde in der Hauptanpassung durch ein Polynom erster Ordnung parametrisiert. In dieser Untersuchung wurde die Untergrundfunktion durch eine Verteilung der Form

$$BG(m) \propto a_1 m^{a_2} \quad (8.3)$$

ersetzt und die Anpassung mit den Standardwerten für die Signal- und Auflösungsfunktion wiederholt. Es ergeben sich keine signifikanten Abweichungen bei der Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$, während die extrahierten Werte für die Breite um $-4 \text{ keV}/c^2$ ($-6 \text{ keV}/c^2$) für $K4\pi$ ($K6\pi$) von den Hauptwerten abweichen.

Massenbereich Die Hauptanpassung wurde in einem $\Delta m(D_{s1}^+)$ -Bereich von $0,015 - 0,045 \text{ MeV}/c^2$ durchgeführt. Der Anpassungsbereich wird nun auf die Region $0,01 - 0,05 \text{ MeV}/c^2$ ausgedehnt. Bei der Anpassung der Verteilungsfunktion an das $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Spektrum mit allen Standardeinstellungen beträgt die Abweichung der extrahierten Werte zu den Standardergebnissen $+7 \text{ keV}/c^2$ ($+2 \text{ keV}/c^2$) für die Breite und $+1 \text{ keV}/c^2$ ($< 0,5 \text{ keV}/c^2$) für die Massendifferenz (jeweils für $K4\pi$ und $K6\pi$). Die Verringerung des Anpassungsbereichs führt zu keinen verwendbaren Resultaten, da hierbei der verfügbare Massenbereich zu schmal wird für eine exakte Parametrisierung von Signal- und Untergrundregion.

Systematische Untersuchung	$\Gamma(D_{s1}^+)$ (MeV/c ²)	Differenz (keV/c ²)	$\Delta m(D_{s1}^+)$ (MeV/c ²)	Differenz (keV/c ²)
(Hauptwert)	$1,000 \pm 0,050$	-	$27,254 \pm 0,020$	-
Monte Carlo Testanpassung	-	+1	-	-7
Auflösungsfunktion Breite +10% (Γ_1)	$0,942 \pm 0,050$	-58	$27,254 \pm 0,021$	< 0,5
Auflösungsmodell MC-Korrektur (Γ_1)	$0,998 \pm 0,050$	-2	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
SVT Dichte +20%	$1,013 \pm 0,050$	+13	$27,268 \pm 0,021$	+14
SVT, DCH Dichte +10%	$1,005 \pm 0,050$	+5	$27,275 \pm 0,020$	+21
Solenoid-Feldstärke +0,02%	$0,990 \pm 0,050$	-10	$27,257 \pm 0,020$	+3
Solenoid-Feldstärke -0,02%	$0,984 \pm 0,050$	-16	$27,245 \pm 0,020$	-9
Magnetisierung +20%	$0,996 \pm 0,050$	-4	$27,261 \pm 0,021$	+7
Magnetisierung -20%	$0,988 \pm 0,050$	-12	$27,244 \pm 0,020$	-10
SVT Alignment Zeitabh.	-	+2	-	+6
SVT Alignment z-Boost	-	-1	-	+1
ϕ -Abhängigkeit	-	-	-	± 13
Driftkammer Drahtposition	-	± 9	-	± 5
Driftkammertreffer $N_{DCH} > 20$	$0,961 \pm 0,057$	-39	$27,234 \pm 0,025$	-20
$N_{DCH} > 20$ ohne π aus D^{*+} -Zerfall	$0,992 \pm 0,052$	-8	$27,243 \pm 0,022$	-11
Massenfenster +10 MeV/c ²	$1,007 \pm 0,048$	+7	$27,255 \pm 0,020$	+1
Integrationsbereich +2 MeV/c ²	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Integrationsbereich -2 MeV/c ²	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Integrationssschritte +100	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Integrationssschritte -100	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Parametrisierung von σ_0	$0,997 \pm 0,050$	-3	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Parameter $r + \delta r$	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Parameter $r - \delta r$	$1,000 \pm 0,050$	< 0,5	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5
Untergrundparametrisierung	$0,996 \pm 0,050$	-4	$27,254 \pm 0,020$	< 0,5

Tabelle 8.3: Ergebnisse der systematischen Studien für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ und die Zerfallsbreite $\Gamma(D_{s1}^+)$ (Zerfallskanal $K4\pi$).

Systematische Untersuchung	$\Gamma(D_{s1}^+)$ (MeV/c ²)	Differenz (keV/c ²)	$\Delta m(D_{s1}^+)$ (MeV/c ²)	Differenz (keV/c ²)
(Hauptwert)	$0,944 \pm 0,045$	-	$27,226 \pm 0,018$	-
Monte Carlo Testanpassung	-	-9	-	-10
Auflösungsfunktion Breite +10% (Γ_1)	$0,891 \pm 0,046$	-53	$27,225 \pm 0,018$	-1
Auflösungsmodell MC-Korrektur (Γ_1)	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
SVT Dichte +20%	$0,933 \pm 0,045$	-11	$27,230 \pm 0,018$	+4
SVT, DCH Dichte +10%	$0,931 \pm 0,045$	-13	$27,238 \pm 0,018$	+12
Solenoid-Feldstärke +0,02%	$0,942 \pm 0,045$	-2	$27,227 \pm 0,018$	+1
Solenoid-Feldstärke -0,02%	$0,953 \pm 0,045$	+9	$27,215 \pm 0,018$	-11
Magnetisierung +20%	$0,953 \pm 0,045$	+9	$27,227 \pm 0,018$	+1
Magnetisierung -20%	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,210 \pm 0,018$	-16
SVT Alignment Zeitabh.	-	-14	-	+7
SVT Alignment z-Boost	-	< 0,5	-	+1
ϕ -Abhängigkeit	-	-	-	± 14
Driftkammer Drahtposition	-	± 5	-	± 6
Driftkammertreffer $N_{DCH} > 20$	$0,947 \pm 0,059$	+3	$27,193 \pm 0,027$	-33
$N_{DCH} > 20$ ohne π aus D^{*+} -Zerfall	$0,944 \pm 0,055$	< 0,5	$27,210 \pm 0,024$	-16
Massenfenster +10 MeV/c ²	$0,944 \pm 0,046$	+2	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Integrationsbereich +2 MeV/c ²	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Integrationsbereich -2 MeV/c ²	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Integrationssschritte +100	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Integrationssschritte -100	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Parametrisierung von σ_0	$0,942 \pm 0,045$	-2	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Parameter $r + \delta r$	$0,944 \pm 0,045$	< 0,5	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Parameter $r - \delta r$	$0,945 \pm 0,045$	+1	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5
Untergrundparametrisierung	$0,938 \pm 0,046$	-6	$27,226 \pm 0,018$	< 0,5

Tabelle 8.4: Ergebnisse der systematischen Studien für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ und die Zerfallsbreite $\Gamma(D_{s1}^+)$ (Zerfallskanal $K6\pi$).

	Abweichung $\Delta m(D_{s1}^+)/\text{ keV}/c^2$		Abweichung $\Gamma(D_{s1}^+)/\text{ keV}/c^2$		
	$K4\pi$	$K6\pi$	$K4\pi$	$K6\pi$	
Systematik					
Testanpassung an $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ (MC)	± 7	± 10	± 1	± 9	k
Auflösung +10 %	$< 0,5$	± 1	± 58	± 53	k
Variation von r	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	u
Parametrisierung von σ_0	$< 0,5$	$< 0,5$	± 3	± 2	u
Massenfenster für $\Delta\mu(D_{s1}^+)$	± 1	$< 0,5$	± 7	± 2	u
Integrationschritte	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	u
Integrationsbereich	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$	u
Untergrundparametrisierung	$< 0,5$	$< 0,5$	± 4	± 6	u
Monte Carlo-Korrektur	$< 0,5$	$< 0,5$	± 2	$< 0,5$	k
Materialbelegung	± 21	± 12	± 13	± 13	k
Magnetfeld	± 13	± 19	± 20	± 13	k
SVT Alignment	± 6	± 7	± 2	± 14	k
ϕ -Abhängigkeit	± 13	± 14	-	-	k
Driftkammer Drahtposition	± 5	± 6	± 9	± 5	k
Driftkammertreffer	± 20	± 33	± 39	± 3	k
Gesamt	± 36	± 44	± 75	± 59	

Tabelle 8.5: Systematische Studien: Zusammenfassung der Ergebnisse und Unterteilung in korrelierte (k) und unkorrelierte (u) systematische Unsicherheiten. Der Gesamtfehler pro Messgröße und Zerfallskanal ergibt sich durch quadratische Addition der Einzelwerte.

8.4 Kombination der Ergebnisse

Die einzelnen Ergebnisse werden wie beschrieben zusammengefasst und anschließend quadratisch addiert (Tab. 8.5). Man erhält zusammen mit den Resultaten aus Kap. 7.1 für den Zerfallskanal $K4\pi$ die folgenden Werte für die Massendifferenz $\Delta m(D_{s1}^+)$ und die Breite $\Gamma(D_{s1}^+)$:

$$\Delta m(D_{s1}^+) = 27,254 \pm 0,020 (stat.) \pm 0,036 (syst.) \text{ MeV}/c^2, \quad (8.4)$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 1,000 \pm 0,049 (stat.) \pm 0,075 (syst.) \text{ MeV}/c^2, \quad (8.5)$$

während die Untersuchung des Zerfallskanals $K6\pi$ die folgenden Werte liefert:

$$\Delta m(D_{s1}^+) = 27,226 \pm 0,018 (stat.) \pm 0,044 (syst.) \text{ MeV}/c^2, \quad (8.6)$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 0,944 \pm 0,045 (stat.) \pm 0,059 (syst.) \text{ MeV}/c^2. \quad (8.7)$$

Im nächsten Schritt werden aus den separaten Resultaten die endgültigen, korrekt gewichteten Endergebnisse für die Breite und die Massendifferenz gebildet, unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler. Wenn aus der Massendifferenz die Masse des D_{s1}^+ berechnet werden soll, sind auch die Unsicherheiten der Massen von K_s^0 und D^{*+} den systematischen Fehlern hinzuzufügen: $\pm 22 \text{ keV}/c^2$ für die K_s^0 -Masse und $\pm 170 \text{ keV}/c^2$ für die D^{*+} -Masse [Pd06].

Da die systematischen Unsicherheiten zum Teil miteinander korreliert sind, wird eine *Best Linear Unbiased Estimate (BLUE)*-Methode verwendet [Ly88]. Diese erlaubt eine Unterscheidung zwischen korrelierten und unkorrelierten Fehlern, gibt allerdings nur einen einzelnen Gesamtfehler aus. Die Methode wird kurz in Anhang A.7.1 beschrieben. Zu den korrelierten Fehlern bei der Messung der Masse zählen die Unsicherheiten, die aus den Modifikationen des Detektormaterials, des Magnetfelds und des SVT-Alignments erhalten wurden, die Amplitude der ϕ -Abhängigkeit und die Fehler aus der p^* -Korrektur und der Verbreiterung der Auflösung um 10%. Soll die D_{s1}^+ -Masse selbst bestimmt werden, kommen noch die nominellen Fehler der D^{*+} - und K_s^0 -Masse hinzu. Die unkorrelierten Fehler beinhalten die statistische Unsicherheit und die Abweichungen die sich aus den Änderungen der Anpassung an das Massenspektrum (Untergrundparametrisierung, Faltung, Parametrisierung der Auflösungsfunktion) ergeben. Die gleichen Überlegungen gelten für die Kombination der Ergebnisse der Zerfallsbreitenmessung. Die Minimierung des χ^2 (Gl. A.27) mit Root führt zu folgenden Werten:

$$m(D_{s1}^+) = 2535,170 \pm 0,176 \text{ MeV}/c^2, \quad (8.8)$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 0,957 \pm 0,072 \text{ MeV}/c^2, \quad (8.9)$$

Der Fehler für die Masse wird durch die Unsicherheit der D^{*+} -Masse dominiert. Daher wird auch die Differenz zwischen der D_{s1}^+ - und der D^{*+} -Masse berechnet:

$$m(D_{s1}^+) - m(D^{*\pm}) = 524,899 \pm 0,047 \text{ MeV}/c^2. \quad (8.10)$$

Da mit der BLUE-Methode ein aus statistischen und systematischen Unsicherheiten kombinierter Gesamtfehler berechnet wird, soll weiterhin eine alternative Kombinationsmethode benutzt werden, die beide Fehlerarten separat kombiniert und ausgibt. Diese Methode nutzt ein erweitertes χ^2 und wird in Anhang A.7.2 näher beschrieben. Die Minimierung des χ^2 (Gl. A.31) liefert die folgenden Werte für die Masse $m(D_{s1}^+)$ und die Zerfallsbreite $\Gamma(D_{s1}^+)$ des D_{s1}^+ :

$$m(D_{s1}^+) = 2535,172 \pm 0,013 \pm 0,176 \text{ MeV}/c^2, \quad (8.11)$$

$$m(D_{s1}^+) - m(D^{*\pm}) = 524,902 \pm 0,013 \pm 0,044 \text{ MeV}/c^2 \quad (8.12)$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 0,963 \pm 0,033 \pm 0,062 \text{ MeV}/c^2. \quad (8.13)$$

Zum Vergleich seien nachfolgend die nominellen Werte für die Masse und die Zerfallsbreite des D_{s1}^+ aufgelistet [Pd06].

$$m(D_{s1}^+) = 2535,35 \pm 0,34 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2, \quad (8.14)$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) < 2,3 \text{ MeV}/c^2 (90\% \text{ CL}). \quad (8.15)$$

Die Massendifferenz beträgt hier:

$$m(D_{s1}^+) - m(D^{*\pm}) = 525,3 \pm 0,6 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2. \quad (8.16)$$

Eine kürzlich durchgeführte BABAR-Analyse [Au07], welche die Produktion u.a. des D_{s1}^+ in B -Zerfällen untersucht hat, ergab für die Masse des D_{s1}^+ einen Wert von

$$m(D_{s1}^+) = 2534,78 \pm 0,31 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2, \quad (8.17)$$

wobei weniger Daten zur Verfügung standen und nicht die präzise Messung der Masse im Vordergrund stand.

Die erreichte Präzision dieser Analyse ist vergleichbar mit anderen *BABAR*-Messungen im Bereich charm-haltiger Hadronen. Als Beispiel sei stellvertretend die Messung der Λ_c -Masse zu $m(\Lambda_c) = 2286,455 \pm 0,040$ (*stat.*) $\pm 0,135$ (*syst.*) MeV/c^2 [Au05] genannt.

Kapitel 9

D_{s1}^+ -Analyse: Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Analyse wurde eine Präzisionsmessung der invarianten Masse und der Zerfallsbreite sowie eine Bestimmung des Spins des Mesons $D_{s1}(2536)^+$ vorgestellt. Die genaue Kenntnis der Parameter dieses Zustands kann zum Verständnis des Systems der $c\bar{s}$ -Mesonen und darauf aufbauend zum Verständnis der starken Wechselwirkung beitragen.

Die Untersuchung des D_{s1}^+ beruht auf Messdaten, die in der Zeit von 1999 bis 2006 mit dem *BABAR*-Detektor aufgenommen wurden. Das D_{s1}^+ wurde über den Zerfall $D_{s1}^+ \rightarrow D^{*+}K_s^0$ rekonstruiert, wobei die aus dem Zerfall des D^{*+} stammenden D^0 entweder nach $K^-\pi^+$ ($K4\pi$) oder $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ ($K6\pi$) zerfallen und das K_s^0 nach $\pi^+\pi^-$ zerfällt.

Zur Verbesserung der Auflösung wurde das Spektrum der Massendifferenz betrachtet:

$$\Delta\mu(D_{s1}^+) = m(D_{s1}^+) - m(D^{*+}) - m(K_s^0)$$

Insgesamt wurden 3714 ± 72 ($K4\pi$) bzw. 4349 ± 79 ($K6\pi$) D_{s1}^+ -Mesonen rekonstruiert. Die aus der Analyse resultierenden Werte für die Massendifferenz betragen

$$\begin{aligned}\Delta m(D_{s1}^+) &= 27,254 \pm 0,020 \text{ (stat.)} \pm 0,036 \text{ (syst.) MeV}/c^2 \text{ (} K4\pi \text{)} \\ \Delta m(D_{s1}^+) &= 27,226 \pm 0,018 \text{ (stat.)} \pm 0,044 \text{ (syst.) MeV}/c^2 \text{ (} K6\pi \text{)}\end{aligned}$$

Die Kombination der beiden Ergebnisse und die Addition der Massen von K_s^0 und D^{*+} unter Berücksichtigung der Unsicherheiten dieser Massen, führte zu folgendem Ergebnis für die invariante Masse des D_{s1}^+ :

$$m(D_{s1}^+) = 2535,172 \pm 0,013 \text{ (stat.)} \pm 0,176 \text{ (syst.) MeV}/c^2$$

Der Fehler wird durch die Unsicherheit der D^{*+} -Masse dominiert, daher wurde auch die Massendifferenz zwischen D_{s1}^+ und D^{*+} berechnet:

$$m(D_{s1}^+) - m(D^{*+}) = 524,902 \pm 0,013 \text{ (stat.)} \pm 0,044 \text{ (syst.) MeV}/c^2$$

Das Ergebnis für die Massendifferenz $m(D_{s1}^+) - m(D^{*+})$ stellt bezüglich der Präzision eine Verbesserung um einen Faktor 13 dar, verglichen mit dem bisher veröffentlichten Wert von $525,3 \pm 0,6 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2$. Weiterhin wurde erstmals eine direkte Bestimmung der Zerfallsbreite dieser Resonanz mit geringen statistischen und systematischen Fehlern vorgenommen; als bisheriger Wert wird eine obere Grenze von

$2,3 \text{ MeV}/c^2$ angegeben. Es wurden die folgenden Werte gemessen:

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 1,000 \pm 0,049 \text{ (stat.)} \pm 0,075 \text{ (syst.) MeV}/c^2 \text{ (} K4\pi \text{)}$$

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 0,944 \pm 0,045 \text{ (stat.)} \pm 0,059 \text{ (syst.) MeV}/c^2 \text{ (} K6\pi \text{)}$$

Diese Ergebnisse wurden zu dem folgenden Endresultat kombiniert:

$$\Gamma(D_{s1}^+) = 0,963 \pm 0,033 \text{ (stat.)} \pm 0,062 \text{ (syst.) MeV}/c^2$$

Zusätzlich wurde der Zerfallswinkel des D^{*+} untersucht, aus dessen Verteilung Rückschlüsse auf den Spin des D_{s1}^+ gezogen werden können. Das Resultat ist konsistent mit der erwarteten Verteilung, wie sie für nicht-natürliche Spin-Paritäten des D_{s1}^+ folgt ($J^P = 1^+, 2^-, 3^+, \dots$). Hierbei ist $J^P = 1^+$ der wahrscheinlichste Wert, wodurch die bisherige Einordnung des D_{s1}^+ im $c\bar{s}$ -Spektrum bestätigt wird.

Teil III

Suche nach Resonanzen in

$$\gamma\gamma \rightarrow D^0 \bar{D}^0,$$

$$\gamma\gamma \rightarrow D^+ D^-$$

Kapitel 10

Einleitung

10.1 Spektrum der Charmonium-Resonanzen

Ziel dieser Analyse ist die Suche nach bekannten und neuen Charmonium-artigen Zuständen, welche direkt in 2-Photon-Ereignissen produziert werden.

Eine Charmonium-Resonanz ist ein gebundenes System, das aus einem charm- und einem anticharm-Quark besteht. Aufgrund der großen Masse lassen sich diese Systeme annähernd nicht-relativistisch behandeln und zeigen aufgrund ihrer Struktur Ähnlichkeiten zum Positronium. Da die Quarks auch der starken Wechselwirkung unterliegen, unterscheidet sich das Charmonium-Potenzial vom einfachen Coulomb-Potenzial des Positroniums.

Die beobachteten [Pd06] und vorhergesagten Zustände [Ba05] des Charmonium-Systems sind in Abb. 10.1 dargestellt. Der Grundzustand mit $L = 0$ und $S = 0$ ist das $\eta_c(1S)$. Die Zustände mit $L = 0$ und $S = 1$ werden als ψ klassifiziert, der niedrigste Zustand ist hier das $J/\psi(1S)$. Die Zustände des 1P-Tripletts mit $L = 1$ und $S = 1$ werden als χ_{cJ} bezeichnet, das Triplet der ersten radialen Anregung (2P) mit χ'_{cJ} [Po99]. Alle Charmonium-Zustände unterhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle wurden bereits nachgewiesen. In den letzten Jahren wurde eine größere Anzahl neuer Zustände oberhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle entdeckt, die im Massenbereich vorhergesagter Charmonia liegen [Sw06]. Die eindeutige Einordnung als Charmonia steht allerdings noch aus, denn es werden in diesem Massenbereich auch die Charmonium-Hybride, die aus $c\bar{c}$ und einem zusätzlichen Gluon bestehen, vorhergesagt. Hier seien die Zustände X(3872), Y(3940), Y(3945) und $\psi(4415)$ erwähnt sowie das Z(3930), das erstmals von Belle in 2-Photon-Ereignissen beobachtet wurde [Ue06] und Gegenstand dieser Analyse ist.

10.2 Analyse

In diesem Teil der Arbeit wird die Suche nach Charmonium-Resonanzen beschrieben, die in 2-Photon-Ereignissen produziert werden und nach $D\bar{D}$ zerfallen (Abb. 10.2). Um eine möglichst hohe Anzahl an rekonstruierten Kandidaten zur Verfügung zu haben, werden die im Folgenden aufgelisteten Zerfallsmoden für die D -Mesonen analysiert (die ladungskonjugierten Zustände sind hier und im weiteren Verlauf der

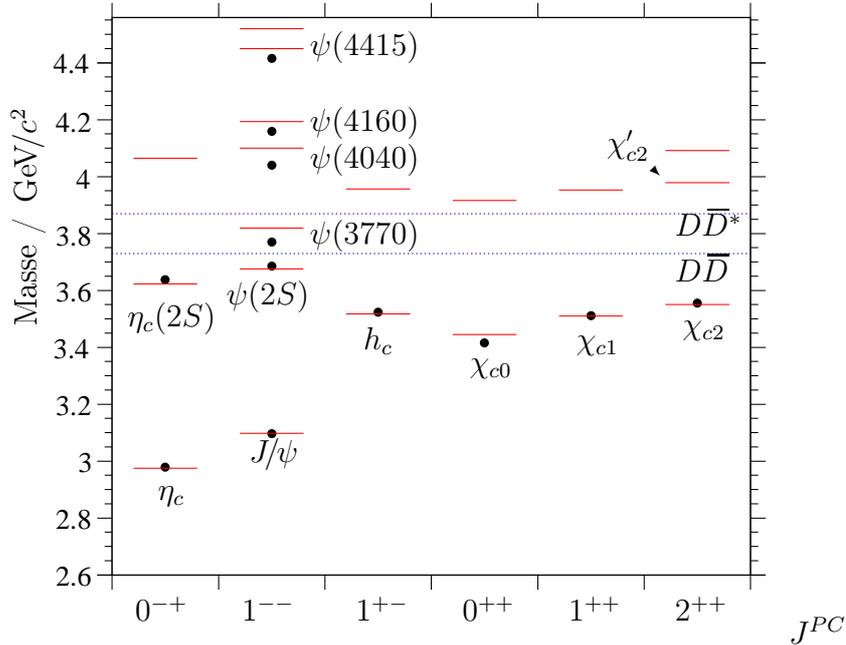


Abbildung 10.1: Termschema der Charmonium-Resonanzen. Die schwarzen Punkte zeigen die Masse der experimentell beobachteten Resonanzen. Die basierend auf dem Potenzial-Modell von Godfrey und Isgur ermittelten theoretischen Massenwerte werden durch rote Linien gekennzeichnet. Zusätzlich eingezeichnet sind die $DD\bar{D}$ und die DD^* -Schwelle. Nicht eingezeichnet wurden die kürzlich entdeckten Resonanzen oberhalb der $DD\bar{D}$ -Schwelle, bei denen es sich auch um exotischen Zustände handeln kann.

Analyse mit berücksichtigt). Es handelt sich im Prinzip um eine exklusive Analyse, da abgesehen von den ausgehenden nicht nachgewiesenen Elektronen (no-tag-Modus, siehe Abschnitt 1.3) der Zerfallsbaum komplett rekonstruiert wird.

- (C) $e^+e^- \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^-X$ (Kontrolldatensatz)
- (N4) $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0e^+e^-$, mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$
- (N5) $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0e^+e^-$, mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$
- (N6) $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0e^+e^-$, mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$
- (N7) $e^+e^- \rightarrow D^0\bar{D}^0e^+e^-$, mit $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$
- (C6) $e^+e^- \rightarrow D^+D^-e^+e^-$, mit $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ und $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$
- (C6^{3K}) $e^+e^- \rightarrow D^+D^-e^+e^-$, mit $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ und $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$

Zusätzlich zu den Zerfallskanälen C6 und C6^{3K} werden auch die Endzustände $D^+ \rightarrow K^-K^+K^+$ und $D^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ rekonstruiert. Allerdings ist der Beitrag der beiden

letztgenannten Zerfälle zum Gesamtmassenspektrum aufgrund ihres geringen Verzweigungsverhältnisses vernachlässigbar.

Der Kontrolldatensatz C beinhaltet den Endzustand $K^-K^+\pi^+\pi^-$ ohne rekonstruierte D -Zwischenresonanzen und dient zur Definition von Selektionskriterien, die eine Trennung von e^+e^- -Kollisionsereignissen, ISR- und $\gamma\gamma$ -Ereignissen ermöglichen sollen.

Die Rekonstruktion und Vorselektion gliedert sich in verschiedene Schritte; Details zu den hier im Einzelnen nur kurz angesprochenen Punkten finden sich in Kapitel 5.

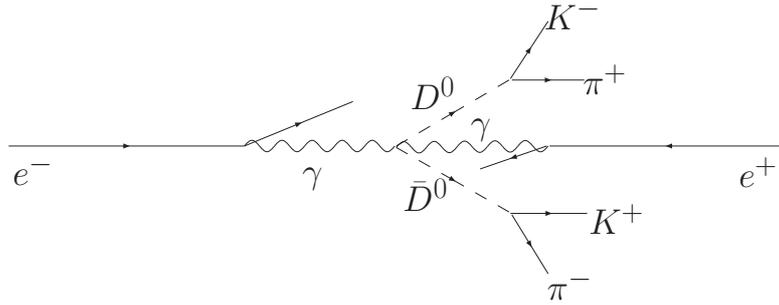


Abbildung 10.2: Produktion von Resonanzen in 2-Photon-Ereignissen am Beispiel des Zerfallskanals N4. Es werden nur Ereignisse verwendet, in denen die Elektronen und Positronen unter kleinen Winkeln gestreut werden und den Detektor ohne Nachweis durch das Strahlrohr wieder verlassen.

10.3 Daten

In diesem Abschnitt werden die in dieser Analyse verwendeten Meßdaten und die entsprechenden simulierten Monte Carlo-Daten aufgelistet.

Sowohl die realen Meßdaten wie auch die simulierten Daten wurden mit dem Software-Release 18 des *BABAR*-Analyseframeworks *Beta* rekonstruiert und mit dem Release analysis-32 (18.7.1) analysiert.

10.3.1 Messdaten

Die hier durchgeführte Analyse basiert auf den gesamten Meßdaten der Runs 1 bis 5. Verwendet wurde der Skim *AllEventsSkim* Version R18d, der sich durch das Reprozessieren der Messdaten geringfügig von der in der D_{s1}^+ -Analyse verwendeten Version unterscheidet. Die integrierte Luminosität für diesen Datensatz beträgt $384,04 \text{ fb}^{-1}$. Für den Kontrolldatensatz C wurden die Meßdaten der Runs 1-4 aus der älteren Version R16 des *AllEventsSkim* (integrierte Luminosität: 235 fb^{-1}) verwendet und mit dem Release analysis-24 (16.0.3) analysiert.

10.3.2 Monte Carlo-Simulationsdaten

Für die einzelnen Zerfallskanäle wurden jeweils rund eine Million Monte Carlo-Ereignisse generiert und analysiert (Tabelle 10.1). Verwendet wurde der 2-Photon-Generator *GamGam* [Ko07] für die Erzeugung der Ereignisse $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma e^+e^-, \gamma\gamma \rightarrow$

Zerfallsmodus	MC-Datensatz	Anzahl
N4	SP-7201	1000000
N5a	SP-7202	500000
N5b	SP-7203	500000
N6a	SP-7204	500000
N6b	SP-7205	500000
N7a	SP-7206	500000
N7b	SP-7207	500000
C6	SP-7208	1000000

Tabelle 10.1: Anzahl und *BABAR*-interne Produktionsnummer der Monte Carlo-Daten, die für die $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ -Analyse generiert wurden.

Resonanz	$m/\text{MeV}/c^2$	$\Gamma/\text{MeV}/c^2$
R	4,1	800
D^0	1864,5	0
D^+	1869,3	0

Tabelle 10.2: Generierte Massen m und Zerfallsbreiten Γ der Resonanzen in den simulierten $\gamma\gamma \rightarrow R \rightarrow D\bar{D}$ -Ereignissen.

$D\bar{D}$, während der Zerfall der D -Mesonen durch *EventGen* gesteuert wird. Die Zerfälle der D -Kandidaten erfolgen anhand der nominellen Verzweungsverhältnisse [Pd06] nicht-resonant oder über Zwischenresonanzen, wobei die jeweiligen vorgegeben Endzustände dabei durch entsprechende Filter während der Generierung ausgewählt werden. Die Monte Carlo-Ereignisse dienen in dieser Analyse sowohl zur Ermittlung der Detektorauflösung als auch zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz. Für eine massenabhängige Parametrisierung der Effizienz, wie sie in dieser Analyse angestrebt wird, müsste die $D\bar{D}$ -Masse phasenraumverteilt produziert werden. Da dies mit dem *GamGam*-Generator zur Zeit technisch nicht möglich ist, wird stattdessen eine Resonanz mit einer sehr großen Breite von $800 \text{ MeV}/c^2$ und einem Schwerpunkt von $4,1 \text{ MeV}/c^2$ (dieser Wert liegt in der Mitte des zugänglichen Massenbereich) generiert. Weiterhin kann mit dem Generator der Wirkungsquerschnitt für die Produktion einer Resonanz T in 2-Photon-Ereignissen berechnet werden. Hierauf basierend kann zusammen mit den Signaleinträgen aus den Messdaten und der Rekonstruktionseffizienz das Produkt $\sigma_{\gamma\gamma}(m_T)BF(T \rightarrow D\bar{D})$ bestimmt werden, wobei $\sigma_{\gamma\gamma}(m_T)$ die 2-Photon-Breite angibt, d.h. die Wahrscheinlichkeit des Übergangs eines 2-Photon-Systems mit entsprechender Masse in eine Resonanz T und $BF(T \rightarrow D\bar{D})$ das Verzweungsverhältnis für den Zerfall der Resonanz nach $D\bar{D}$.

Kapitel 11

Kriterien für 2-Photon-Ereignisse

11.1 Kontrolldatensatz

Der Kontrolldatensatz $e^+e^- \rightarrow K^-K^+\pi^+\pi^-X$ (C) dient, wie bereits erwähnt, zur Identifizierung und Trennung von ISR- und 2-Photon-Ereignissen. Dieser Endzustand weist dieselbe Topologie wie der N4-Zerfallskanal auf, so dass bezüglich Kinematik und Auflösung vergleichbare Resultate zu erwarten sind. Die definierten Selektionskriterien sind, wie im folgenden Abschnitt deutlich wird, unabhängig von den D -Zerfällen und lassen sich daher universell verwenden. Zunächst wird die Rekonstruktion und Vorselektion beschrieben. Detaillierte Informationen zum TAG-Filter, zur Spurrekonstruktion und zur Teilchenidentifizierung finden sich in Kapitel 5.

TAG-Filter Es sollen nur die Ereignisse zur weiteren Analyse herangezogen werden, die durch den *BGMultiHadron*-Filter anhand von zwei im Folgenden beschriebenen Kriterien als hadronisches Ereignis identifiziert wurden. Das erste Kriterium verlangt mindestens drei rekonstruierte Teilchenspuren. Weiterhin wird für jedes Ereignis die Grösse $R_2 = H_2/H_0$ bestimmt, die sich aus dem Verhältnis der *Fox-Wolfram-Momente* [Fo78] mit $l = 0$ und $l = 2$ berechnet:

$$H_l = \sum_{ij} \frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{E^2} P_l(\cos \theta_{ij}). \quad (11.1)$$

In dieser Formel wird über alle Teilchen eines Ereignisses summiert, wobei \vec{p}_i und \vec{p}_j die Impulse des i -ten bzw. j -ten Teilchens bezeichnen, die den Winkel θ_{ij} einschließen. Die Größe E gibt die gesamte Energie der rekonstruierten Teilchen an. Die verwendeten Legendre-Polynome P_l sind $P_0(x) = 1$ und $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$. Der Wertebereich von R_2 umfasst das Intervall $[0,1]$. Für ein Ereignis mit isotroper Impulsverteilung nimmt R_2 einen Wert von Null an. Bei Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird nur wenig Energie freigesetzt, so dass die Impulsverteilung der Zerfallsprodukte annähernd isotrop ist. Das Maximum der R_2 -Verteilung liegt in diesem Fall bei einem Wert von 0,2. In den $q\bar{q}$ -Fragmentationseignissen hingegen breiten sich die Zerfallsprodukte in zwei entgegengesetzten Jets in Richtung der ursprünglichen Quarks aus, wobei das Maximum der R_2 -Verteilung hier bei 0,35 liegt. Durch die Forderung $R_2 < 0,98$ lassen sich hadronische Ereignisse (aus dem Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und durch Fragmentation) von leptonischen Reaktionen wie $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

oder $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, für die R_2 Werte nahe Eins annimmt, separieren.

Sind beide Kriterien erfüllt, wird ein Ereignis als hadronisch vom *BGMultiHadron*-Filter akzeptiert. Die Selektionskriterien des TAG-Levels werden für den Zerfallskanal C durch die folgenden Forderungen verschärft:

- exakt vier geladene Spuren und
- $R_2 < 0.9$

Spurrekonstruktion Die rekonstruierten Spuren müssen die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen:

- Maximaler Impuls im Laborsystem: $10 \text{ GeV}/c$
- transversaler Impuls: $p_t > 0,1 \text{ MeV}/c$
- Kleinster Abstand zur xy-Ebene: $\Delta_{xy} < 1,5 \text{ cm}$
- Kleinster Abstand zur z-Achse: $\Delta_z < 10 \text{ cm}$
- Anzahl der Treffer in der Driftkammer: $N_{DCH} \geq 12$,

Photonenkandidaten müssen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien erfüllen:

- Treffer im Kalorimeter dürfen nicht mit der rekonstruierten Spur eines geladenen Teilchens korreliert sein
- deponierte Energie im Kalorimeter: $E_\gamma \geq 100 \text{ MeV}$,
- Maximal laterales Moment: 0,8

Teilchenidentifizierung

- PidKaonLHSelector, Modus Tight,
- PidPionLHSelector, Modus Tight.

Für die Rekonstruktion der Ereignisse werden alle Kombinationen aus vier geladenen Spuren gebildet, deren addierte Gesamtladung Null beträgt, wobei jeweils zwei Kaonen und zwei Pionen als solche identifiziert werden müssen. Unter Verwendung des Vertexfit-Moduls *Cascade* wird eine kinematische Anpassung mit einem *beamspot constraint* als Nebenbedingung durchgeführt, wobei nur Kandidaten mit einem Konfidenzniveau der Anpassung größer als 0,1% akzeptiert werden.

11.2 Selektionskriterien

Im rekonstruierten $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum sind nach der oben beschriebenen Vorselektion verschiedene Resonanzen zu beobachten: η_c , J/ψ , χ_{c0} und χ_{c2} (Abb. 11.1a). Aufgrund diverser Bedingungen (z.B. Gesamtspin, siehe Kap. 1.3) werden in ISR-Ereignissen nur geringe Raten für η_c , χ_{c0} und χ_{c2} erwartet, während in 2-Photon-Ereignissen nur wenige ψ -Resonanzen vorhanden sein sollten. Die Anzahl der Signaleinträge von η_c und J/ψ wird zur Definierung von Kriterien zur Selektion von 2-Photon-Ereignissen benutzt.

Zunächst wird die $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Masse in Abhängigkeit von der *Missing Mass* MM^2 (Abb. 11.1b) betrachtet. Wie zuvor in Kapitel 1.3 erwähnt, wird für 2-Photon-Ereignisse eine große Missing Mass aufgrund der beiden nicht nachgewiesenen Elektronen, die einen Großteil der Energie forttragen, erwartet. Im Falle von $MM^2 < 10 \text{ (GeV}/c^2)^2$ (Abb. 11.1c) ist nur ein deutliches J/ψ -Signal vorhanden, aber kein η_c -Signal. Dies zeigt, dass in dieser Massenregion 2-Photon-Ereignissen nur einen geringen Beitrag leisten. Für $MM^2 > 10 \text{ (GeV}/c^2)^2$ (Abb. 11.1d) sind auch Signale von η_c und χ_{c0} sichtbar, so dass nur dieser Bereich mit reduziertem J/ψ -Signal zur Auswahl von 2-Photon-Ereignissen herangezogen wird.

Für den Transversalimpuls der in 2-Photon-Ereignissen produzierten Teilchen werden aufgrund der kleinen Streuwinkel (no-tag-Ereignisse) nur geringe Beträge erwartet. Diese Größe wird nicht im Laborsystem, d.h. senkrecht zur z -Achse, sondern relativ zur e^+e^- -Strahlrichtung berechnet. Die p_t -Verteilung für $MM^2 > 10 \text{ (GeV}/c^2)^2$ ist in Abb. 11.2a dargestellt. Die $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung wird abhängig vom Transversalimpuls in 20 Teildatensätze unterteilt. An die beiden Signaltbereiche für η_c und J/ψ wird je eine Gauss-Funktion und an den Untergrund ein Polynom zweiter Ordnung angepasst. Für jeden Impulsbereich werden so die Signaleinträge für η_c und J/ψ ermittelt (Abb. 11.2b und c). Die Anzahl der η_c -Kandidaten steigt exponentiell zu kleinen Transversalimpulsen an, während das J/ψ im Niedrigimpulsbereich weniger dominant ist. Als Selektionskriterium für 2-Photon-Ereignisse wird $p_t < 0,05 \text{ GeV}/c$ festgelegt. Die resultierende Verteilung ist in Abb. 11.2d als grauschraffiertes Massenspektrum abgebildet. Das weiße Spektrum in der selben Abbildung zeigt jene durch die Impulsselektion verworfenen Kandidaten. Es werden nahezu alle J/ψ -Kandidaten entfernt sowie ein Teil der anderen Resonanzen, die auch anderen Produktionsprozessen entstammen können.

In Abb. 11.2e ist die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie E_γ pro Ereignis nach Anwendung der oben genannten Selektionskriterien dargestellt. Wenn der $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Endzustand in einem 2-Photon-Ereignis entstanden ist, gibt es keine weiteren Teilchen, die im Kalorimeter ein Signal erzeugen können (die Strahlelektronen verlassen den Detektor aufgrund der geringen Streuwinkel ohne Nachweis durch das Strahlrohr). Daher dürfen in akzeptierten Ereignissen nicht mehr als 0,4 GeV im Kalorimeter deponiert worden sein, wobei diese Energie z.B. von Bremsstrahlungsphotonen stammt. (In den später untersuchten Zerfallskanälen N5 und N7 ist eines der D^0 -Zerfallsprodukte ein neutrales Pion, das selbst in zwei Photonen zerfällt. Die Energie dieser Photonen muss hierbei von der im Kalorimeter deponierten Gesamtenergie E_γ subtrahiert werden, bevor das Selektionskriterium angewendet wird.) Der schraffierte Bereich in Abb. 11.2a zeigt, dass durch diese Auswahl kaum Einträge im relevanten Impulsbereich verworfen werden.

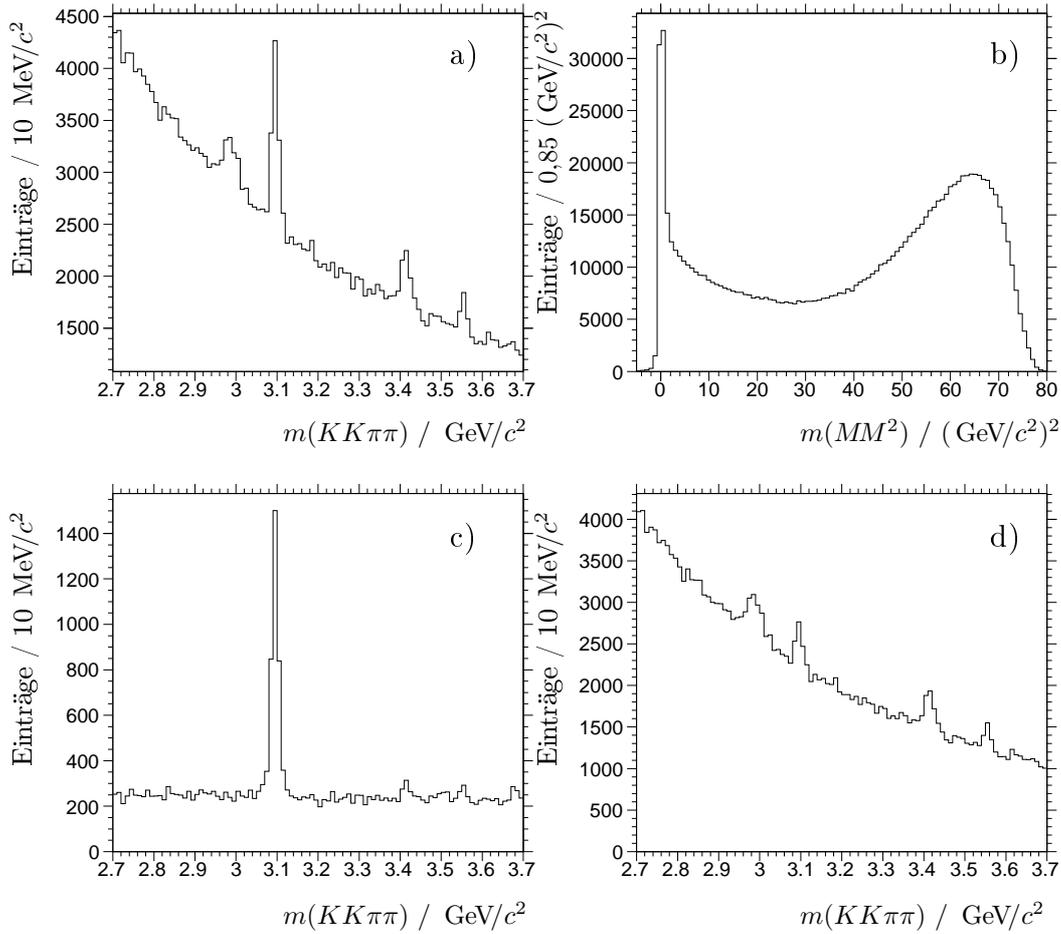


Abbildung 11.1: a) Rekonstruiertes $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum und b) Missing Mass MM^2 nach der Vorselektion. c) $K^-K^+\pi^+\pi^-$ Massenspektrum für $MM^2 < 10$ $(\text{GeV}/c^2)^2$. Es dominiert das J/ψ -Signal; d) $K^-K^+\pi^+\pi^-$ Massenspektrum für $MM^2 > 10$ $(\text{GeV}/c^2)^2$. Das J/ψ -Signal ist deutlich verringert, während die anderen Resonanzen (η_c , χ_{c0} , χ_{c2}) hier deutlich sichtbar sind.

Abb. 11.2f zeigt die resultierende $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung nach Anwendung aller drei Selektionskriterien. Der schraffierte Bereich zeigt die durch die E_γ -Selektion verworfenen Kandidaten; es werden dabei keine weiteren η_c -Signaleinträge entfernt. Zusammengefasst wurden die folgenden drei Selektionskriterien definiert, um 2-Photon-Ereignisse von ISR- und Annihilationsereignissen zu trennen:

- Missing Mass: $MM^2 > 10$ $(\text{GeV}/c^2)^2$
- Transversalimpuls relativ zur e^+e^- -Strahlrichtung: $p_t < 0,05$ GeV/c
- Kalorimeterenergie: $E_\gamma < 0,4$ GeV

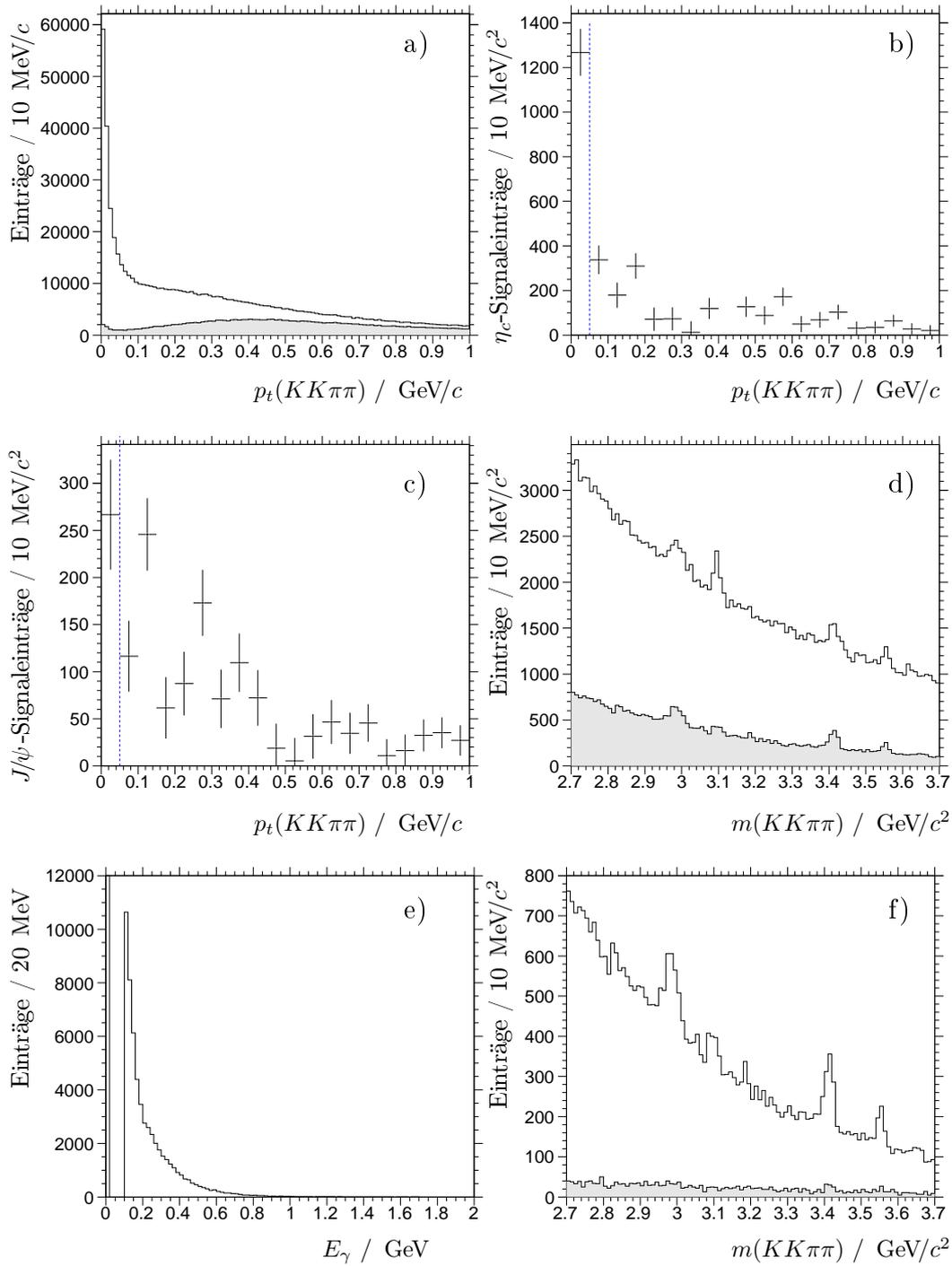


Abbildung 11.2: a) Transversalimpulsverteilung p_t für $MM^2 < 10 (\text{GeV}/c^2)^2$. Schraffiert: Verwerfene Einträge für $E_\gamma < 0,4$ GeV. b) Anzahl der η_c -Signaleinträge in Abhängigkeit von p_t . c) Anzahl der J/ψ -Signaleinträge in Abhängigkeit von p_t . d) Resultierende $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung nach $p_t < 0,05$ GeV/c (schraffiert). Weißes Histogramm: verwerfene Kandidaten aufgrund der p_t -Selektion. e) Resultierende Verteilung der Kalorimeterenergie E_γ nach MM^2 - und p_t -Selektion. f) Resultierende $K^-K^+\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung nach Anwendung aller drei Selektionskriterien. Schraffiert: verwerfene Kandidaten aufgrund der E_γ -Selektion.

Kapitel 12

Rekonstruktion des Zerfalls

$$\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$$

In diesem Kapitel werden die Rekonstruktion und Selektion der verschiedenen Zerfallsmoden, die in Kapitel 10.2 aufgelistet sind, vorgestellt. Die Analyse gliedert sich in verschiedene Schritte; Details zu den einzelnen hier nur kurz angesprochenen Punkten finden sich im vorigen Kapitel sowie in Kapitel 5.

Zunächst wird der *Tag*-Level der Daten ausgewertet. Für akzeptierte Ereignisse wird der *Micro*-Level der Daten ausgelesen und es werden *D*-Kandidaten entsprechend der jeweiligen Zerfallskanäle aus den Pionen- und Kaonenspuren und ggf. aus den rekonstruierten π^0 -Kandidaten gebildet. Eine kinematische Anpassung für den gesamten Zerfallsbaum schließt die Vorselektion ab. Informationen bezüglich der verbliebenen Kandidaten, die für die weitere Analyse relevant sind, werden in ein N-Tupel geschrieben.

Im letzten Schritt werden basierend auf diesen N-Tupeln die Signalregionen der *D*-Kandidaten definiert und unter Verwendung der Selektionskriterien aus dem Kontrolldatensatz (Kap. 11) die $D\bar{D}$ -Massenspektren für $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ -Ereignisse erhalten.

12.1 Selektion und Rekonstruktion

12.1.1 Zerfallskanal N4

12.1.1.1 Vorselektion

Um den TAG-Filter erfolgreich zu passieren, muss ein Ereignis vom *BGFMultiHadronFilter* akzeptiert werden und mindestens vier und maximal sechs geladene Spuren aufweisen ($4 \leq \text{nTracks} \leq 6$), von denen mindestens zwei als geladene Kaonen ($\text{nKLoose} > 1$) identifiziert sind.

Es werden exakt vier rekonstruierte Kaonen- und Pionenspuren verlangt, welche die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen müssen, während für akzeptierte Photonen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien gelten.

Die verwendeten Pionenkandidaten müssen als solche vom *PidPionLHSelector* im Modus *Loose* identifiziert werden und Kaonenkandidaten müssen im Modus *Loose* vom Selektor *PidKaonLHSelector* akzeptiert werden.

12.1.1.2 Rekonstruktion

Die $D\bar{D}$ -Ereignisse werden nun wie folgt rekonstruiert. Es werden aus den Teilchenkandidaten alle Kombinationen aus jeweils zwei geladenen Spuren gebildet, deren Gesamtladung sich zu Null addiert. Dabei muss jeweils ein Kandidat als Pion und ein anderer als Kaon identifiziert sein. Wenn die invariante Masse dieser $K\pi$ -Kombination innerhalb des Intervalls $|m(K\pi) - 1,8645 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$ liegt, wird eine kinematische Anpassung durchgeführt. Ein akzeptierter Kandidat muss ein Konfidenzniveau der Anpassung von mehr als 0,1% aufweisen. Für diesen D -Kandidaten wird die Anpassung dann wiederholt, wobei dieses Mal die Masse des Kandidaten auf die nominelle D -Masse fixiert wird (*mass constraint*).

Nun wird für den zweiten D -Kandidaten die Kombination aller Spuren mit Gesamtladung Null wiederholt. Es wird überprüft, ob die jeweiligen Spuren bereits für den ersten D -Kandidaten verwendet wurden; in diesem Fall wird die Kombination verworfen. Ebenso wird sichergestellt, dass nicht die gleiche $D^0\bar{D}^0$ -Kombination zweimal gebildet wurde. Weiterhin wird gefordert, dass die beiden verwendeten Kaonen ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen haben. Ist dies der Fall, und liegt der zweite D -Kandidat im Massenintervall $|m(K\pi) - 1,8645 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$, wird eine kinematische Anpassung vorgenommen. Liegt das Konfidenzniveau über 0,1%, wird die Anpassung mit einem *mass constraint* als zusätzliche Nebenbedingung wiederholt.

Die beiden so erhaltenen D -Kandidaten werden zu einem $D^0\bar{D}^0$ -Kandidaten kombiniert und es wird eine kinematische Anpassung bezüglich eines gemeinsamen Vertex durchgeführt. Dabei wird zusätzlich der *beamspot constraint* und der *GeoConstraint* angewendet. Für akzeptierte Kandidaten muss das Konfidenzniveau $p_v > 0,1\%$ betragen. Die Anpassung wird dann wiederholt unter Verwendung der D -Kandidaten, auf die der *mass constraint* angewendet wurde, wobei ebenfalls $p_v > 0,1\%$ gelten muss. Diese Kombination wird Teil des $D^0\bar{D}^0$ -Spektrums, in dem später nach Resonanzen gesucht wird. Alle relevanten Informationen zu den akzeptierten Kandidaten werden hiernach in ein N-Tupel geschrieben.

Als Basis für weitere Selektionskriterien und zu anderen Zwecken werden alle Paar kombinationen der γ -Kandidaten zu neutralen Pionen-Kandidaten zusammengefügt. Die kinematische Anpassung wird unter Anwendung eines *mass-constraints* auf die π^0 -Masse durchgeführt, wobei als Produktionsvertex der im Rahmen der kinematischen Anpassung bestimmte Zerfallsvertex des $D^0\bar{D}^0$ -Kandidaten verwendet wird. Die Liste aller so erstellten neutralen Pionen wird dem N-Tupel hinzugefügt, ebenso wie die Liste aller γ -Kandidaten.

12.1.1.3 Selektion

Da hier ein exklusiver Zerfallsprozess betrachtet wird, dürfen außer den Zerfallsprodukten der D -Mesonen keine weiteren Teilchen in einem Ereignis vorhanden sein. Bei den geladenen Spuren wurde dies bereits in der Vorselektion berücksichtigt. Als weiteres Kriterium wird nun gefordert, dass in jedem akzeptierten Ereignis kein rekonstruiertes neutrales Pion, welches in der Nähe des $D\bar{D}$ -Zerfallspunktes entstanden ist, vorkommen darf. Hierdurch werden jene Ereignisse verworfen, in denen ein D -Kandidat aus einem $D^* \rightarrow D\pi^0$ -Zerfall stammt.

An die invariante $K\pi$ -Masse wird zur Bestimmung der Halbwertsbreite und des

Mittelwerts des D -Signals eine Gauss-Verteilung der Form

$$R(m) = \int_{\sigma_0}^{r\sigma_0} \frac{1}{r\sigma^2} e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} d\sigma, \quad (12.1)$$

angepasst, wobei σ_0 die minimale und $r\sigma_0$ die maximale Breite bezeichnet. Weitergehende Informationen zu dieser Funktion finden sich in Kap. 6.2. Zur Beschreibung des Untergrunds wurde ein Polynom erster Ordnung verwendet. Die erhaltenen Werte für die Halbwertsbreite $FWHM$ und den Mittelwert m sind

$$\begin{aligned} m(K^\mp\pi^\pm) &= (1863,5 \pm 0,1) \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\mp\pi^\pm) &= 13,7 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K^\pm\pi^\mp) &= (1863,7 \pm 0,2) \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\pm\pi^\mp) &= 14,4 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D^0 -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert definiert (dies entspräche im Falle einer einfachen Gauss-Verteilung einer $\pm 2,5\sigma$ -Region). In Abb. 12.1a und 12.1b ist die jeweilige invariante $K\pi$ -Masse aufgetragen, wenn die Masse des anderen D^0 -Kandidaten innerhalb dieses Signalbereichs um die ermittelte mittlere Masse liegt.

Für die so ausgewählten Kandidaten werden die $\gamma\gamma$ -Selektionskriterien, die in Abschnitt 11 definiert wurden (Missing Mass, Transversalimpuls, Kalorimeterenergie), angewendet. Es werden weiterhin nach der Anwendung aller Selektionskriterien die verbliebenen Kandidaten dahingehend überprüft, ob mehr als ein Kandidat für ein Ereignis vorliegt. Ist dies der Fall, wird der Kandidat mit dem höchsten Konfidenzniveau der kinematischen $D\bar{D}$ -Anpassung ausgewählt und die anderen verworfen. Abb. 12.1c und 12.1d zeigen die resultierenden D^0 Spektren. Die p_t Verteilung der $D^0\bar{D}^0$ Kandidaten in der Signalregion (definiert als Bereich von 3,9 bis 3,96 GeV/c^2) ist in Abb. 12.1e dargestellt, wobei alle Selektionskriterien bis auf den Impulsschnitt auf den $D\bar{D}$ -Datensatz angewendet wurden. Die Kandidaten konzentrieren sich wie erwartet im Bereich kleiner p_t -Werte. In Abb. 12.1f ist abschließend die aus der Selektion resultierende $D^0\bar{D}^0$ -Massenverteilung aufgetragen.

Zur Abschätzung des kombinatorischen Untergrunds im $D^0\bar{D}^0$ -Spektrum wird die sogenannte *9-tile*-Methode verwendet. Hierbei wird der Beitrag der Untergrundeignisse in der D -Signalregion aus den D -Seitenbandregionen bestimmt. Die Massenverteilungen der beiden D -Kandidaten werden gegeneinander aufgetragen (Abb. 12.2). Die Signalregion eines D -Kandidaten hat eine Gesamtbreite von 30 MeV/c^2 , während jeder Seitenbandregion eine Breite von 15 MeV/c^2 zugewiesen wird, jeweils mit einem Zwischenraum von 15 MeV/c^2 zwischen Signal- und Seitenband. Die Gesamtanzahl der Einträge in der Signalregion ergibt sich aus den Kandidaten im Zentralbereich (5), während die Zahl der Untergrundeinträge mit folgender Formel bestimmt wird:

$$B = 0,5(2 + 4 + 6 + 8) - 0,25(1 + 3 + 7 + 9) \quad (12.2)$$

Unter Verwendung der entsprechend selektierten Massenhistogramme lässt sich auch die Verteilung für den kombinatorischen Untergrund darstellen, die in Abb. 12.1f als rotschraffiertes Histogramm hinzugefügt wurde. Es ist zu beachten, dass diese Methode nur für Spektren mit einem Untergrundverlauf, der durch eine Gerade beschrieben werden kann, exakte Ergebnisse liefert. Diese Methode ist weiterhin nur für

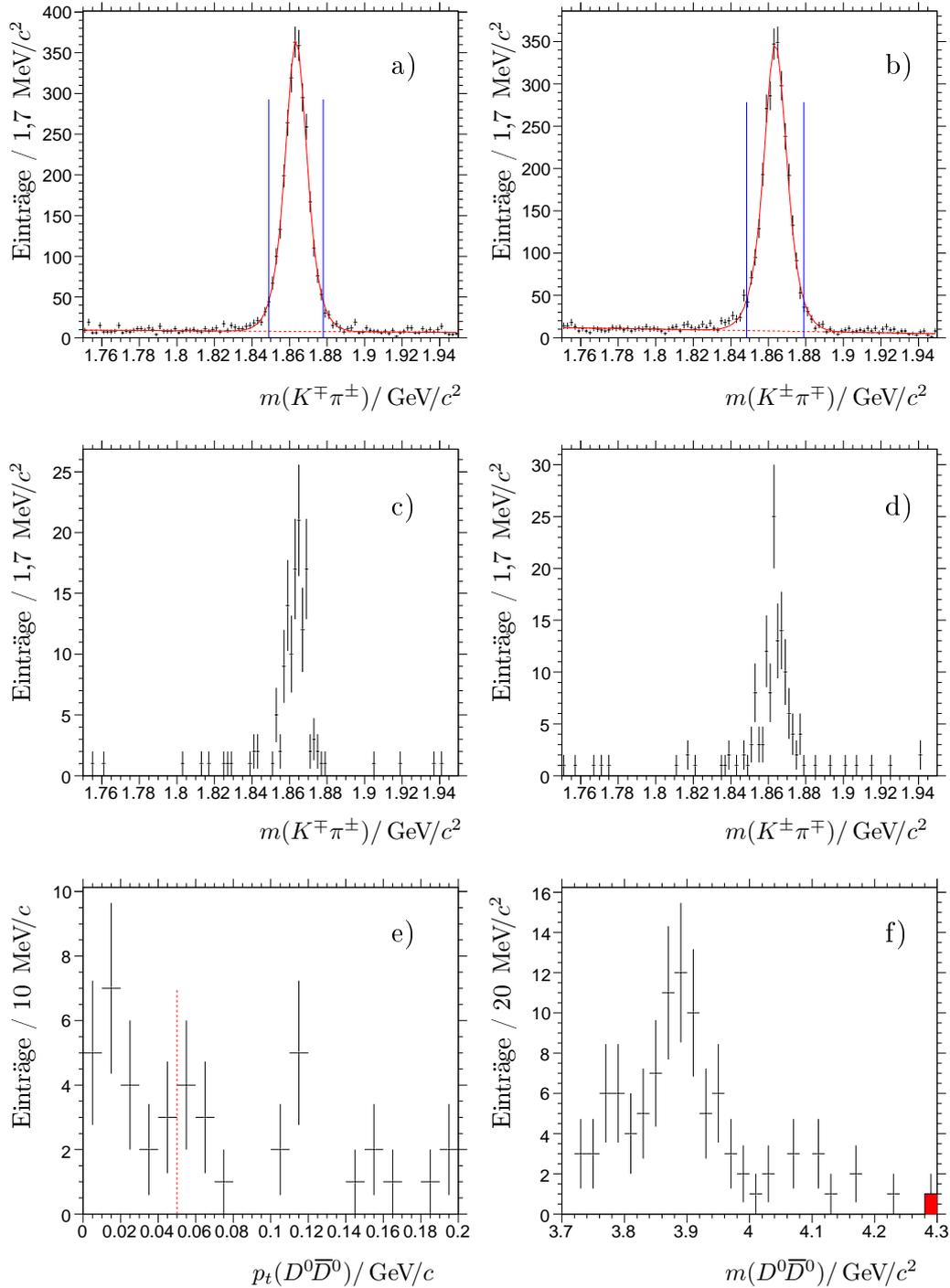


Abbildung 12.1: Kanal N4 (Messdaten). Invariante a) $K^\mp\pi^\pm$ -, b) $K^\pm\pi^\mp$ -Masse jeweils mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. c) $K^\mp\pi^\pm$ -, d) $K^\pm\pi^\mp$ -Masse nach Anwendung aller Selektionskriterien. e) $p_t(D^0\bar{D}^0)$ Verteilung. f) Invariante $D^0\bar{D}^0$ Masse mit einer Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund (rot-schraffiertes Histogramm).

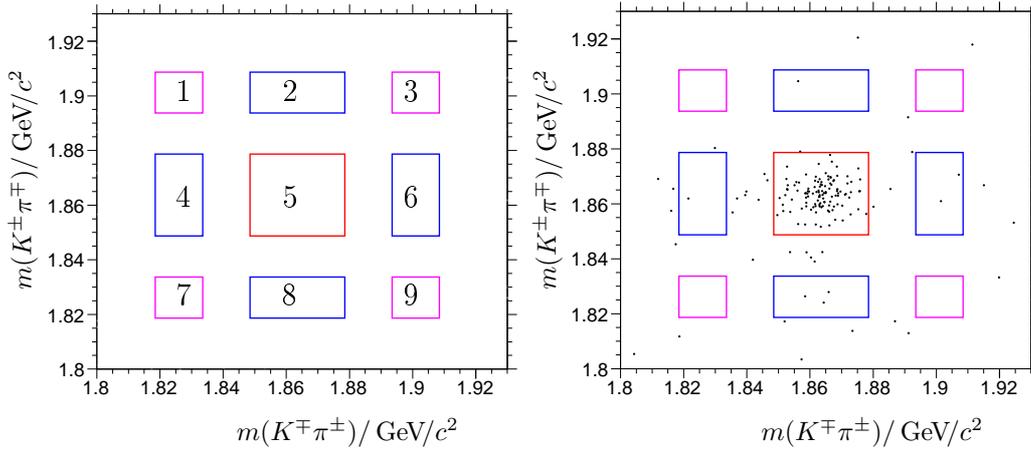


Abbildung 12.2: Signal- und Seitenbandregionen zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds im $D\bar{D}$ Massenspektrum. Rechts sind für den Kanal N4 die rekonstruierten D -Massen nach Anwendung aller Selektionskriterien mit Ausnahme der D -Massenfenster gegeneinander aufgetragen.

den reinen kombinatorischen Untergrund geeignet, der sich aus $K\pi$ -Kombinationen zusammensetzt, von denen eine oder beide nicht aus einem D -Meson stammen. Andere Untergrundquellen, z.B. $D^{*+} \rightarrow D^0\gamma$ -Zerfälle, bei denen das Photon nicht rekonstruiert wird, oder Resonanzkandidaten, die nicht in 2-Photon-Kollisionen entstanden sind, müssen separat untersucht werden.

12.1.2 Zerfallskanal N5

12.1.2.1 Vorselektion

Um den TAG-Filter erfolgreich zu passieren, muss ein Ereignis vom *BGFMultiHadron-Filter* akzeptiert werden und mindestens vier und maximal sechs geladene Spuren aufweisen ($4 \leq \text{nTracks} \leq 6$), von denen mindestens zwei als geladene Kaonen ($\text{nKLoose} > 1$) identifiziert sind.

Es werden exakt vier rekonstruierte Kaonen- und Pionenspuren verlangt, welche die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen müssen, während für akzeptierte Photonen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien gelten.

Die verwendeten Pionenkandidaten müssen als solche vom *PidPionLHSelector* im Modus *Loose* identifiziert werden und Kaonenkandidaten müssen im Modus *Loose* vom Selektor *PidKaonLHSelector* akzeptiert werden.

12.1.2.2 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des Zerfalls $D^0 \rightarrow K\pi$ erfolgt analog zur Vorgehensweise beim Zerfallskanal N4 (Kapitel 12.1.1.2). Für den zweiten D -Kandidaten wird die Kombination aller Spuren mit Gesamtladung Null wiederholt. Es wird überprüft, ob die jeweiligen Spuren bereits für den ersten D -Kandidaten verwendet wurden; in diesem Fall wird die Kombination verworfen. Weiterhin wird gefordert, dass die beiden Kao-

nen entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben. Für die neutralen Pion-Kandidaten werden alle Paarkombinationen aus Photonkandidaten gebildet, auf die zusätzlich ein π^0 -*mass constraint* angewendet wird. Kaon, geladenes Pion und neutrales Pion werden zu einem D -Kandidaten kombiniert. Liegt dessen Masse im Intervall $|m(K\pi\pi^0) - 1,8645 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$, wird eine kinematische Anpassung vorgenommen. Für Kandidaten mit einem Konfidenzniveau über 0,1%, wird die Anpassung mit einem *mass constraint* für das D wiederholt.

Die Kombinierung der beiden D -Kandidaten und die folgende kinematische Anpassung erfolgt wie in Kapitel 12.1.1.2 für N4 beschrieben. Die weiteren Schritte inklusive der Bildung von π^0 -Kandidaten erfolgen ebenfalls analog zum Vorgehen bei N4.

12.1.2.3 Selektion

Akzeptierte Ereignisse dieses Zerfallskanals dürfen nur exakt ein neutrales Pion enthalten. Die Halbwertsbreite $FWHM$ und der Mittelwert m der D -Signalregion wurden jeweils aus der Anpassung einer Gauss-Verteilung (Gl. 12.1) und eines Polynoms erster ($K\pi$) bzw. zweiter Ordnung ($K\pi\pi^0$) an die Daten ermittelt.

$$\begin{aligned} m(K\pi) &= 1863,6 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi) &= 14,2 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K\pi\pi^0) &= 1862,9 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi\pi^0) &= 28,8 \pm 1,4 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D^0 -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $\Delta m = \pm 30 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert der $K\pi$ bzw. $K\pi\pi^0$ -Verteilung definiert. In Abb. 12.3a und 12.3b ist die invariante $K\pi$ - bzw. $K\pi\pi^0$ Masse aufgetragen, wenn die Masse des anderen D^0 -Kandidaten innerhalb der definierten Signalregion liegt.

Für diese Kandidaten werden die $\gamma\gamma$ Selektionskriterien (Missing Mass, Transversalimpuls, Kalorimeterenergie) angewendet. Liegt danach noch für ein Ereignis mehr als ein rekonstruierter Kandidat vor, wird nur derjenige mit dem höchsten Konfidenzniveau der kinematischen $D\bar{D}$ -Anpassung weiterverwendet. Abb. 12.3c und 12.3d zeigen die resultierenden D^0 Spektren. Die p_t Verteilung der $D^0\bar{D}^0$ Kandidaten in der Signalregion ist in Abb. 12.3e dargestellt, wobei alle Selektionskriterien bis auf den Impulsschnitt auf den $D\bar{D}$ -Datensatz angewendet wurden. Die Kandidaten konzentrieren sich im Bereich kleiner p_t -Werte. In Abb. 12.3f ist abschließend das aus der Selektion resultierende $D^0\bar{D}^0$ Massenspektrum aufgetragen, zusammen mit einer über die *9-tile*-Methode (Kap. 12.1.1.3) bestimmten Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund.

12.1.3 Zerfallskanal N6

12.1.3.1 Vorselektion

Um den TAG-Filter erfolgreich zu passieren, muss ein Ereignis vom *BGFMultihadron-Filter* akzeptiert werden und mindestens sechs und maximal acht geladene Spuren aufweisen ($6 \leq n\text{Tracks} \leq 8$), von denen mindestens zwei als geladene Kaonen ($nK\text{Loose} > 1$) identifiziert sind.

Es werden exakt sechs rekonstruierte Kaonen- und Pionenspuren verlangt, welche die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen müssen, während für akzeptierte Photonen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien gelten.

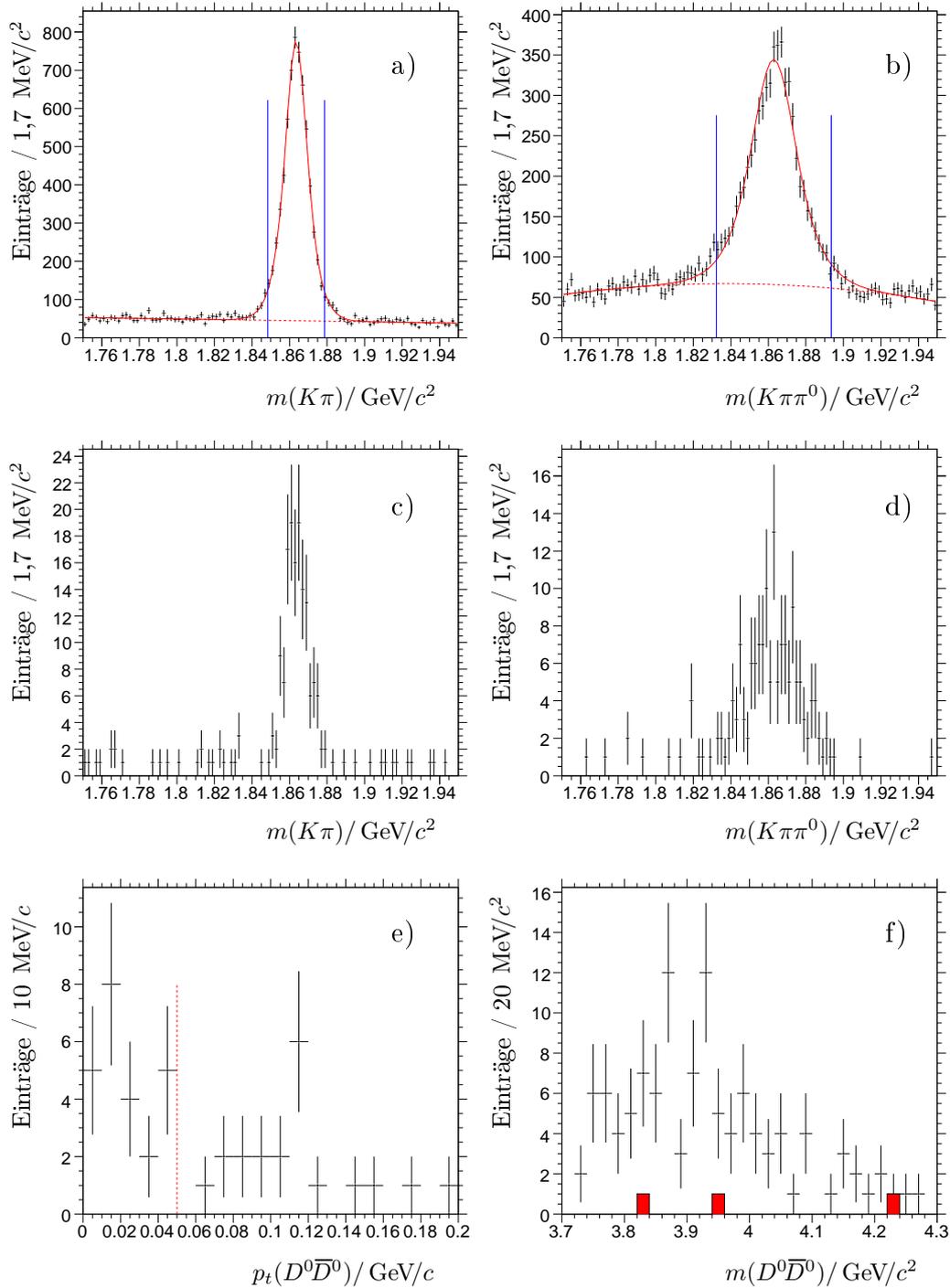


Abbildung 12.3: Kanal N5 (Messdaten). Invariante a) $K\pi^-$, b) $K\pi\pi^0$ -Masse jeweils mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. c) $K\pi^-$, d) $K\pi\pi^0$ -Masse nach Anwendung aller Selektionskriterien. e) $p_t(D^0\bar{D}^0)$ Verteilung. f) Invariante $D^0\bar{D}^0$ Masse mit einer Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund (rot-schraffiertes Histogramm).

Die verwendeten Pionenkandidaten müssen als solche vom *PidPionLHSelector* im Modus *Loose* identifiziert werden und Kaonenkandidaten müssen im Modus *Loose* vom Selektor *PidKaonLHSelector* akzeptiert werden.

12.1.3.2 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des Zerfalls $D^0 \rightarrow K\pi$ erfolgt analog zur Vorgehensweise beim Zerfallskanal N4 (Kapitel 12.1.1.2). Für den zweiten D -Kandidaten wird eine Kombination von jeweils vier Spuren mit Gesamtladung Null durchgeführt, von denen ein Kandidat als geladenes Kaon identifiziert werden muss. Es wird überprüft, ob die jeweiligen Spuren bereits für den ersten D -Kandidaten verwendet wurden; in diesem Fall wird die Kombination verworfen. Weiterhin wird gefordert, dass die beiden Kaonen entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben. Liegt die Masse der $K\pi\pi\pi$ -Kombination im Intervall $|m(K\pi\pi\pi) - 1,8645 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$, wird eine kinematische Anpassung vorgenommen. Für Kandidaten mit einem Konfidenzniveau über 0,1%, wird die Anpassung mit einem *mass constraint* für das D wiederholt. Die Kombinierung der beiden D -Kandidaten und die folgende kinematische Anpassung erfolgt wie in Kapitel 12.1.1.2 für N4 beschrieben. Die weiteren Schritte inklusive der Bildung von π^0 -Kandidaten erfolgen ebenfalls analog zum Vorgehen bei N4.

12.1.3.3 Selektion

Akzeptierte Ereignisse dieses Zerfallskanals dürfen kein rekonstruiertes neutrales Pion enthalten. Die Halbwertsbreite *FWHM* und der Mittelwert m der D -Signalregion wurden jeweils aus der Anpassung einer Gauss-Verteilung (Gl. 12.1) und eines Polynoms erster ($K\pi$) bzw. zweiter Ordnung ($K\pi\pi\pi$) an die Daten ermittelt.

$$\begin{aligned} m(K\pi) &= 1863,4 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi) &= 14,5 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K\pi\pi\pi) &= 1863,4 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi\pi\pi) &= 9,8 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D^0 -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 15 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $\Delta m = \pm 11 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert der $K\pi$ bzw. $K\pi\pi\pi\pi$ -Verteilung definiert. In Abb. 12.4a und 12.4b ist die invariante $K\pi$ - bzw. $K\pi\pi\pi\pi$ Masse aufgetragen, wenn die Masse des anderen D^0 -Kandidaten innerhalb der definierten Signalregion liegt.

Für diese Kandidaten werden die $\gamma\gamma$ -Selektionskriterien (Missing Mass, Transversalimpuls, Kalorimeterenergie) angewendet. Liegt danach noch für ein Ereignis mehr als ein rekonstruierter Kandidat vor, wird nur derjenige mit dem höchsten Konfidenzniveau der kinematischen $D\bar{D}$ -Anpassung weiterverwendet. Abb. 12.4c und 12.4d zeigen die resultierenden D^0 Spektren. Die p_t Verteilung der $D^0\bar{D}^0$ Kandidaten in der Signalregion ist in Abb. 12.4e dargestellt, wobei alle Selektionskriterien bis auf den Impulsschnitt auf den $D\bar{D}$ -Datensatz angewendet wurden. Die Kandidaten konzentrieren sich im Bereich kleiner p_t -Werte. In Abb. 12.4f ist abschließend das aus der Selektion resultierende $D^0\bar{D}^0$ Massenspektrum aufgetragen, zusammen mit einer über die *g-tile*-Methode (Kap. 12.1.1.3) bestimmten Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund.

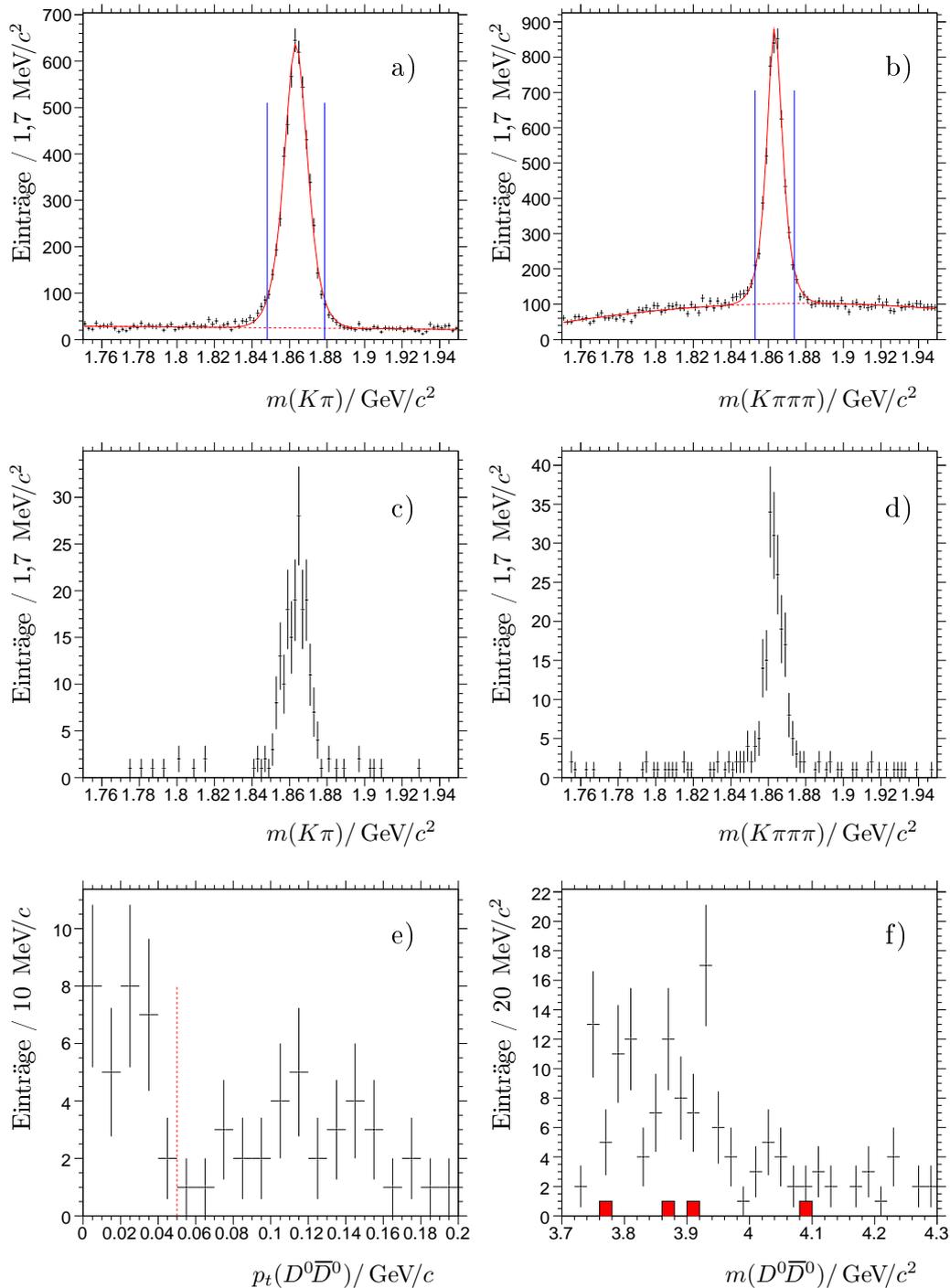


Abbildung 12.4: Kanal N6 (Messdaten). Invariante a) $K\pi$ -, b) $K\pi\pi\pi$ -Masse jeweils mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. c) $K\pi$ -, d) $K\pi\pi\pi$ -Masse nach Anwendung aller Selektionskriterien. e) $p_t(D^0\bar{D}^0)$ Verteilung. f) Invariante $D^0\bar{D}^0$ Masse mit einer Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund (rot-schraffiertes Histogramm).

12.1.4 Zerfallskanal N7

12.1.4.1 Vorselektion

Um den TAG-Filter erfolgreich zu passieren, muss ein Ereignis vom *BGFMultiHadron-Filter* akzeptiert werden und mindestens sechs und maximal acht geladene Spuren aufweisen ($6 \leq \text{nTracks} \leq 8$), von denen mindestens zwei als geladene Kaonen ($\text{nKLoose} > 1$) identifiziert sind.

Es werden exakt sechs rekonstruierte Kaonen- und Pionenspuren verlangt, welche die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen müssen, während für akzeptierte Photonen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien gelten.

Die verwendeten Pionenkandidaten müssen als solche vom *PidPionLHSelector* im Modus *Loose* identifiziert werden und Kaonenkandidaten müssen im Modus *Loose* vom Selektor *PidKaonLHSelector* akzeptiert werden.

12.1.4.2 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des Zerfalls $D^0 \rightarrow K\pi\pi\pi$ erfolgt analog zum Zerfallskanal N6 (Kapitel 12.1.3.2), die Rekonstruktion von $D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ analog zur Beschreibung für N5 (Kapitel 12.1.2.2).

Die Kombinierung der beiden *D*-Kandidaten und die folgende kinematische Anpassung erfolgt wie in Kapitel 12.1.1.2 für N4 beschrieben. Die weiteren Schritte inklusive der Bildung von π^0 -Kandidaten erfolgen ebenfalls analog zum Vorgehen bei N4.

12.1.4.3 Selektion

Akzeptierte Ereignisse dieses Zerfallskanals müssen exakt ein rekonstruiertes neutrales Pion enthalten. Die Halbwertsbreite *FWHM* und der Mittelwert *m* der *D*-Signalregion wurden jeweils aus der Anpassung einer Gauss-Verteilung (Gl. 12.1) und eines Polynoms dritter Ordnung an die Daten ermittelt.

$$\begin{aligned} m(K\pi\pi\pi) &= 1863,7 \pm 0,1 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi\pi\pi) &= 10,7 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K\pi\pi^0) &= 1863,5 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K\pi\pi^0) &= 25,0 \pm 1,2 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D^0 -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 11 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $\Delta m = \pm 27 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert der $K\pi\pi\pi$ bzw. $K\pi\pi^0$ -Verteilung definiert. In Abb. 12.5a und 12.5b ist die invariante $K\pi\pi\pi$ - bzw. $K\pi\pi^0$ Masse aufgetragen, wenn die Masse des anderen D^0 -Kandidaten innerhalb der definierten Signalregion liegt.

Für diese Kandidaten werden die $\gamma\gamma$ -Selektionskriterien (Missing Mass, Transversalimpuls, Kalorimeterenergie) angewendet. Liegt danach noch für ein Ereignis mehr als ein rekonstruierter Kandidat vor, wird nur derjenige mit dem höchsten Konfidenzniveau der kinematischen $D\bar{D}$ -Anpassung weiterverwendet. Abb. 12.5c und 12.5d zeigen die resultierenden D^0 Spektren. Die p_t Verteilung der $D^0\bar{D}^0$ Kandidaten in der Signalregion ist in Abb. 12.5e dargestellt, wobei alle Selektionskriterien bis auf den Impulsschnitt auf den $D\bar{D}$ -Datensatz angewendet wurden. Die Kandidaten konzentrieren sich im Bereich kleiner p_t -Werte. In Abb. 12.5f ist abschließend das aus der Selektion resultierende $D^0\bar{D}^0$ Massenspektrum aufgetragen, zusammen mit einer über die *g-tile*-Methode (Kap. 12.1.1.3) bestimmten Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund.

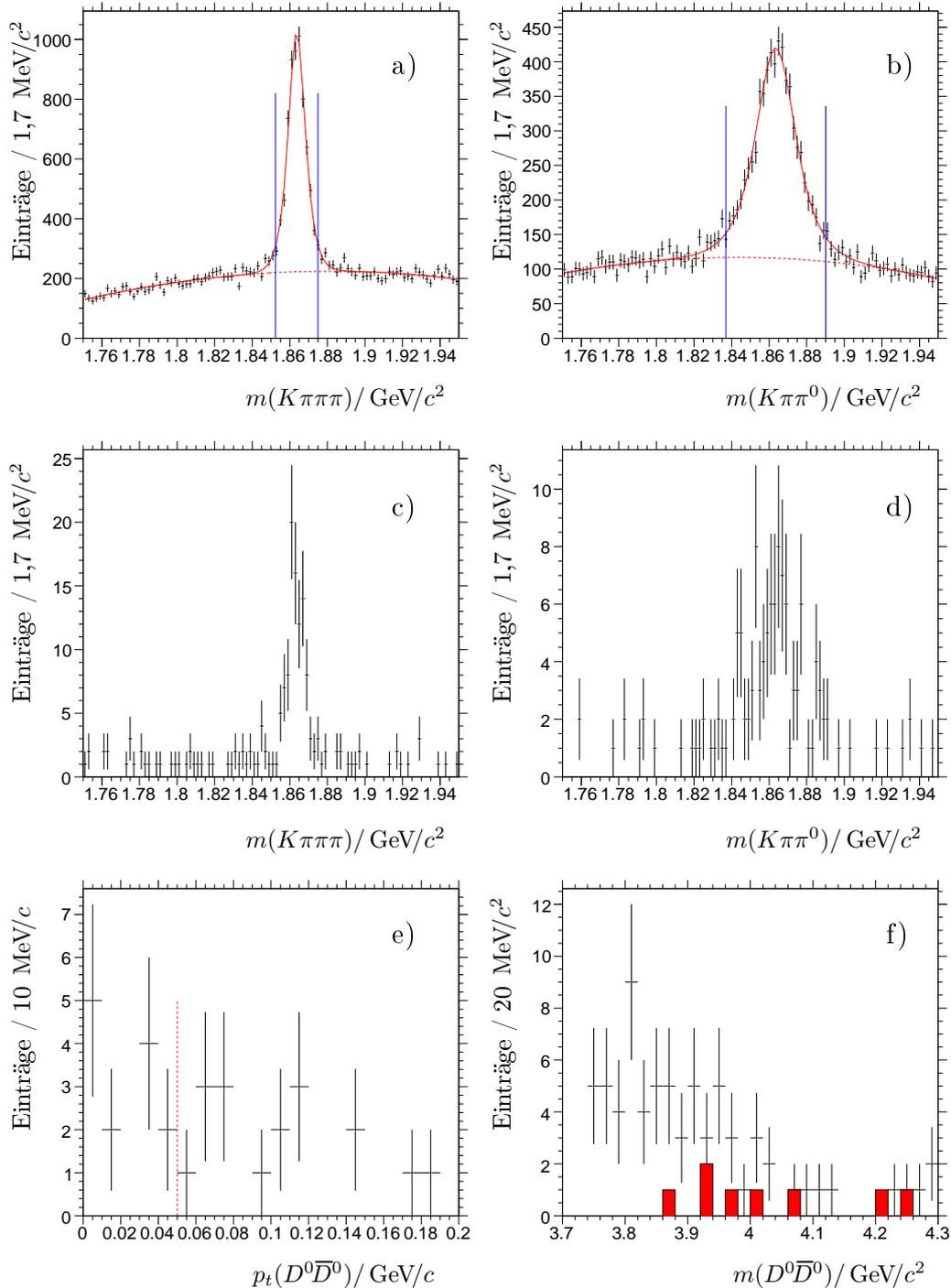


Abbildung 12.5: Kanal N7 (Messdaten). Invariante a) $K\pi\pi\pi$ -, b) $K\pi\pi^0$ -Masse jeweils mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. c) $K\pi\pi\pi$ -, d) $K\pi\pi^0$ -Masse nach Anwendung aller Selektionskriterien. e) $p_t(D^0\bar{D}^0)$ Verteilung. f) Invariante $D^0\bar{D}^0$ Masse mit einer Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund (rot-schraffiertes Histogramm).

12.1.5 Zerfallskanal C6

12.1.5.1 Vorselektion

Um den TAG-Filter erfolgreich zu passieren, muss ein Ereignis vom *BGFMultiHadron-Filter* akzeptiert werden und mindestens sechs und maximal acht geladene Spuren aufweisen ($6 \leq \text{nTracks} \leq 8$), von denen mindestens zwei als geladene Kaonen ($\text{nKLoose} > 1$) identifiziert sind.

Es werden exakt sechs rekonstruierte Kaonen- und Pionenspuren verlangt, welche die *GoodTracksLoose*-Kriterien erfüllen müssen, während für akzeptierte Photonen die *GoodPhotonDefault*-Kriterien gelten.

Die verwendeten Pionenkandidaten müssen als solche vom *PidPionLHSelector* im Modus *Loose* identifiziert werden und Kaonenkandidaten müssen im Modus *Loose* vom Selektor *PidKaonLHSelector* akzeptiert werden.

12.1.5.2 Rekonstruktion

Es werden aus den Teilchenkandidaten alle Kombinationen aus jeweils drei geladenen Spuren gebildet, wobei mindestens ein Teilchen als Kaon identifiziert sein muss. Wenn die invariante Masse dieser $K\pi\pi$ -Kombination innerhalb des Intervalls $|m(K\pi\pi) - 1,8693 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$ liegt, wird eine kinematische Anpassung durchgeführt. Akzeptierte Kandidaten müssen ein Konfidenzniveau der Anpassung von mehr als 0,1% aufweisen. Für diesen D -Kandidaten wird die Anpassung dann wiederholt, wobei dieses Mal die Masse des Kandidaten auf die nominelle D^+ -Masse fixiert wird (*mass constraint*).

Nun wird die für den zweiten D -Kandidaten die Kombination von jeweils drei Spuren mit Gesamtladung Null wiederholt. Es wird überprüft, ob die jeweiligen Spuren bereits für den ersten D -Kandidaten verwendet wurden; in diesem Fall wird die Kombination verworfen. Es wird zusätzlich sichergestellt, dass nicht die gleiche D^+D^- -Kombination zweimal gebildet wird. Liegt der zweite D -Kandidat im Massenintervall $|m(K\pi\pi) - 1,8693 \text{ MeV}/c^2| < 0,15 \text{ MeV}/c^2$, wird eine kinematische Anpassung vorgenommen. Liegt das Konfidenzniveau über 0,1%, wird die Anpassung mit dem zusätzlichen (*mass constraint*) wiederholt. Weiterhin müssen die beiden D -Kandidaten entgegengesetzte Ladung tragen.

Die Kombinierung der beiden geladenen D -Kandidaten und die folgende kinematische Anpassung erfolgt entsprechend wie in Kapitel 12.1.1.2 für N4 beschrieben. Die weiteren Schritte inklusive der Bildung von π^0 -Kandidaten erfolgen ebenfalls analog zum Vorgehen bei N4.

Mit dieser Methode wurden die möglichen D^+ -Dreikörperzerfälle nach $K^-\pi^+\pi^+$, $K^+K^-\pi^+$, $K^+\pi^+\pi^-$ und $K^+K^+K^-$ rekonstruiert. Kombinationen von D^+ und D^- mit mehr als drei Kaonen und sowie der $K^+\pi^+\pi^-$ -Endzustand tragen allerdings aufgrund ihres geringen Verzweigungsverhältnisses nicht zum Gesamtspektrum bei (Tab. 13.2). Für diese Endzustände wurden daher auch keine Monte Carlo-Ereignisse generiert.

12.1.5.3 Selektion

Akzeptierte Ereignisse dieses Zerfallskanals dürfen kein neutrales Pion enthalten. Die Halbwertsbreite $FWHM$ und der Mittelwert m der D -Signalregion wurden jeweils aus der Anpassung einer Gauss-Verteilung (Gl. 12.1) und eines Polynoms erster bzw. zweiter Ordnung an die Daten ermittelt. Für C6 ergeben sich folgende Werte

$$\begin{aligned} m(K^\mp\pi^\pm\pi^\pm) &= 1868,3 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\mp\pi^\pm\pi^\pm) &= 11,2 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K^\pm\pi^\mp\pi^\mp) &= 1868,4 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\pm\pi^\mp\pi^\mp) &= 12,1 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 12 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $\Delta m = \pm 13 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert der $K\pi\pi$ -Verteilung definiert. In Abb. 12.6a und 12.6b ist die jeweilige $K\pi\pi$ -Masse aufgetragen, wenn die Masse des anderen D -Kandidaten innerhalb der definierten Signalregion liegt.

Für diese Kandidaten werden die $\gamma\gamma$ -Selektionskriterien (Missing Mass, Transversalimpuls, Kalorimeterenergie) angewendet. Liegt danach noch für ein Ereignis mehr als ein rekonstruierter Kandidat vor, wird nur derjenige mit dem höchsten Konfidenzniveau weiterverwendet. Abb. 12.6c und 12.6d zeigen die resultierenden D Spektren. Die p_t Verteilung der $D^0\bar{D}^0$ Kandidaten in der Signalregion ist in Abb. 12.6e dargestellt, wobei alle Selektionskriterien bis auf den Impulsschnitt auf den $D\bar{D}$ -Datensatz angewendet wurden. Die Kandidaten konzentrieren sich im Bereich kleiner p_t -Werte. In Abb. 12.6f ist abschließend das aus der Selektion resultierende D^+D^- Massenspektrum aufgetragen, zusammen mit einer über die g -tile-Methode (Kap. 12.1.1.3) bestimmten Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund.

Im Falle des Zerfallskanals $C6^{3K}$ ($D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ und $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$) erhält man

$$\begin{aligned} m(K^\mp K^\pm\pi^\pm) &= 1868,6 \pm 0,3 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\mp K^\pm\pi^\pm) &= 10,1 \pm 0,8 \text{ MeV}/c^2 \\ m(K^\pm\pi^\mp\pi^\mp) &= 1868,9 \pm 0,4 \text{ MeV}/c^2 & FWHM(K^\pm\pi^\mp\pi^\mp) &= 12,9 \pm 1,0 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Als D^+ -Signalregion wird ein Bereich von $\Delta m = \pm 11 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $\Delta m = \pm 14 \text{ MeV}/c^2$ um den jeweiligen Mittelwert der $K\pi\pi$ -Verteilung definiert. Die zugehörigen Spektren sind in Abb. 12.7(a-f) dargestellt, wobei die gleichen Überlegungen wie beim Zerfallskanal C6 gelten. Im weiteren Verlauf der Analyse wird der Kanal $C6^{3K}$ nicht weiterverwendet, da aus technischen Gründen momentan keine Monte Carlo-Daten für diesen Endzustand vorliegen.

12.2 Kombinierte Daten

Eine Zusammenfassung der in den vorigen Abschnitten definierten Selektionskriterien findet sich in Tab. 12.1. Aufgrund der geringen Statistik in den einzelnen Zerfallskanälen wird ein kombiniertes Massenspektrum aus N4, N5, N6, N7, und C6 gebildet. Abb. 12.8a zeigt das Massenspektrum nach Anwendung aller Selektionskriterien und der Auswahl eines Kandidaten pro Ereignis (schwarze Punkte). Eine Struktur nahe $3930 \text{ MeV}/c^2$ ist deutlich sichtbar, wobei der stärkste Beitrag durch den Kanal C6 geleistet wird. In diesem Massenbereich wurde von Belle der Zustand $Z(3930)$ beobachtet. Der kombinatorische Untergrund, der mittels der g -tile-Methode bestimmt wurde, wird durch das rote Histogramm in Abb. 12.8a dargestellt. Der Untergrund

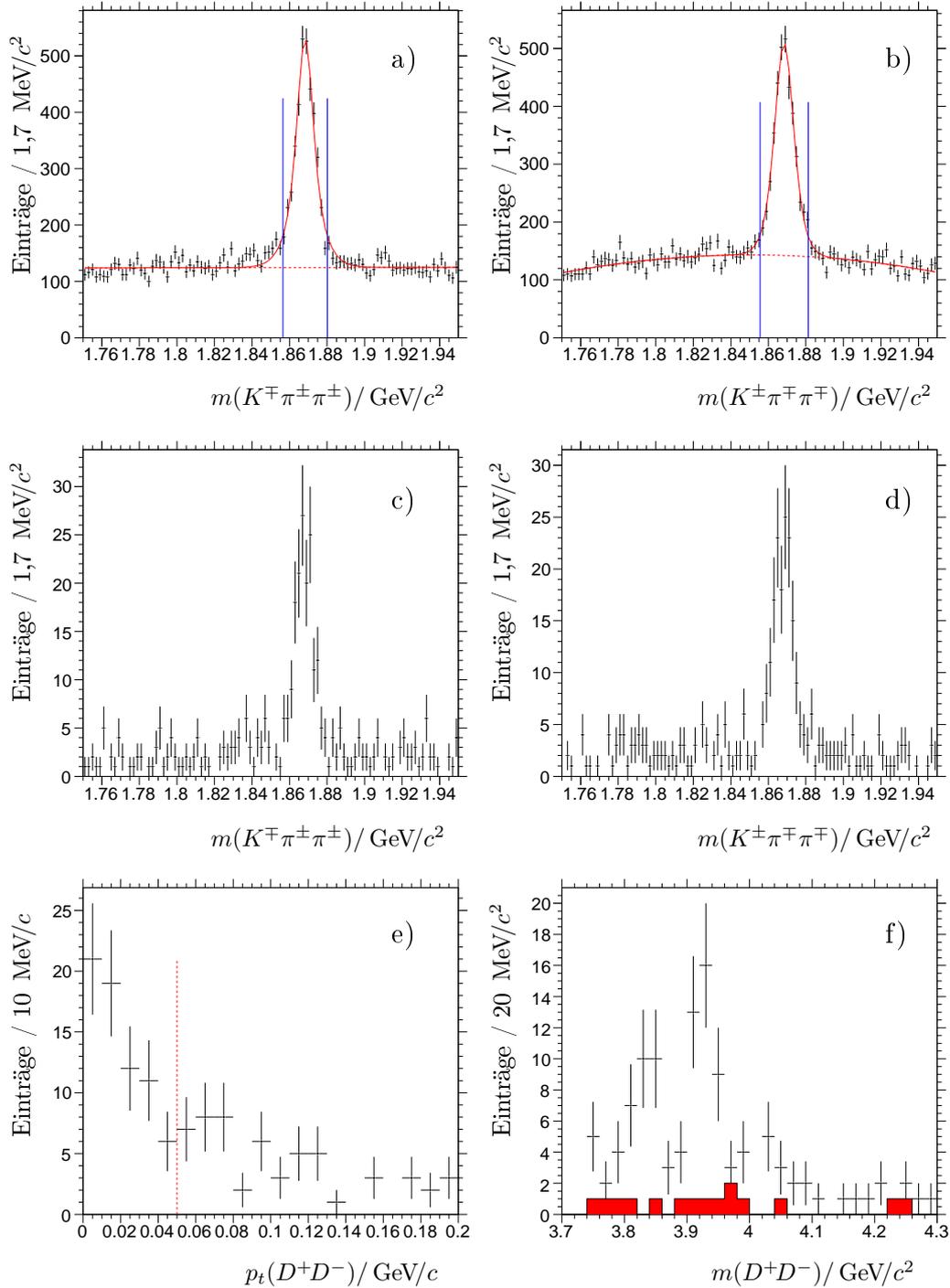


Abbildung 12.6: Kanal C6 (Messdaten). Invariante a) $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ -, b) $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Masse jeweils mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. c) $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ -, d) $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Masse nach Anwendung aller Selektionskriterien. e) $p_t(D^+D^-)$ Verteilung. f) Invariante D^+D^- Masse mit einer Abschätzung für den kombinatorischen Untergrund (rot-schraffiertes Histogramm).

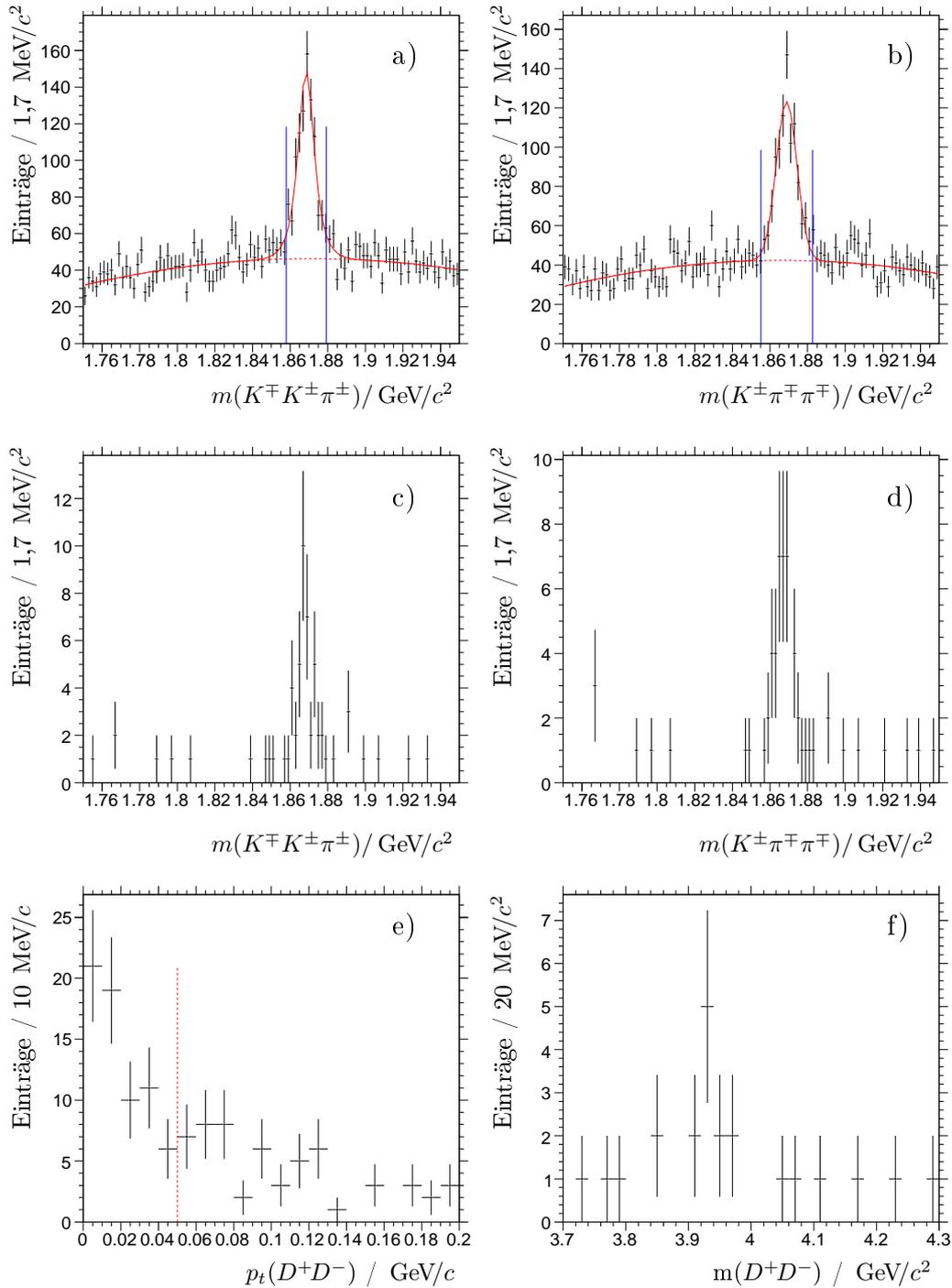


Abbildung 12.7: Kanal $C6^{3K}$ (Daten). Invariante a) $K^\mp K^\pm \pi^\pm$ -, b) $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Masse mit der Masse des anderen Kandidaten innerhalb des markierten Signalbereichs. - Nach Anwendung aller Selektionskriterien: c) $K^\mp K^\pm \pi^\pm$ -, d) $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Masse. e) $p_t(D^+D^-)$ Verteilung. f) Invariante D^+D^- Masse.

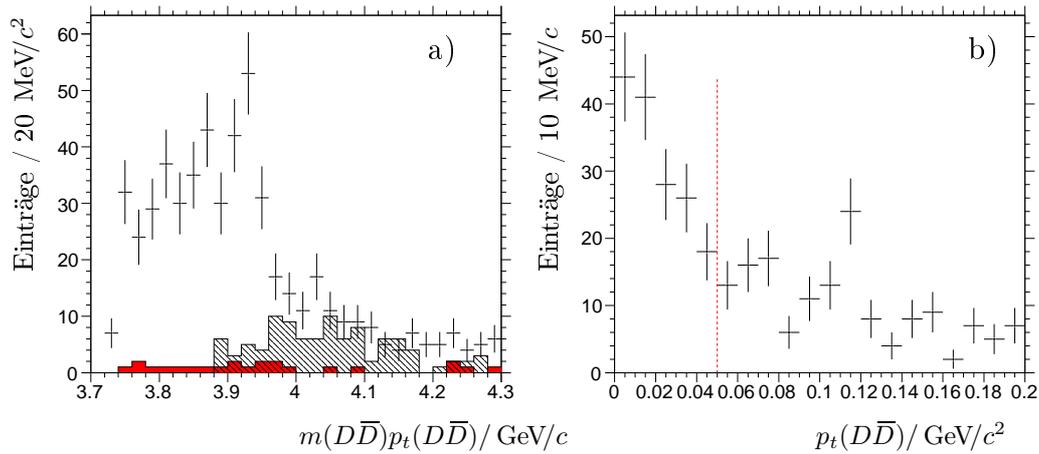


Abbildung 12.8: a) Kombiniertes $D\bar{D}$ Massenspektrum aus den Zerfallsmoden N4, N5, N6, N7 und C6. b) Verteilung des Transversalimpulses p_t der $D\bar{D}$ Kandidaten für den kombinierten Datensatz. Die gestrichelte Linie befindet sich bei $0,05 \text{ GeV}/c^2$, dem maximalen Transversalimpulswert für 2-Photon-Ereignisse.

ist über den betrachteten Massenbereich flach verteilt und vernachlässigbar gering. Wie zuvor erwähnt, berücksichtigt die *9-tile*-Methode nur den reinen kombinatorischen Untergrund. Eine mögliche andere Quelle könnten z.B. D^* -Mesonen sein, die in $D\gamma$ zerfallen, wobei das Photon nicht rekonstruiert wurde und das D zum $D\bar{D}$ -Massenspektrum beiträgt. Um den Beitrag zum Untergrund abzuschätzen, wird jeder D -Kandidat (es werden die D -Kandidaten verwendet, auf die ein *mass-constraint* angewendet wurde), der nach der gesamten Selektion verblieben ist, mit allen verbliebenen Kandidaten aus der Photonenliste kombiniert. Im Falle der Zerfallskanäle N5 und N7 sind die Photonen zu verwerfen, die zur Bildung des π^0 verwendet wurden. Fällt eine dieser Kombinationen in das Massenintervall $|m(D\gamma) - m(D)| < 0,015 \text{ GeV}/c^2$, wird der so gebildete D^{*+} -Kandidat mit dem zweiten D -Kandidaten kombiniert. Die resultierende $m(D^*D)$ -Verteilung ist in Abb. 12.8a als schraffiertes Histogramm hinzugefügt worden. Auch hier zeigt sich eine annähernd flache Verteilung ohne zusätzlichen Beitrag zur Signalregion.

Die Transversalimpulsverteilung aller Kandidaten in der Signalregion (Abb. 12.8b), definiert als Bereich von 3,9 bis $3,96 \text{ GeV}/c^2$, zeigt ein deutliches Maximum bei sehr kleinen Impulswerten.

Zerfalls- kanal	Anzahl π^0	$m(D)/$ MeV/ c^2	$m(\bar{D})/$ MeV/ c^2	$p_t/$ MeV/ c	$MM^2/$ (MeV/ c^2) 2	$E_\gamma/$ MeV
N4	0	$1863,5 \pm 15$	$1863,7 \pm 15$	$< 0,05$	$> 10,0$	$< 0,4$
N5	1	$1863,6 \pm 15$	$1862,9 \pm 30$			
N6	0	$1863,4 \pm 15$	$1863,4 \pm 11$			
N7	1	$1863,7 \pm 11$	$1863,5 \pm 27$			
C6	0	$1868,3 \pm 12$	$1868,4 \pm 13$			

Tabelle 12.1: Zusammenfassung der $D\bar{D}$ Selektionskriterien. Die letzten drei Kriterien gelten für alle Zerfallskanäle

Kapitel 13

Effizienz und Auflösung

In diesem Schritt der Analyse werden die Rekonstruktionseffizienz und die Detektorauflösung in Abhängigkeit von der rekonstruierten $D\bar{D}$ -Masse aus den Monte Carlo-Daten bestimmt. Die Bestimmung der Masse und der Zerfallsbreite des $Z(3930)$ und die Ermittlung des Produktionswirkungsquerschnitts soll basierend auf dem effizienzkorrigierten Messdatensatz unter Berücksichtigung der Auflösung erfolgen.

13.1 Rekonstruktionseffizienz

Die Rekonstruktionseffizienz wird in Abhängigkeit von der $D\bar{D}$ -Masse aus den generierten und rekonstruierten Monte Carlo-Daten bestimmt. Der hierfür betrachtete Massenbereich läuft von $m(D\bar{D}) = 3,75 \text{ GeV}/c^2$ bis $m(D\bar{D}) = 4,5 \text{ GeV}/c^2$, beginnend bei der $D\bar{D}$ -Phasenraumgrenze bis zur maximalen mit dem *GamGam*-Generator produzierbaren Masse. Die Daten werden dabei in 25 Teildatensätze, die jeweils ein Intervall von $0,03 \text{ GeV}/c^2$ umfassen, unterteilt. Zur Bestimmung der massenabhängigen Rekonstruktionseffizienz wird das Verhältnis der Anzahl der rekonstruierten und der generierten $D\bar{D}$ -Kandidaten für jeden Teildatensatz ermittelt. An die resultierende Verteilung wird mittels der χ^2 -Methode ein Polynom angepasst. Die so erhaltenen Verteilungen der massenabhängigen Effizienz sind in Abb. 13.1a bis 13.1e dargestellt, während die Parameter der angepassten Polynome in Tabelle 13.1 abzulesen sind.

Wie zuvor erwähnt, werden für die Massen- und Breitenbestimmung die fünf einzelnen Massenspektren zu einer Gesamtverteilung kombiniert. Wird für jeden Zerfallskanal die Effizienzkorrektur separat anhand der oben ermittelten Werte durchgeführt, kann es zu folgendem Problem kommen: weist das Massenspektrum eines Kanals mit geringer Rekonstruktionseffizienz infolge von statistischen Fluktuationen einen oder mehrere überhöhte Bereiche abseits des Signals auf, können diese das Spektrum nach der Effizienzkorrektur dominieren.

Stattdessen wird eine über alle Zerfallskanäle gemittelte Effizienz ϵ_B berechnet, in die auch die Verzweigungsverhältnisse der einzelnen D -Zerfälle eingehen [Pa06]. Zunächst wird für jeden Kanal das Produkt aus massenabhängiger Effizienz ϵ_i und dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse der D - und \bar{D} -Zerfälle (Tab. 13.2, 13.3 [Pd06]) berechnet.

$$\epsilon_{B,i}(m) = \epsilon_i(m)BF_i(D \rightarrow \dots)BF_i(\bar{D} \rightarrow \dots), \quad (13.1)$$

Zur Bestimmung der gemittelten Effizienz werden nun die ungewichteten Massenspektren N_i für N4, N5, N6, N7 und C6 addiert und ebenso die fünf mit $\epsilon_{B,i}(m)$ gewichteten Spektren. Die Division der beiden resultierenden Gesamtspektren führt zur massenabhängigen Verteilung der mittleren Effizienz.

$$\epsilon_B(m) = 2 \frac{\sum_{i=1}^5 N_i(m)}{\sum_{i=1}^5 N_i(m)/\epsilon_{B,i}(m)} \quad (13.2)$$

Der Faktor zwei wird benötigt, weil die Effizienz für den Endzustand $D\bar{D}$ berechnet wird, welcher sich annähernd zu 50% aus dem Zerfall nach $D^0\bar{D}^0$ und zu 50% aus dem Zerfall nach D^+D^- zusammensetzt.

Es ergibt sich die in Abb. 13.1f dargestellte Verteilung, die mit einem Polynom erster Ordnung parametrisiert wird. Die Koeffizienten des Polynoms sind in Tab. 13.1 verzeichnet. Die Messdaten werden allerdings nicht direkt mit dem reziproken Wert von $\epsilon_B(m)$ gewichtet. Weicht ein Gewichtungsfaktor zur Korrektur einer Verteilung deutlich von Eins ab, kann es dazu führen, dass die Fehler bei der Ermittlung der Anzahl der Signaleinträge mittels der erweiterten Likelihood-Funktion nicht korrekt berechnet werden [Fr79]. Daher werden die Werte für $\epsilon_B(m)$ für jeden Eintrag im Datensatz berechnet und daraus der mittlere Wert $\bar{\epsilon}_B = 4,34 \cdot 10^{-4}$ bestimmt. Die Wichtung der Daten erfolgt dann für jeden Massenpunkt mit dem Wert $\bar{\epsilon}_B/\epsilon_B(m)$.

Parameter	N4	N5	N6	N7	C6	ϵ_B
a_0	15,7778	0,0534	0,1073	0,0570	6,4744	$1,21 \cdot 10^{-3}$
a_1/GeV^{-1}	-11,0792	-0,0082	-0,0161	-0,0228	-4,470	$-1,91 \cdot 10^{-4}$
a_2/GeV^{-2}	2,6179	—	—	0,0026	1,0388	—
a_3/GeV^{-3}	-0,2069	—	—	—	-0,0807	—
$\bar{\epsilon}$	0,1020	0,0197	0,0414	0,0075	0,0483	$4,34 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 13.1: Koeffizienten der Polynome zur massenabhängigen Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz.

Zerfall $D^+ \rightarrow$	BF	Zerfall $D^0 \rightarrow$	BF
$K^- \pi^+ \pi^+$	9,51 %	$K^- \pi^+$	3,80 %
$K^+ K^- \pi^+$	1,00 %	$K^- \pi^+ \pi^0$	14,1 %
$K^+ \pi^+ \pi^-$	0,064 %	$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	7,72 %
$K^+ K^+ K^-$	0,009 %		

Tabelle 13.2: Verzweigungsverhältnisse für die rekonstruierten D -Zerfallsmoden.

13.2 Detektorauflösung

Die Bestimmung der Detektorauflösung wird im Prinzip mit der gleichen Methode wie bei der D_{s1}^+ -Analyse (Kap. 6) durchgeführt, unter Verwendung der Gaussver-

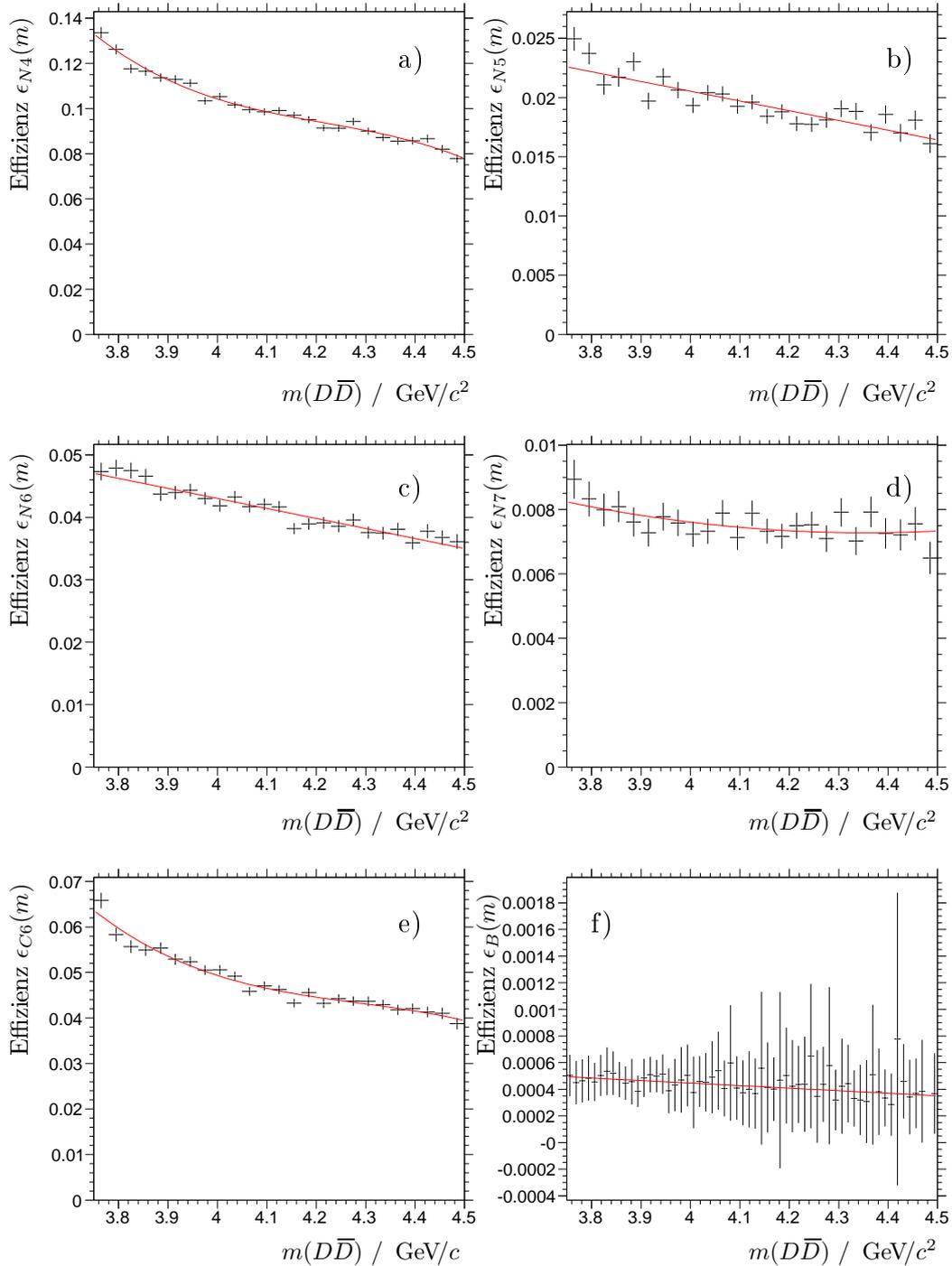


Abbildung 13.1: Aufgetragen ist das Verhältnis aus der Anzahl der rekonstruierten und generierten $D\bar{D}$ -Kandidaten in Abhängigkeit von der $D\bar{D}$ -Masse. a) N4. b) N5. c) N6. d) N7. e) C6. f) kombinierte Effizienz ϵ_B gemäß Gl. 13.2 inklusive Verzweigungsverhältnisse in Abhängigkeit von der $D\bar{D}$ -Masse. Angepasst an die Verteilungen wurden Polynome verschieden hoher Ordnungen, deren Parameter in Tab. 13.1 verzeichnet sind.

Kanal	$BF_i(D \rightarrow \dots)BF_i(\bar{D} \rightarrow \dots)$
N4	$3,80\% \cdot 3,80\% = 14,44 \cdot 10^{-4}$
N5	$2 \cdot 3,80\% \cdot 14,1\% = 107,16 \cdot 10^{-4}$
N6	$2 \cdot 3,80\% \cdot 7,72\% = 58,67 \cdot 10^{-4}$
N7	$2 \cdot 7,72\% \cdot 14,1\% = 217,70 \cdot 10^{-4}$
C6	$9,51\% \cdot 9,51\% = 90,44 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 13.3: Kombinierte D -Verzweigungsverhältnisse für die einzelnen Zerfallskanäle.

teilung (Gl. 6.3) als Auflösungsmodell. Die Größe σ_0 wird hier allerdings in Abhängigkeit von der Resonanzmasse parametrisiert. Der Schwerpunktsimpuls p^* , der beim D_{s1}^+ zur Parametrisierung verwendet wurde, ist bei den $\gamma\gamma$ -Ereignissen nicht relevant. Alternativ wäre der Transversalimpuls eine geeignete Größe, allerdings sind die Werte für p_t im Falle der hier betrachteten 2-Photon-Ereignissen (*no-tag*-Modus) derart klein (Selektionskriterium $p_t < 0,05 \text{ GeV}/c$), dass keine signifikante Abhängigkeit zu erwarten ist.

Die Vorgehensweise soll hier zusammenfassend beschrieben werden, eine detaillierte Betrachtung befindet sich in Kap. 6.4.1 im Rahmen der D_{s1}^+ -Analyse. Es wird die Differenz aus rekonstruierter und generierter $D\bar{D}$ -Masse, Δm_{res} , betrachtet. An die Verteilung aller Kandidaten eines Kanals wird eine Gaussverteilung (Gl. 6.3) angepasst, um den Parameter r zu bestimmen (Abb. 13.2). Die Gesamtdaten werden anschließend im $D\bar{D}$ -Massenbereich von $m(D\bar{D}) = 3,75 \text{ GeV}/c^2$ bis $m(D\bar{D}) = 4,5 \text{ GeV}/c^2$ in 25 Teildatensätze mit einem Massenintervall von jeweils $0,03 \text{ GeV}/c^2$ aufgeteilt. Für jeden Teildatensatz wird die Anpassung der oben beschriebenen Auflösungs-funktion wiederholt, wobei der Parameter r auf den zuvor ermittelten Wert fixiert wird. Die resultierende massenabhängige Verteilung des Parameters σ_0 , die durch ein Polynom zweiter Ordnung parametrisiert wird, und die Halbwertsbreiten der zugehörigen Auflösungs-funktionen sind in Abb. 13.3 und 13.4 dargestellt. Die Parameter der Auflösungs-funktion finden sich in Tabelle 13.4.

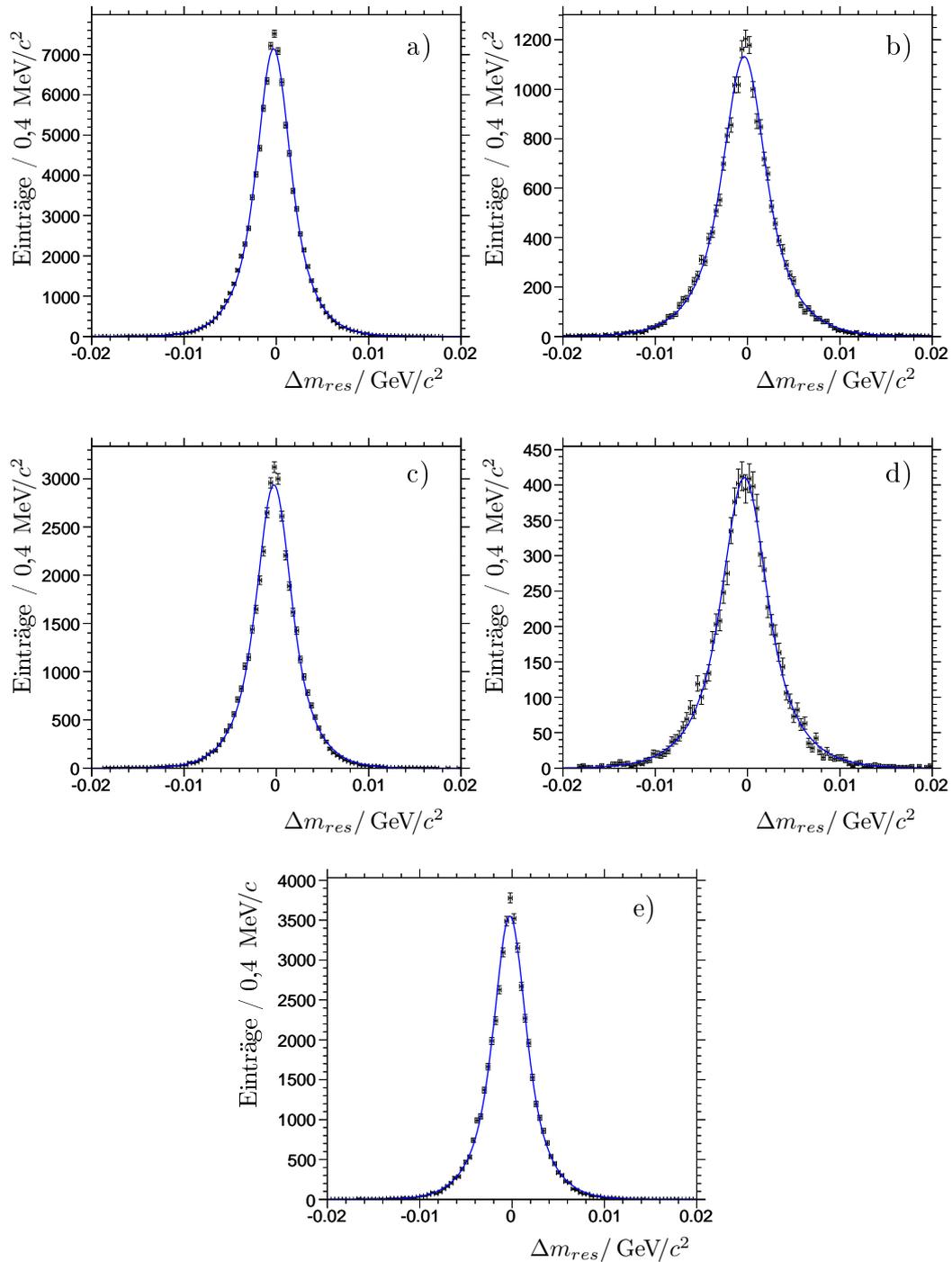


Abbildung 13.2: Anpassung der Auflösungsfunktion an die Δm_{res} -Verteilung aus den gesamten Monte Carlo-Daten eines Zerfallskanals zur Bestimmung des Parameters r . a) Zerfallskanal N4. b) N5. c) N6. d) N7. e) C6.

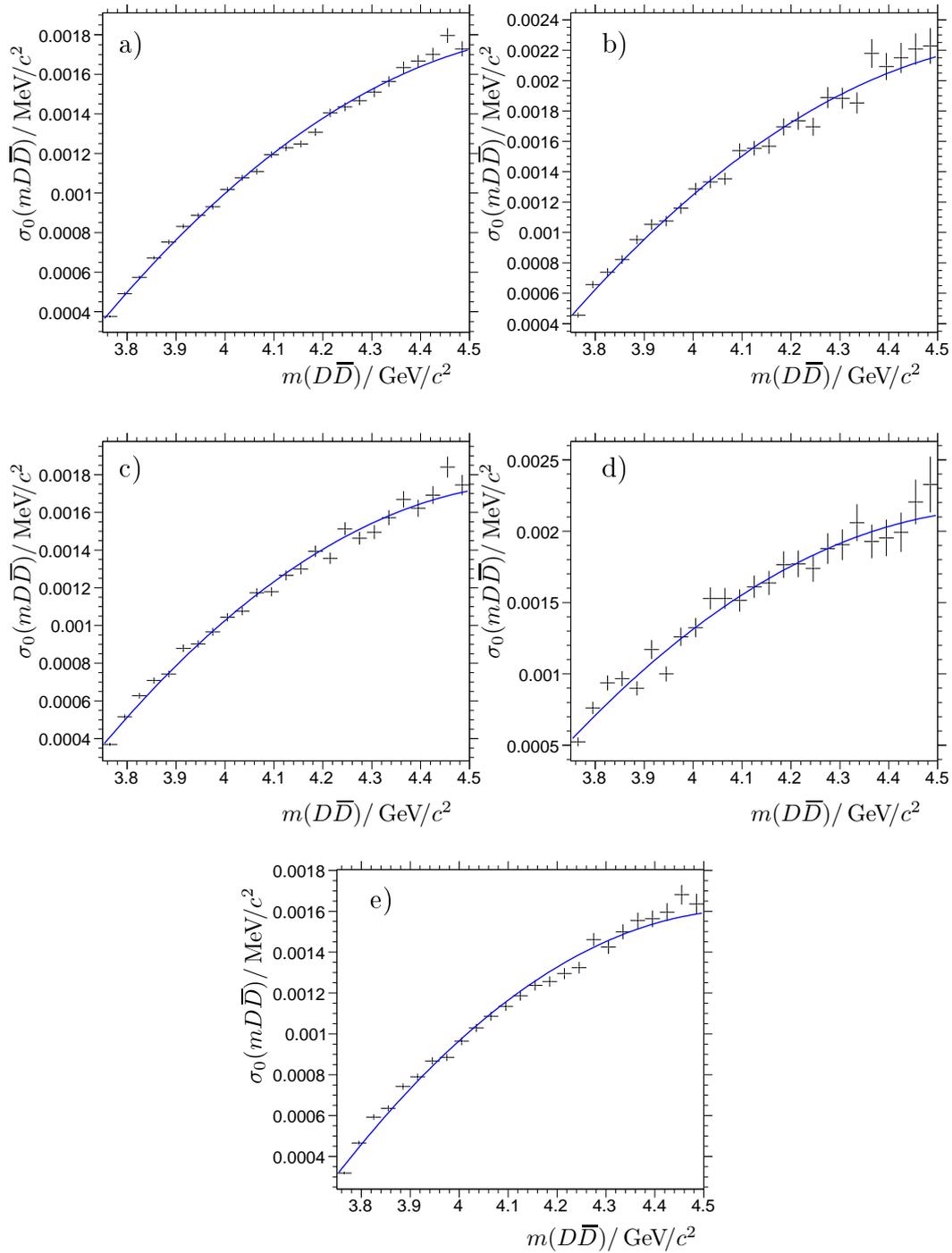


Abbildung 13.3: Parameter σ_0 der Auflösungsfunktion in Abhängigkeit von der $D\bar{D}$ -Masse: a) Zerfallskanal N4. b) N5. c) N6. d) N7. e) C6. Angepasst an die Verteilungen wurde jeweils ein Polynom zweiter Ordnung.

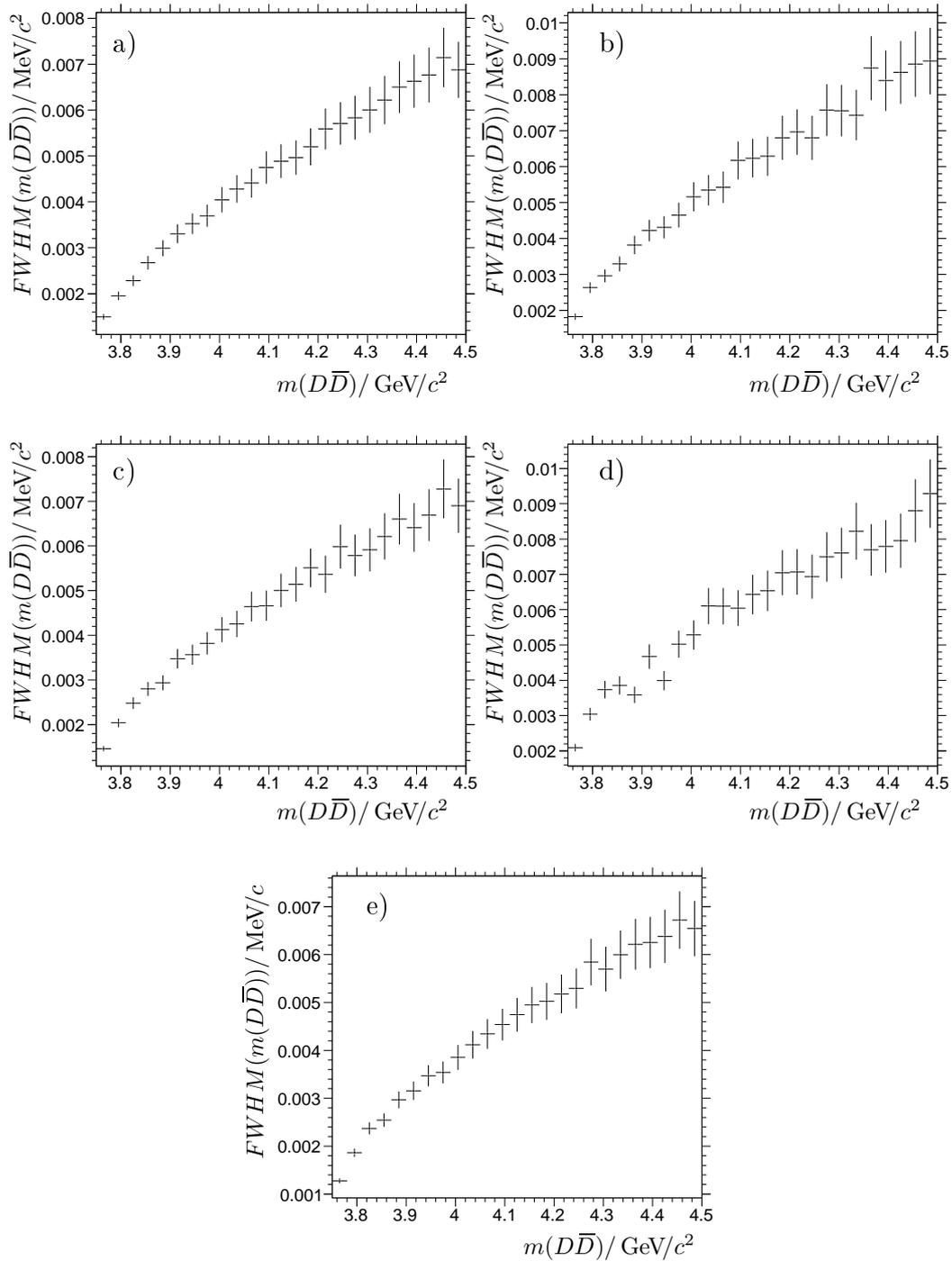


Abbildung 13.4: Halbwertsbreite $FWHM$ der Auflösungsfunktion in Abhängigkeit von der $D\bar{D}$ -Masse: a) Zerfallskanal N4. b) N5. c) N6. d) N7. e) C6.

Kanal	N4	N5	N6
r	$4,67231 \pm 0,06081$	$4,8727 \pm 0,13749$	$4,54132 \pm 0,08839$
σ_0			
p_0	$-0,03160 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$-0,03916 \pm 9 \cdot 10^{-5}$	$-0,03510 \pm 5 \cdot 10^{-5}$
p_1/GeV^{-1}	$0,01410 \pm 1 \cdot 10^{-5}$	$0,01746 \pm 3 \cdot 10^{-5}$	$0,01583 \pm 2 \cdot 10^{-5}$
p_2/GeV^{-2}	$-0,00149 \pm 2 \cdot 10^{-6}$	$0,00184 \pm 6 \cdot 10^{-6}$	$-0,00170 \pm 3 \cdot 10^{-6}$
Kanal	N7	C6	
r	$4,75415 \pm 0,22570$	$4,80466 \pm 0,04952$	
σ_0			
p_0	$-0,04150 \pm 15 \cdot 10^{-5}$	$-0,03706 \pm 4 \cdot 10^{-5}$	
p_1/GeV^{-1}	$0,01879 \pm 5 \cdot 10^{-5}$	$-0,01685 \pm 1 \cdot 10^{-5}$	
p_2/GeV^{-2}	$-0,00202 \pm 9 \cdot 10^{-6}$	$-0,00183 \pm 3 \cdot 10^{-6}$	

Tabelle 13.4: Parameter der Auflösungsfunktion. Aufgelistet sind für die einzelnen Zerfallskanäle die Größe r und die Koeffizienten p_j des Polynoms zur Parametrisierung von $\sigma_0(m(D\bar{D}))$.

Kapitel 14

Bestimmung der $Z(3930)$ -Parameter aus den Messdaten

14.1 Masse und Zerfallsbreite

Zur Beschreibung des Signals wird eine spin-abhängige relativistische Breit-Wigner-Linienform verwendet (vgl. Anhang A.5 und [Pi67]):

$$|BW(m)|^2 = \frac{F_r^2}{(m_r^2 - m^2)^2 + \Gamma_{AB}^2 m_r^2} \quad (14.1)$$

Da das hier beobachtete Signal mit dem von Belle beschriebenen $Z(3930)$ identisch zu sein scheint, wird für den Gesamtspin ein Wert von $J = 2$ angenommen. Damit folgt für den Blatt-Weisskopf-Faktor [Hi72]

$$F_r(J = 2) = \frac{\sqrt{9 + 3(Rp_r)^2 + (Rp_r)^4}}{\sqrt{9 + 3(Rp)^2 + (Rp)^4}} \quad (14.2)$$

$$\Gamma_{AB} = \Gamma_r \left(\frac{p}{p_r} \right)^5 \left(\frac{m_r}{m} \right) F_r^2 \quad (14.3)$$

Zur Bestimmung der Zerfallsbreite und der Masse der Resonanz wird die Signalfunktion mit der in Kap. 13.2 bestimmten Auflösungsfunktion gefaltet und mittels einer Maximum-Likelihood-Methode an den ungebinnten Gesamtdatensatz angepasst. Dieser beinhaltet die Massenspektren der einzelnen Zerfallskanäle (N4, N5, N6, N7 und C6), deren kombiniertes Spektrum mit der gemittelten Effizienz $\bar{\epsilon}/\epsilon_B(m)$ (Kap. 13.1) gewichtet wurde. Die unterschiedliche Parametrisierung der Auflösungsfunktion für die einzelnen Kanäle wird bei der Anpassung berücksichtigt. Die Faltung wird numerisch über eine Summation berechnet (Anhang A.6). Der Integrationsbereich für jeden Datenpunkt umfasst insgesamt ± 20 MeV/ c^2 , aufgeteilt in 100 Schritte.

Zur Beschreibung des Untergrunds wurde eine Verteilungsfunktion der Form

$$T(m) = (1 + m - a_0)^{a_1} \left(1 + \exp \left[-\frac{m - a_2}{a_3} \right] \right) \quad (14.4)$$

verwendet, wobei auch die $D\bar{D}$ -Schwelle berücksichtigt wird. Das Resultat der Anpassung ist in Abb. 14.1 dargestellt. Für die Masse ergeben sich $m_r = 3927 \pm$

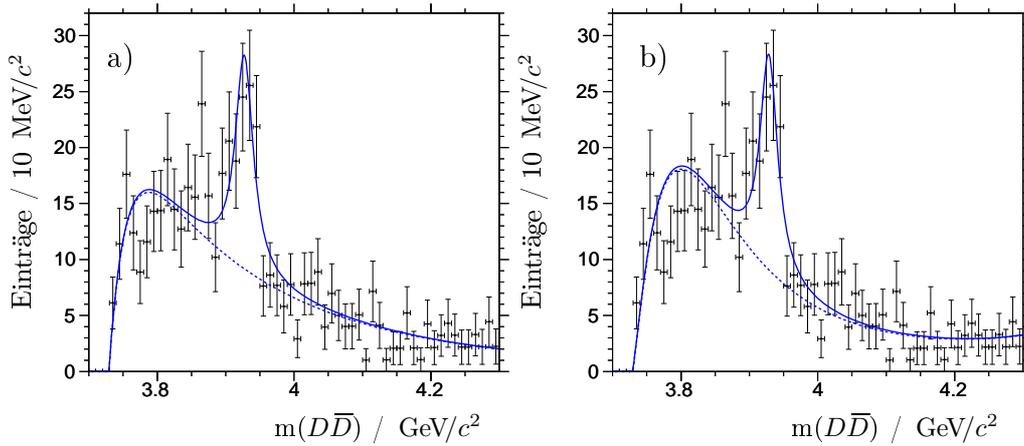


Abbildung 14.1: Anpassung der Faltung aus relativistischer Breit-Wigner-Linienform und der Auflösungsfunktion an die Verteilung der $D\bar{D}$ -Masse für die kombinierten Zerfallskanäle N4, N5, N6, N7 und C6. Die gestrichelte Linie zeigt die Funktion zur Parametrisierung des Untergrundes. In a) wurde zur Beschreibung des Untergrundes die Funktion $T(m)$ (Gl. 14.4) verwendet, in b) die Funktion $G(m)$ (Gl. 14.5).

3 MeV/c^2 und für die Zerfallsbreite $\Gamma_r = 31 \pm 6 \text{ MeV}/c^2$. Die erhaltenen Werte für die Masse und die Breite sind konsistent mit den von Belle gemessenen Werten für das $Z(3930)$ ($m = 3929 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma = 29 \pm 10 \text{ MeV}/c^2$) [Ue06]. Für den effizienzkorrigierten Signalinhalt erhält man $N_w = 91 \pm 18$ Einträge. Unter Berücksichtigung, dass das Spektrum im Rahmen der Effizienzkorrektur mit $\bar{\epsilon}_B/\epsilon_B(m)$ gewichtet wurde, ergibt sich mit $\bar{\epsilon}_B = 4,34 \cdot 10^{-4}$ (vgl. Kap. 13.1) ein Wert von insgesamt 209677 ± 41475 produzierten $Z(3930)$ -Teilchen.

14.2 Systematische Studien

Im Folgenden werden verschiedene Quellen für systematische Unsicherheiten studiert. Die im vorigen Kapitel geschilderte Hauptanpassung der Signal- und Auflösungsfunktion an das kombinierte, effizienzkorrigierte Massenspektrum wird mit den nachfolgend geschilderten Modifikationen wiederholt. Die Differenzen der hierbei jeweils erhaltenen Werte für die Masse, die Breite und die Anzahl der Signaleinträge zu den in der Hauptanpassung erhaltenen Werten werden als systematische Unsicherheiten verwendet.

Im Rahmen der systematischen Studien wurden die Hypothesen $J = 0$ und $J = 1$ für den Gesamtspin der Resonanz getestet. Im Anhang A.5 finden sich die entsprechenden spinabhängigen Formeln für die relativistische Breit-Wigner-Linienform zur Beschreibung des Signals. Die Produktion von Spin-1 Resonanzen in 2-Photon-Ereignissen ist allerdings stark unterdrückt, so dass diese Anpassung nur der Vollständigkeit dient. Aufgrund der geringen Anzahl an Signaleinträgen und den daraus resultierenden relativ großen Fehlern hat die Wahl des Werts für J keinen signifikanten Einfluss auf die extrahierten Parameter der Resonanz.

Weiterhin wurden verschiedene alternative Modelle zur Parametrisierung des Unter-

Systematik	$\Delta m(Z(3930))/$ MeV/ c^2	$\Delta \Gamma(Z(3930))/$ MeV/ c^2	ΔN_w
$J = 1$	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$
$J = 0$	$< 0,5$	$< 0,5$	$< 0,5$
Untergrund $G(m)$	+1	-1	-1
Untergrund $D(m)$	$< 0,5$	-2	-7
Integrationschritte -50	$< 0,5$	$< 0,5$	-1
Unsicherheit der D -Massen	± 1	-	-
Gesamtfehler	± 1	± 2	± 7

Tabelle 14.1: Ergebnisse der systematischen Studien für die Masse, die Zerfallsbreite und den effizienzkorrigierten Signalinhalt des $Z(3930)$. Aufgelistet ist jeweils die Differenz zu den in Kap. 14.1 bestimmten Hauptwerten.

grunds verwendet:

$$G(m) = (m - a_0)^{a_1} \exp(-a_2 m - a_3 m^2) \quad (14.5)$$

und

$$D(m) = \left(1 - \exp\left[\frac{-(m - a_0)}{a_1}\right]\right) \left(\frac{m}{a_0}\right)^{a_2} + a_3(m - a_0 - 1) \quad (14.6)$$

Die Funktionen $G(m)$ und $D(m)$ beschreiben den Untergrund weniger exakt als die für die Hauptanpassung verwendete Funktion $T(m)$. Eine weitere systematische Studie beinhaltet die numerische Berechnung des Faltungsintegrals: hierzu wird die Anzahl der Rechenschritte bei der Summierung von 100 auf 50 halbiert. Für den Massenwert werden auch die Unsicherheiten der D -Mesonenmasse berücksichtigt: sowohl für D^0 als auch für D^+ liegt die Unsicherheit bei $0,4 \text{ MeV}/c^2$ [Pd06], so dass sich für die Masse des $Z(3930)$ ein systematischer Fehler von rund $1 \text{ MeV}/c^2$ ergibt. Weitere systematische Studien sind geplant, können im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mehr behandelt werden. Die Resultate der Anpassung mit den Abweichungen zum Hauptwert sind in Tabelle 14.1 verzeichnet. Die einzelnen Unsicherheiten werden quadratisch addiert, so dass sich für die Masse und Zerfallsbreite die folgenden Resultate ergeben:

$$\begin{aligned} m(Z(3930)) &= 3927 \pm 3 \pm 1 \text{ MeV}/c^2 \\ \Gamma(Z(3930)) &= 31 \pm 6 \pm 2 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (14.7)$$

14.3 Winkelverteilung

Zur Bestimmung des Spins der beobachteten Resonanz wird die Winkelverteilung untersucht, wobei prinzipiell analog zur Untersuchung des D_{s1}^+ vorgegangen wird (Kapitel 7.2). Der Winkel θ_{DD} wird zwischen dem Impulsvektor eines D -Mesons im Schwerpunktsystem der Resonanz und dem Impulsvektor der Resonanz im Laborsystem gemessen (Abb. 14.2a). Bei der Belle-Analyse des $Z(3930)$ wurde als Referenzrichtung anstelle des Impulses der Resonanz im Laborsystem die e^+e^- -Achse im

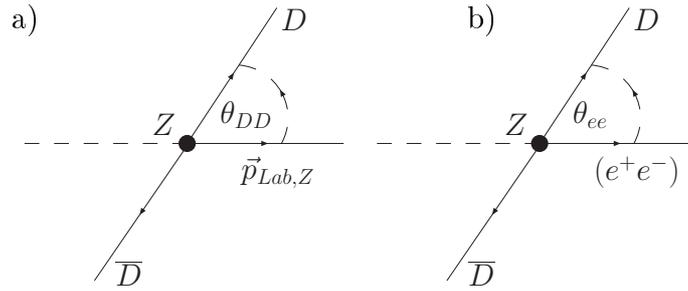


Abbildung 14.2: Graphische Darstellung der Zerfallswinkel. In a) dient der Impuls des $Z(3930)$ im Laborsystem als Referenz (Winkel θ_{DD}), in b), was der Situation in der Belle-Analyse entspricht, wurde die e^+e^- -Achse als Referenzrichtung gewählt (Winkel θ_{ee}).

Schwerpunktsystem der Resonanz verwendet (Abb. 14.2b). Im Falle kleiner Streuwinkel ist diese annähernd identisch mit der $\gamma\gamma$ -Achse und stimmt damit mit der Bewegungsrichtung der Resonanz überein. Zu Vergleichszwecken wurde auch die hieraus resultierende Winkelverteilung untersucht (Winkel θ_{ee}). Durch allgemeine Überlegungen sollen zunächst die möglichen Werte für den Spin eingeschränkt werden. Wie eingangs diskutiert wurde, ist die Produktion von Teilchen mit $J = 1$ in 2-Photon-Ereignissen stark unterdrückt. Da der Endzustand positive C-Parität (Ladungskonjugation) besitzt, gilt dies aus Erhaltungsgründen auch für die Resonanz. Mit $C = (-1)^{L+S} = +1$ und $S = 0$ folgt, dass L gerade ist und für die Parität $P = +1$ gilt. Damit sind die erlaubten Spinquantenzahlen für die Resonanz $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, 4^{++} \dots$. Die beobachtete Winkelverteilung für das $Z(3930)$ ist nicht flach, daher wird ein Spin $J = 0$ nicht favorisiert. Die nächst höhere Möglichkeit ist damit $J^{PC} = 2^{++}$, wobei dieser Wert auch von Belle wurde für das $Z(3930)$ bestimmt wurde [Ue06]. Die Herleitung der Winkelverteilung für diese Reaktion wird in Anhang B.3 erläutert und nimmt unter Berücksichtigung der beiden möglichen Helizitätswerte 0 und 2 die folgende Form an [Du06]:

$$\frac{dN}{d\cos\theta_{DD}} = \frac{45}{14} \cos^4\theta_{DD} + \frac{30}{7} \cos^2\theta_{DD} + \frac{25}{14}. \quad (14.8)$$

Der Helizitätswert 0 ist um einen Faktor sechs gegenüber der Helizität 2 unterdrückt. Im Falle einer Dominanz der Helizität 2 reduziert sich die Winkelverteilung auf diese Formel:

$$\frac{dN}{d\cos\theta_{DD}} = 5\sin^4\theta_{DD}. \quad (14.9)$$

Zur Vollständigkeit wird auch die Winkelverteilung für $J = 0$ berücksichtigt, hier ergibt sich eine konstante Verteilungsfunktion (vgl. Anhang B).

Das weitere Vorgehen ist identisch für beide betrachtete Zerfallswinkel und wird hier für θ_{DD} detailliert erläutert. Die Daten werden abhängig vom Betrag der Größe $\cos\theta_{DD}$ in 10 Teildatensätze unterteilt. Es liegen nicht genügend Einträge im untersuchten Massenspektrum vor, um im Rahmen einer Anpassung der Signal- und Auflösungsfunktion an die Teilspektren verlässliche Werte für den Signalinhalt zu ermitteln. Daher wird für jedes der resultierenden Histogramme die Anzahl der Einträge

in der Signalregion, die einen Bereich von $3,9 \text{ MeV}/c^2$ bis $3,96 \text{ MeV}/c^2$ umfasst, bestimmt. Bei dieser Methode tragen auch Untergrundeinträge zur $\cos\theta_{DD}$ -Verteilung bei. Die zuvor betrachtete massenabhängige Rekonstruktionseffizienz kann als konstant in der Signalregion angesehen werden. Es ist nun zu überprüfen, ob eine von $\cos\theta_{DD}$ abhängige Effizienz die Anzahl der Signaleinträge beeinflusst. Die Monte Carlo-Daten werden hierzu in 20 Teildatensätze, die den Bereich von $\cos\theta_{DD} = -1$ bis $\cos\theta_{DD} = 1$ in Schritten $\Delta 0,1$ umfassen, unterteilt und für die oben definierte Signalregion wird jeweils das Verhältnis aus der Anzahl der rekonstruierten und generierten $Z(3930)$ -Teilchen bestimmt. Die resultierenden Histogramme sind in Abb.14.3 dargestellt, während die Koeffizienten der an die Verteilung angepassten Polynome in Tab.14.2 verzeichnet sind. Die einzelnen Messdatensätze i werden nun mit $\bar{\epsilon}_i/\epsilon_i(\cos\theta_{DD})$ gewichtet und anschließend werden die Einträge in der oben definierten Signalregion bestimmt. Die resultierende Verteilung der Anzahl der Signaleinträge in Abhängigkeit von $\cos\theta_{DD}$ ist in Abb. 14.4a dargestellt, die entsprechende Verteilung für $\cos\theta_{ee}$ in Abb. 14.4b.

Zusätzlich ist noch der Untergrund unter dem $Z(3930)$ -Signal zu berücksichtigen. Als Abschätzung für die Form des Untergrunds werden die Seitenbandeinträge des $D\bar{D}$ -Massenspektrums herangezogen. Der hierzu verwendete Bereich umfasst die Massenregionen $3,83 \text{ MeV}/c^2$ bis $3,86 \text{ MeV}/c^2$ und $4,0 \text{ MeV}/c^2$ bis $4,3 \text{ MeV}/c^2$. Die resultierende Verteilung ist entsprechend skaliert als weisses Histogramm in Abb. 14.4 eingefügt. Hierauf basierend wird für die Verteilung des Untergrunds im $\cos\theta$ -Histogramm eine Konstante angesetzt. Zu beachten ist, dass der Untergrund im $D\bar{D}$ -Spektrum nicht linear verläuft und somit die extrapolierte Anzahl der Untergrundeinträge in der Signalregion überschätzt ist.

Nacheinander wurden die oben beschriebenen Verteilungsfunktionen (Gl. 14.8 und Gl. 14.9 für $J = 2$ sowie eine Konstante für $J = 0$) an die $\cos\theta_{DD}$ -Verteilung angepasst. Die Koeffizienten der Verteilungsfunktionen wurden aufgrund der geringen Statistik auf die berechneten Werte fixiert; freie Parameter in der Anpassung waren ein Skalierungsfaktor und die Höhe der Untergrundkonstanten. Die resultierenden χ^2/NDF -Werte sind in Tab. 14.3 aufgelistet. Deutlich erkennbar ist, dass die Verteilung nicht durch eine Konstante beschrieben werden kann und somit ein Spin $J = 0$ für das $Z(3930)$ ausgeschlossen werden kann. Die Verteilungen für $J = 2$ hingegen beschreiben die Winkelverteilung sehr gut, wobei aufgrund der geringen Statistik die $\sin^4\theta$ -Abhängigkeit (Helizität 2; durchgezogene Linie) eine bessere Übereinstimmung liefert als die Verteilungsfunktion, die Helizitäten von 0 und 2 berücksichtigt. Die gleichen Schlussfolgerungen lassen sich aus der Betrachtung der Anpassungen an die $\cos\theta_{ee}$ -Verteilung ziehen.

Zusammengefasst lässt sich basierend auf der Untersuchung der Zerfallswinkelverteilung des $Z(3930)$ ein Spin von 0 ausschließen, wohingegen ein Spin von 2 durch die Messungen unterstützt wird, in Übereinstimmung mit dem Resultat der Belle-Analyse.

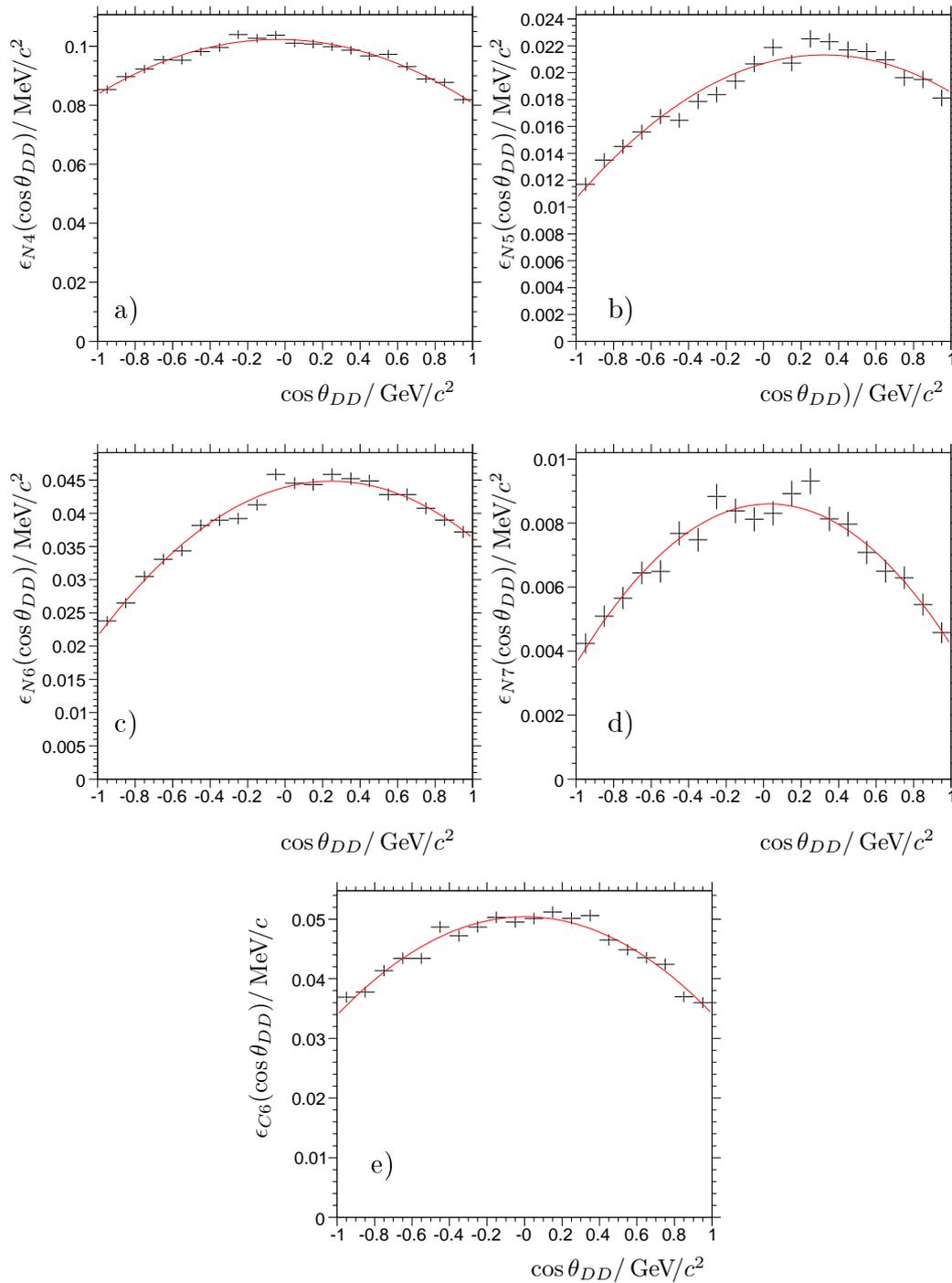


Abbildung 14.3: Aufgetragen ist das Verhältnis aus der Anzahl der rekonstruierten und generierten Teilchen in der $Z(3930)$ -Signalregion (3,9 MeV/c² bis 3,96 MeV/c²) in Abhängigkeit vom Zerfallswinkel $\cos \theta_{DD}$. a) N4. b) N5. c) N6. d) N7. e) C6. Angepasst an die Verteilungen wurden Polynome verschiedener Ordnung, deren Parameter in Tab. 14.2 verzeichnet sind.

Parameter	$N4$	$N5$	$N6$	$N7$	$C6$
ec_0	0,10225	0,02680	0,04391	0,00860	0,05039
ec_1	-0,00153	0,00394	0,00740	0,00029	0,00011
ec_2	-0,02001	-0,00610	-0,01499	-0,00470	-0,01636

Tabelle 14.2: Koeffizienten ec_j der Polynome zur $\cos\theta_{DD}$ -abhängigen Parametrisierung der Rekonstruktionseffizienz.

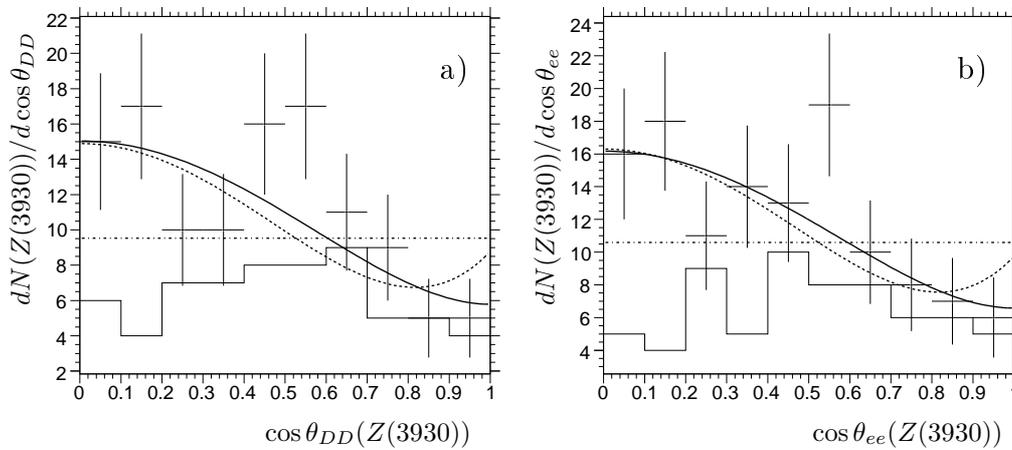


Abbildung 14.4: Aufgetragen ist die Anzahl der effizienzkorrigierten Einträge in der $Z(3930)$ -Signalregion gegen den Zerfallswinkel $\cos\theta_{DD}$ (a) bzw. $\cos\theta_{ee}$ (b). Das weiße Histogramm gibt eine aus den $Z(3930)$ -Seitenbandregionen ermittelte Abschätzung für die Winkelverteilung der Untergrundereignisse in der Signalregion an. Angepasst an die Verteilungen wurden die folgenden drei Modelle: Gl. 14.8 (gepunktete Linie), $\sin^4\theta$ (durchgezogene Linie), eine Konstante (strichpunktiert). Zu allen Funktionen wurde eine Konstante zur Berücksichtigung der Untergrundeinträge hinzugefügt.

J^P	$dN/d \cos\theta \propto$	$\chi^2/NDF (\theta_{DD})$	$\chi^2/NDF (\theta_{ee})$
2 (Helizität 0, 2)	$45/14 \cos^4\theta + 30/7 \cos^2\theta + 25/14$	1,37	0,90
2 (Helizität 2)	$\sin^4\theta$	0,97	0,63
0	1	2,18	1,79

Tabelle 14.3: Verteilungsfunktionen für verschiedenen Spin- und Helizitätswerte des $Z(3930)$. Die letzten beiden Spalten geben die Güte der Anpassung an die $\cos\theta$ -Verteilung in den Daten für den jeweiligen betrachteten Zerfallswinkel an.

14.4 Wirkungsquerschnitt und 2-Photon-Breite

Die gesamte Anzahl der rekonstruierten $Z(3930)$ -Teilchen ergibt sich gemäß der folgenden Formel:

$$N_{ges} = \int \mathcal{L} dt \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) \epsilon_B, \quad (14.10)$$

wobei $\int \mathcal{L} dt$ die integrierte Luminosität bezeichnet. Die Größe ϵ_B ist die gemittelte Rekonstruktionseffizienz in der Signalregion, welche die Effizienzen der einzelnen Zerfallskanäle und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse der D -Mesonen berücksichtigt. Mit $N_{ges}/\epsilon_B = 209677 \pm 41475$ und $\int \mathcal{L} dt = 384,04 \text{ fb}^{-1}$ ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt ein Wert von

$$\frac{N_{ges}}{\epsilon_B \int \mathcal{L} dt} = \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 546 \pm 108 \text{ fb}. \quad (14.11)$$

Unter Verwendung aller bekannten und der in dieser Analyse gemessenen Größen soll nun das Produkt $\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ bestimmt werden. $\Gamma_{\gamma\gamma}$ ist die 2-Photon-Breite des $Z(3930)$, und $BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ bezeichnet das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in zwei D -Mesonen.

Zunächst wird mit Hilfe des Generators für 2-Photon-Ereignisse, *GamGam* [Ko07], der zu erwartende Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ in Abhängigkeit von $\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ berechnet. Der Zusammenhang zwischen den Größen ist wie folgt:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = LF\sigma(\gamma\gamma \rightarrow Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) \quad (14.12)$$

Der Term L gibt den 2-Photon-Flussfaktor an, während F einen mit dem 2-Photon-Fluss zusammenhängenden Formfaktor bezeichnet. Weiterhin gilt

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow Z(3930)) = \int 4\pi(2J+1)(\hbar c)^2 10^{-6} m_Z^3 \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{\sqrt{X}m} \frac{\Gamma_{tot}}{(m^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_{tot}^2} dm^2 \quad (14.13)$$

mit der Resonanzmasse m_Z in GeV/c^2 und der Resonanzbreite Γ_{tot} . Für weitere Informationen zu dieser und den zuvor genannten Gleichungen sei auf [Bo73, Bu75, Po86, Ko07] verwiesen.

Die Resultate sind hierbei nicht vom verwendeten Zerfallskanal abhängig, da die Verzweigungsverhältnisse bei einem komplett vorgegebenen Zerfallsbaum den Wert Eins erhalten. Unterschiede ergeben sich durch den Spin J der Resonanz, der mit einem Faktor $(2J+1)$ in die Formel des Wirkungsquerschnitts eingeht. Somit lässt sich aus der Betrachtung des experimentellen Wirkungsquerschnitts nicht nur der Wert von $\Gamma_{\gamma\gamma}(m_Z)BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ ermitteln, sondern auch eine Aussage über den möglichen Spin der Resonanz treffen. Die Resultate für $J=0$ und $J=2$ sind in Abb. 14.5 dargestellt. Die beiden Verteilungen wurden jeweils durch eine Gerade parametrisiert, deren Koeffizienten in Tab. 14.4 verzeichnet sind.

Aus der Zerfallswinkelanalyse in Kap. 14.3 ging der wahrscheinlichste Wert von $J=2$ für den Spin des $Z(3930)$ hervor. Zusammen mit dem experimentellen Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt und den Berechnungen aus dem Generator folgt

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 0,18 \pm 0,03 \text{ keV}. \quad (14.14)$$

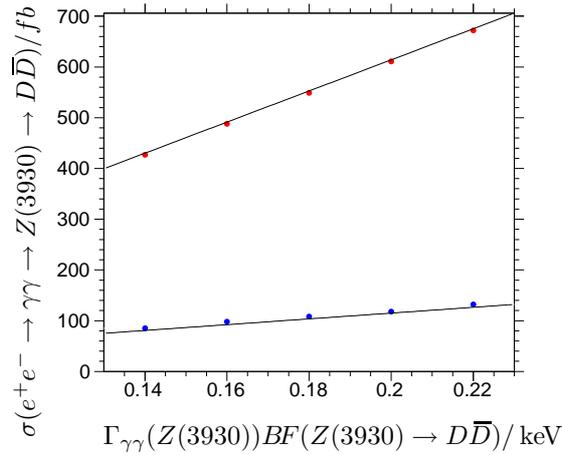


Abbildung 14.5: Unter Verwendung des 2-Photon-Generators *GamGam* berechnete Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ vom Produkt aus der 2-Photon-Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))$ und dem Verzweigungsverhältnis $BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$. Die obere Gerade ergibt sich für eine Resonanz mit der Masse und Breite des $Z(3930)$ und Spin 2, die untere für eine entsprechende Resonanz mit Spin 0.

Parameter	$J = 0$	$J = 2$
p_0	$5,6 \pm 0,6$	$-2,3 \pm 0,6$
p_1	570 ± 3	3065 ± 3

Tabelle 14.4: Koeffizienten der Geraden zur Parametrisierung der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ von $\Gamma_{\gamma\gamma}BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$.

wobei sich der Fehler aus dem statistischen Fehler der Anzahl der Signaleinträge ergibt. Das oben aufgelistete Ergebnis für $J = 2$ ist konsistent mit dem von Belle ermittelten Wert von $\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 0,18 \pm 0,05 \pm 0,03 \text{ keV}$. Damit unterstützt das Resultat ebenfalls die Annahme eines Spins von $J = 2$ für das $Z(3930)$; bei einem Spin von 0 für das $Z(3930)$ ergäbe sich mit $\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 0,95 \pm 0,18 \text{ keV}$ ein Ergebnis mit keinerlei Übereinstimmung zu den experimentellen Befunden.

Für die systematischen Unsicherheiten wurden an dieser Stelle die Änderung in der Zahl der Signaleinträge durch unterschiedliche Untergrundparametrisierungen (Abweichung um $\pm 0,01 \text{ keV}$) und der Einfluss der Unsicherheiten der Verzweigungsverhältnisse (Abweichung um $\pm 0,01 \text{ keV}$) studiert. Die Einzelfehler werden quadratisch addiert, so dass sich als vorläufiges Endergebnis ergibt:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 0,18 \pm 0,03 \pm 0,01 \text{ keV} \quad (14.15)$$

Kapitel 15

2-Photon-Analyse: Zusammenfassung

Im zweiten Teil der Arbeit wurde nach Resonanzen in der 2-Photon-Produktion von $D^0\bar{D}^0$ und D^+D^- gesucht. Die Analyse verwendet Messdaten, die von von 1999 bis 2006 mit dem *BABAR*-Detektor aufgenommen wurden.

Die D -Mesonen wurden anhand der Zerfälle mit den höchsten Verzweigungsverhältnissen rekonstruiert, wobei fünf verschiedene $D\bar{D}$ -Kombinationen aus den Endzuständen $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$, $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und $K^-\pi^+\pi^+$ gebildet wurden.

Im $D\bar{D}$ Massenspektrum ist eine deutliche Signalstruktur oberhalb der $D\bar{D}$ -Schwelle zu sehen, deren experimentell bestimmte Parameter in Übereinstimmung mit dem von Belle beobachteten $Z(3930)$ stehen. Alle hier gemessenen Parameter sind zudem konsistent mit den Vorhersagen für den 2^3P_2 -Charmonium-Zustand χ'_{c2} , womit die Belle- und die hier vorgestellte *BABAR*-Analyse die ersten Untersuchungen dieses bislang nicht beobachteten Zustands darstellen.

Für die Masse der beobachteten Resonanz wurde folgender Wert ermittelt:

$$m(Z(3930)) = 3927 \pm 3 (stat.) \pm 1 (syst.) \text{ MeV}/c^2$$

Das Ergebnis für die Zerfallsbreite lautet:

$$\Gamma(Z(3930)) = 31 \pm 6 (stat.) \pm 2 (syst.) \text{ MeV}/c^2$$

Die Untersuchung der Zerfallswinkelverteilung ergibt für die Spin-Parität als wahrscheinlichsten Wert $J^{PC} = 2^{++}$.

Weiter wurde das Produkt aus der 2-Photon-Breite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ des $Z(3930)$ und dem Verzweigungsverhältnis $BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$ gemessen:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(Z(3930))BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D}) = 0,18 \pm 0,03 (stat.) \pm 0,01 (syst.) \text{ keV}$$

Teil IV
Anhang

Anhang A

Mathematische Grundlagen

A.1 Kinematische Anpassung

Sei $\vec{\eta} = (\eta_1 \dots \eta_n)$ ein n -dimensionaler Vektor der messbaren Größen [Br99, Au01]. Die tatsächlich gemessenen Werte $\vec{y} = y_1 \dots y_n$, wie z.B. die Spurparameter, weichen aufgrund der Messungenauigkeit $\vec{\delta} = (\delta_1 \dots \delta_n)$ von den $\vec{\eta}$ -Werten ab, wobei eine Normalverteilung für die Messfehler angenommen wird. Der Vektor \vec{x} bestehe aus r unbekanntem Größen, die bei der Anpassung zu bestimmen sind. Es gelten die Nebenbedingungen

$$f_k(\vec{x}, \vec{\eta}) = f_k(\vec{x}, \vec{y} + \vec{\delta}) = 0, \quad k = 1 \dots m \quad (\text{A.1})$$

Lassen sich die Funktionen f_k an der Stelle $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$ linearisieren,

$$\vec{f}(\vec{x}, \vec{\eta}) = \vec{f}(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \left(\frac{\partial \vec{f}}{\partial (\vec{x}, \vec{\eta})} \right) (\vec{x} - \vec{x}_0, \vec{\eta} - \vec{\eta}_0) \quad (\text{A.2})$$

ergibt sich als Ansatz für die zu minimierende Größe

$$\chi^2 = \vec{\delta}^T \tilde{W} \vec{\delta} + 2\vec{\mu}^T \left(\tilde{A} \vec{\xi} + \tilde{B} \vec{\delta} + \vec{f}_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \right) \quad (\text{A.3})$$

wobei $\vec{\mu}$ den Vektor der Lagrange-Multiplikatoren bezeichnet und es gilt $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}_0$ sowie $\vec{\delta} = \vec{\eta} - \vec{\eta}_0$. Weiterhin ist \tilde{W} die Kovarianz-Matrix der Messwerte \vec{y} und die Matrizen \tilde{A} und \tilde{B} enthalten die Ableitungen der Nebenbedingungen nach den Größen \vec{x} und $\vec{\eta}$ am Ort $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$:

$$a_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial x_l} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \tilde{A} = \begin{pmatrix} a_{11} & \dots & a_{1r} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \dots & a_{mr} \end{pmatrix}$$

$$b_{kl} = \left(\frac{\partial f_k}{\partial \eta_l} \right)_{\vec{x}_0, \vec{\eta}_0}, \quad \tilde{B} = \begin{pmatrix} b_{11} & \dots & b_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{m1} & \dots & b_{mn} \end{pmatrix}$$

Aus der Minimumsbedingung für χ^2 lassen sich $\vec{\xi}$ und $\vec{\delta}$ bestimmen

$$\vec{\xi} = - \left(\tilde{A}^T \tilde{G}_B \tilde{A} \right)^{-1} \tilde{A}^T \tilde{G}_B \vec{f}_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{\delta} = -\tilde{W}_y^{-1} \tilde{B}^T \tilde{G}_B \left(\vec{f}_k(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0) + \tilde{A} \vec{\xi} \right) \quad (\text{A.5})$$

mit der Matrix

$$\tilde{G}_B = \left(\tilde{B} \tilde{W}_y^{-1} \tilde{B}^T \right)^{-1} \quad (\text{A.6})$$

Das Minimum kann dann als

$$\chi_{min}^2 = \vec{\delta}^T \left(\tilde{B}^T \tilde{G}_B \tilde{B} \right) \vec{\delta} \quad (\text{A.7})$$

Sind die Gleichungen A.1 bereits linear, geben $\vec{\delta}$ und $\vec{\xi}$ die Lösung an. Ansonsten wird die Lösung in einem iterativen Prozess angenähert, wobei die Werte $(\vec{x}_0, \vec{\eta}_0)$ durch die neu bestimmten Werte $(\vec{x}, \vec{\eta})$ ersetzt werden. Die Iteration wird beendet, wenn ein vorgegebenes Konvergenzkriterium erreicht wird.

In *Beta* werden die kinematischen Anpassungen nach der oben beschriebenen Methode mit dem Modul *GeoKin* durchgeführt. Erfolgt die Anpassung z.B. unter der Forderung eines gemeinsamen Vertex für die Einzelkandidaten eines Zerfallsbaums, ergeben sich für jeden Kandidaten die folgenden Nebenbedingungen

$$f_{1,i} = \frac{1}{p_{T,i}} [\Delta y_i p_{x,i} - \Delta x_i p_{y,i}] - \frac{a_i B q_i}{2 p_{T,i}} [(\Delta y_i)^2 + (\Delta x_i)^2] = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$f_{2,i} = \Delta z_i - \frac{p_{z,i}}{a_i} \arcsin \left(\frac{a_i}{p_{T,i}^2} [\Delta x_i p_{x,i} + \Delta y_i p_{y,i}] \right) = 0 \quad (\text{A.9})$$

wobei q_i die Ladung, $p_{T,i} = \sqrt{p_{x,i}^2 + p_{y,i}^2}$ den Transversal- und $p_{z,i}$ die z-Komponente des Impulses des i -ten Kandidaten bezeichnet. Die Größe a ist eine Konstante und B gibt das Magnetfeld an. Es gilt $\Delta x_i = x - x_i$ usw., wobei (x, y, z) die zu bestimmenden Koordinaten des Zerfallsvertex sind.

Mittels des so bestimmten Wertes für χ_{min}^2 wird das Konfidenzniveau der Anpassung über die Gleichung

$$CL = \int_{\chi_{min}^2}^{\infty} \frac{x^{l/2-1} e^{-x/2}}{2^{l/2} \Gamma(l/2)} dx \quad (\text{A.10})$$

berechnet, wobei $l = m - r$ die Anzahl der Freiheitsgrade angibt. Das Konfidenzniveau nimmt Werte im Intervall $[0,1]$ an und dient als Gütekriterium für die Qualität der Anpassung.

A.2 χ^2 -Methode

Um eine Verteilungsfunktion mit freien Parametern an ein Datenspektrum anzupassen, bedient man sich verschiedener Methoden. Das Ziel sowohl bei der χ^2 -Methode, wie auch bei der im nächsten Abschnitt beschriebenen Maximum-Likelihood-Methode, ist es, die freien Parameter so zu bestimmen, dass die Funktion möglichst genau mit den Daten übereinstimmt. Die Grösse χ^2 berechnet sich für einen Datensatz mit N

Elementen aus den Differenzen zwischen einem Datenwert y_i und dem entsprechenden Wert der Funktion $y_{f,i}$ an diesem Ort, gewichtet mit dem jeweiligen Fehler des Datenpunktes.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_{f,i} - y_i}{\Delta y_i} \right)^2 \quad (\text{A.11})$$

Die bestmögliche Anpassung ist erreicht, wenn der Wert von χ^2 minimal wird. Die Güte der Anpassung erhält man aus der Berechnung von χ^2/N_{dof} . Die Grösse $N_{dof} = N - r$ gibt die Zahl der Freiheitsgrade an, wobei r die Anzahl der Funktionsparameter bezeichnet. Im Falle von $\chi^2/N_{dof} \leq 1$ wird die Anpassung als akzeptabel eingestuft.

A.3 Maximum-Likelihood-Methode

Neben der χ^2 -Methode wird bei der Anpassung einer Funktion an ein Datenspektrum auch die *Maximum-Likelihood*-Methode [Br99] verwendet, die hier kurz erläutert werden soll.

Als Grundlage wird die Messung einer Zufallsgrösse x betrachtet. Man geht von der Annahme aus, dass die Verteilung von N unabhängig voneinander gemessenen Werten $\mathbf{x} = x_1, \dots, x_N$ dieser Grösse durch eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f(\mathbf{x}; \lambda)$ gegeben ist. Hierbei beschreibt $\lambda = (\lambda_1, \dots, \lambda_p)$ einen Satz von p zunächst unbekanntem Parametern dieser Funktion, die bei der Anpassung der Funktion an die Messdaten ermittelt werden.

Die Wahrscheinlichkeit, einen Messwert x_i in einem kleinen Intervall $[x_i, x_i + dx_i]$ der Funktion zu finden, berechnet sich durch $dP_i = f(x_i; \lambda) dx_i$. Die Gesamtwahrscheinlichkeit, dass alle beobachteten Ergebnisse $x_1 \dots x_N$ gemäss $f(\mathbf{x}; \lambda)$ verteilt sind, beträgt

$$P = \prod_{i=1}^N f(x_i; \lambda) dx_i. \quad (\text{A.12})$$

Je besser die Verteilung der Messwerte durch die Funktion $f(\mathbf{x}; \lambda)$ parametrisiert wird, umso höhere Werte nimmt P an. Diese Überlegung gilt auch für die sogenannte *Likelihood-Funktion*

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N f(x_i; \lambda). \quad (\text{A.13})$$

Prinzipiell sind die Parameter λ nun so zu bestimmen, dass die Likelihood-Funktion maximal wird. Da das Produkt sehr kleine Werte annehmen kann und zur Vereinfachung der Bestimmung der Ableitung wird der negative natürliche Logarithmus der Likelihood-Funktion gebildet, so das Minimum für folgenden Ausdruck

$$-\ln \mathcal{L} = - \sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \lambda). \quad (\text{A.14})$$

zu finden ist.

Allgemein wird die Funktion $f(\mathbf{x}; \lambda)$ auf die Werte im für die Anpassung genutzten Intervall der Messgrösse normiert. Soll zusätzlich die bei der Anpassung einer Funktion $f(\mathbf{x}; \lambda)$ erwartete Anzahl der Ereignisse N_e ermittelt werden, muss die

Likelihood-Funktion um die Poisson-Wahrscheinlichkeit erweitert werden, dass N_e Ereignisse aus N Ereignissen beobachtet werden.

$$-\ln\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \lambda) - \ln \left(e^{-N_e} \left(\frac{N_e^N}{N!} \right) \right). \quad (\text{A.15})$$

Der konstante Faktor $N!$ kann vernachlässigt werden, so dass das Minimum der folgenden *Extended Likelihood-Funktion* zu bestimmen ist. Die Anzahl N_e ist jetzt ein weiterer, bei der Anpassung zu berücksichtigender Parameter.

$$-\ln\mathcal{L} = -\sum_{i=1}^N \ln f(x_i; \lambda) + N_e - N \ln N_e. \quad (\text{A.16})$$

A.4 Multigauss-Verteilung

Zur Parametrisierung der Detektoraufösung wurde die folgende Verteilungsfunktion verwendet. Es handelt sich im Prinzip um eine Aufsummierung von Gaussverteilungen mit identischen Mittelwert und einer Breite, die im Intervall von σ_0 bis $r\sigma_0$ liegt.

$$R(m) = \int_{\sigma_0}^{r\sigma_0} \frac{1}{r\sigma^2} e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} d\sigma \quad (\text{A.17})$$

Dieses Integral kann analytisch gelöst werden [Bt04, Wo07]:

$$R(m) = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2}(m-m_0)r} \left[-\operatorname{erf} \left(\frac{(m-m_0)}{\sqrt{2}\sigma_0} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{(m-m_0)}{\sqrt{2}r\sigma_0} \right) \right], \quad (\text{A.18})$$

wobei $\operatorname{erf}(\dots)$ die Fehlerfunktion

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (\text{A.19})$$

bezeichnet [Bt04]. Nahe dem Schwerpunkt der Verteilung, in einem Bereich von $\pm 10^{-8}$ um m_0 , kann die Funktion durch folgenden Ausdruck vereinfacht werden:

$$R(m) = \frac{-1}{\sigma_0 r^2} + \frac{1}{\sigma_0 r}. \quad (\text{A.20})$$

A.5 Relativistische spin-abhängige Breit-Wigner-Linienform

Die intrinsische Linienform einer Resonanz wird durch eine relativistische Breit-Wigner-Kurve beschrieben. Für eine Resonanz mit Spin J , die in zwei Teilchen A und B zerfällt, sei die Massenverteilung m mit Schwerpunkt m_r und intrinsischer Breite Γ betrachtet. Das Quadrieren der folgenden Funktion [Pi67]

$$BW(m) = \frac{F_r}{m_r^2 - m^2 - i\Gamma_{AB}m_r} \quad (\text{A.21})$$

führt zu einer Breit-Wigner-Linienform:

$$|BW(m)|^2 = \frac{F_r^2}{(m_r^2 - m^2)^2 + \Gamma_{AB}^2 m_r^2} \quad (\text{A.22})$$

Hierbei bezeichnet F_r die Blatt-Weisskopf-Faktoren, die für die verschiedenen Werte des Resonanzspins folgende Form haben [Hi72]:

$$\begin{aligned} F_r(J=0) &= 1 \\ F_r(J=1) &= \frac{\sqrt{1 + (Rp_r)^2}}{\sqrt{1 + (Rp)^2}} \\ F_r(J=2) &= \frac{\sqrt{9 + 3(Rp_r)^2 + (Rp_r)^4}}{\sqrt{9 + 3(Rp)^2 + (Rp)^4}} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Der Parameter R wird im Allgemeinen als $1,5 \text{ GeV}^{-1}$ angenommen. Die Variable p_r bezeichnet den Impuls eines Tochterteilchens der Resonanz in dem Schwerpunktsystem, das durch den aktuellen Mittelwert der Breit-Wigner-Verteilung m_r , der sich aus der Anpassung der Funktion an die Massenverteilung ergibt, definiert ist. Die Variable p bezeichnet den Impuls eines der Tochterteilchen in dem Schwerpunktsystem des gerade betrachteten Resonanzkandidaten mit der Masse m . Diese Größen berechnen sich durch

$$p_r = \frac{\sqrt{m_r^4 + m_A^4 + m_B^4 - 2m_r^2 m_A^2 - 2m_r^2 m_B^2 - 2m_A^2 m_B^2}}{2m_r} \quad (\text{A.24})$$

$$p = \frac{\sqrt{m^4 + m_A^4 + m_B^4 - 2m^2 m_A^2 - 2m^2 m_B^2 - 2m_A^2 m_B^2}}{2m} \quad (\text{A.25})$$

Die modifizierte Breite Γ_{AB} enthält die intrinsische Breite der Resonanz Γ_r

$$\Gamma_{AB} = \Gamma_r \left(\frac{p}{p_r} \right)^{2J+1} \left(\frac{m_r}{m} \right) F_r^2. \quad (\text{A.26})$$

A.6 Faltung

Das Integral (Gl. 6.1), das die Faltung aus der Signalfunktion $S(m)$ (A.22) und der Auflösungsfunktion $R(m)$ (A.17) beschreibt, kann nicht analytisch berechnet werden. Stattdessen wird die Gesamtfunktion durch eine Summation numerisch bestimmt. Es sei hier zur Verdeutlichung des Prinzips der wesentliche Teil des Programmcodes, wie er in RooFit für die Anpassung verwendet wird, dargestellt:

```
double xmin = m + imin;
double xmax = m + imax;
double step = (xmax-xmin)/n;
double fBW = 0.;
for(int i=0; i<n; i++)
{
    double x = xmin+i*step;
    double y1 = S(x, m0, g) * R(m, x, a3, a4);
```

```

x = xmin+(i+1)*step;
double y2 = S(x, m0, g) * R(m, x, a3, a4);

fBW = fBW + 0.5*(y2+y1)*step;
}
return fBW;

```

Das Integral berechnet sich für jedem Datenpunkt m durch die Berechnung der Funktionswerte y von Multigaussfunktionen am Ort m mit jeweiligen Mittelwert x und einer durch die Breit-Wigner-Form gegebenen Amplitude $S(x)$. Die Interpolation des Bereiches zwischen zwei Punkten mit den Werten y_1, y_2 erfolgt mit Hilfe der Trapezmethode.

Bei der Anpassung an das Massenspektrum in der $D_{s_1}^+$ -Analyse z.B. wird um jeden Massenpunkt ein Bereich von $xmin = m - 0,006 \text{ GeV}/c^2$ bis $xmax = m + 0,006 \text{ GeV}/c^2$, aufgeteilt in $n = 200$ Schritte, berücksichtigt. Die Variablen m_0 und g sind der zu bestimmende Schwerpunkt und die Breite der Breit-Wigner-Funktion, während a_3 und a_4 die Parameter der Auflösungsfunktion sind, die auf die zuvor ermittelten Werte fixiert wurden.

A.7 Kombination von Messwerten und Fehlern

A.7.1 BLUE-Methode

Mit der *Best Linear Unbiased Estimate (BLUE)*-Methode [Ly88] lassen sich die Resultate sowie die statistischen und systematischen Unsicherheiten mehrerer Messungen zu einem Gesamtergebnis mit einem einzigen Gesamtfehler kombinieren. Es wird ein zu minimierendes χ^2 in der Form

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j (y_c - y_i)(y_c - y_j)(\tilde{E}^{-1})_{ij} \quad (\text{A.27})$$

definiert. Im Falle der $D_{s_1}^+$ -Analyse ist die Variable y_c z.B. die gesuchte kombinierte Massendifferenz, während y_1 and y_2 die beiden Ergebnisse der Massendifferenz für $K4\pi$ und $K6\pi$ beinhalten und \tilde{E} die Kovarianzmatrix der beiden Messungen angibt. Die systematischen Unsicherheiten werden in unkorrelierte Fehler (die auch den statistischen Fehler beinhalten) $\sigma_{i,unkor}$ und korrelierte Fehler $\sigma_{i,kor}$ unterteilt. Es gilt $\sigma_i^2 = \sigma_{i,unkor}^2 + \sigma_{i,kor}^2$, woraus man z.B. für zwei zu kombinierende Messwerte die folgende Kovarianzmatrix erhält:

$$\tilde{E} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \sigma_{1,kor}\sigma_{2,kor} \\ \sigma_{1,kor}\sigma_{2,kor} & \sigma_2^2 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.28})$$

A.7.2 Erweitertes χ^2

Die folgende Methode [Wi03] zur Kombination von Einzelmessungen liefert im Gegensatz zur BLUE-Methode separate Werte für den statischen und den systematischen Gesamtfehler.

Es liegen mehrere Messungen einer Größe y_i mit statistischen Fehlern σ_i vor. Die

systematischen Fehler stammen aus j einzelnen, unkorrelierten Messungen, wobei jede Messung eine gaussförmig verteilte Unsicherheit mit Breite s_{ij} beiträgt. Für eine Einzelmessung ist der kombinierte Fehler von der Form

$$\Delta y_i = \sqrt{\sigma_i^2 + \sum_j s_{ij}^2}. \quad (\text{A.29})$$

Die systematischen Abweichungen der j -ten Messung werden mit δ_j bezeichnet. Sie sind definiert durch

$$y'_i = y_i + \sum_j s_{ij} \delta_j, \quad (\text{A.30})$$

Die Werte von δ_j sind allerdings nicht bekannt, anderenfalls wäre es möglich, die Messwerte in der oben beschriebenen Form direkt zu korrigieren.

Da die systematische Unsicherheit für eine Messung auf der Unsicherheit von δ_j beruht, wird dies auch für die Unsicherheit der kombinierten Messwerte gelten. Der wahrscheinlichste Wert \tilde{y} für die kombinierten Messwerte y_i kann durch die Minimierung des folgenden χ^2 bestimmt werden:

$$\chi^2(\tilde{y}, \delta_j) = \sum_i \frac{\tilde{y} - y_i - \sum_j s_{ij} \delta_j}{\sigma_i^2} + \sum_j \delta_j^2. \quad (\text{A.31})$$

Als Folge der Minimierung der χ^2 -Funktion können aus den kombinierten Werten von y_i Rückschlüsse auf δ_j gezogen werden. Eine verbleibende Unsicherheit für δ_j geht in den Fehler von \tilde{y} über. Der statistische Fehler von \tilde{y} ergibt sich aus der Berechnung der Unsicherheit der Anpassung, wobei die Werte von δ_j auf das Resultat aus der Anpassung fixiert werden. Die systematischen Unsicherheiten von \tilde{y} berechnen sich, indem der statistische Fehler quadratisch von der Gesamtunsicherheit subtrahiert wird.

Anhang B

Helizitätsformalismus

B.1 Grundlagen

In diesem Abschnitt sollen die in Kap. 7.2 und 14.3 verwendeten Verteilungen für die Zerfallswinkel der Resonanzen allgemein unter Verwendung des Helizitätsformalismus hergeleitet werden. Weitergehende Informationen finden sich hierzu in [Ch71, Am83, Ku96].

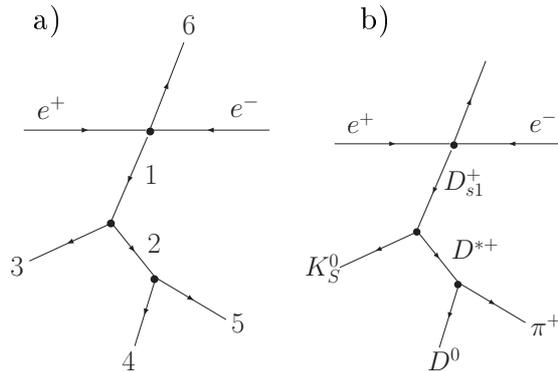


Abbildung B.1: a) Allgemeine schematische Darstellung des hier betrachteten Zerfallsprozesses. Die Zahlen beziehen sich auf die im Text genannten Teilchen. b) Zerfall des D_{s1}^+ .

Es sei ein Zerfallsbaum der Art $e^+e^- \rightarrow 16, 1 \rightarrow 23, 2 \rightarrow 45$ betrachtet (Abb. B.1), wobei die Zahlen für Resonanzen (1,6) und quasistabile Teilchen (2,3,4,5) stehen. Die gesamte Winkelverteilung berechnet sich nach dieser Formel:

$$I(\theta, \theta') = \frac{2s_1 + 1}{2\Gamma_1} \frac{2s_2 + 1}{2\Gamma_2} \sum_{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5} \rho |d_{\lambda_1 \lambda_2 - \lambda_3}^{s_1}(\theta)|^2 |d_{\lambda_2 \lambda_4 - \lambda_5}^{s_2}(\theta')|^2 |A_{\lambda_2 \lambda_3}^{s_1}|^2 |B_{\lambda_4 \lambda_5}^{s_2}|^2 \quad (\text{B.1})$$

Die Partialbreiten der Teilchen 1 und 2 werden durch Γ_1 und Γ_2 dargestellt, während ρ die Spindichtematrix der Resonanz 1 ist. θ bezeichnet den Winkel zwischen dem Impulsvektor von Teilchen 2 im Ruhesystem von Teilchen 1 und der Richtung von Teilchen 1 im Laborsystem. Bei θ' handelt es sich um den Winkel zwischen dem Impulsvektor von Teilchen 4 im Ruhesystem von Teilchen 2 und der Richtung von

Teilchen 2 im Laborsystem. Die Helizitätsamplituden sind $A_{\lambda_2\lambda_3}^{s_1}$ für den Zerfall $1 \rightarrow 23$ und $B_{\lambda_4\lambda_5}^{s_2}$ für den Zerfall $2 \rightarrow 45$ und hängen über

$$A_{\lambda_2\lambda_3}^{s_1} = \sum_{Ls} \sqrt{\frac{2L+1}{2s_1+1}} \langle s_1\lambda_1 | Ls0\lambda_1 \rangle \langle s\lambda_1 | s_2s_3\lambda_2\lambda_3 \rangle M_{Ls} \quad (\text{B.2})$$

$$M_{Ls} = \sqrt{\frac{2s_1+1}{2L+1}} \sum_{\lambda_2\lambda_3} \langle s_1\lambda_1 | Ls0\lambda_1 \rangle \langle s\lambda_1 | s_2s_3\lambda_2\lambda_3 \rangle A_{\lambda_2\lambda_3}^{s_1} \quad (\text{B.3})$$

mit den Partialwellenamplituden M_{Ls} zusammen. Im nächsten Abschnitt wird nur die Winkelverteilung für die Größe θ' betrachtet, die sich wie folgt berechnet:

$$I(\theta') = \frac{2s_2+1}{2\Gamma_1\Gamma_2} \sum_{\lambda_2\lambda_3\lambda_4\lambda_5} |d_{\lambda_2\lambda_4-\lambda_5}^{s_2}(\theta')|^2 |A_{\lambda_2\lambda_3}^{s_1}|^2 |B_{\lambda_4\lambda_5}^{s_2}|^2 \quad (\text{B.4})$$

Im Falle der Paritätserhaltung gilt unter Verwendung der Paritäten der Resonanzen η_i :

$$A_{-\lambda_2-\lambda_3} = \eta_1\eta_2\eta_3(-1)^{s_2+s_3-s_1} A_{\lambda_2\lambda_3}. \quad (\text{B.5})$$

B.2 Winkelverteilung für die $D_{s_1}^+$ -Analyse

Im Falle des $D_{s_1}^+$ wurde, da dessen Entstehungsprozess nicht bekannt ist, der Zerfallswinkel des D^{*+} untersucht (Kapitel 7.2). Aus dessen Verteilung lässt sich dann auf den Spin des $D_{s_1}^+$ schließen. Relevant sind also der Zerfall $D_{s_1}^+ \rightarrow D^{*+}K_s^0$ ($J^P \rightarrow 1^-0^-$) und der Folgezerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ($1^- \rightarrow 0^-0^-$). Der Zerfall des K_s^0 ist hierbei nicht relevant. Die folgenden möglichen Werte für den Gesamtspin J sind dabei zu berücksichtigen, wobei starke Zerfälle mit Erhaltung der Parität für das $D_{s_1}^+$ und das D^{*+} angenommen werden.

$D_{s_1}^+$ -Gesamtspin $J^P = 0^-$ Im ersten Teil des Zerfallsbaums gilt dann für die Spin-Paritäten $0^- \rightarrow 1^-0^-$, woraus $L = 1$ folgt. Die Helizität des K_s^0 ist $\lambda_3 = 0$, während die Helizität des D^{*+} die Werte $\lambda_2 = 0, \pm 1$ annehmen kann. Aufgrund der Drehimpulserhaltung ist allerdings nur der Helizitätswert Null möglich. Die Winkelverteilung für das D^{*+} nimmt dann die folgende Form an

$$I(\theta') = \frac{1}{\Gamma_1\Gamma_2} \frac{3}{2} |d_{00}^1|^2 |A_{00}^0|^2 |B_{00}^1|^2, \quad (\text{B.6})$$

wobei nur die Partialwellenamplitude M_{11} beiträgt. Nach dem Einsetzen der entsprechenden d -Funktion [Pd06] folgt

$$I(\theta') \propto \cos^2 \theta'. \quad (\text{B.7})$$

$D_{s_1}^+$ -Gesamtspin $J^P = 1^-$ In diesem Fall gilt für den $D_{s_1}^+$ -Zerfall $1^- \rightarrow 1^-0^-$, woraus ein Bahndrehimpuls von $L = 1$ folgt. Nun sind die Werte $+1, -1$ und 0 für die D^{*+} -Helizität erlaubt.

$$I(\theta') = \frac{1}{\Gamma_1\Gamma_2} \frac{3}{2} \left[|d_{10}^1|^2 |A_{10}^1|^2 |B_{00}^1|^2 + |d_{00}^1|^2 |A_{00}^1|^2 |B_{00}^1|^2 + |d_{-10}^1|^2 |A_{-10}^1|^2 |B_{00}^1|^2 \right] \quad (\text{B.8})$$

Auch hier trägt nur die Partialwellenamplitude M_{11} bei. Aus der Paritätserhaltung folgt $A_{-10}^1 = -A_{10}^1$, und die Helizitätsamplitude A_{00}^1 berechnet sich nach Gl. B.3 zu Null. Damit ergibt sich die Winkelverteilung

$$I(\theta') \propto \sin^2 \theta'. \quad (\text{B.9})$$

Die Proportionalität zu $\sin^2 \theta'$ gilt für alle natürlichen Spin-Paritäten größer Null ($2^+, 3^-, \dots$ mit $L = J$).

D_{s1}^+ -Gesamtspin $J^P = 1^+$ Der Unterschied zum vorherigen Fall liegt darin, dass ein Bahndrehimpuls von $L = 0$ oder $L = 2$ (S - oder D -Welle) möglich ist. Der Ansatz für $I(\theta')$ ist zunächst identisch zu $J^P = 1^-$. Es gilt $A_{-10}^1 = A_{10}^1$, $A_{00}^1 \neq 0$. Es tragen sowohl M_{01} als auch M_{21} bei. Zur Bestimmung der Helizitätsamplitude müssen nun beide erlaubten Bahndrehimpulse berücksichtigt werden. Es folgt für die Winkelverteilung

$$I(\theta') \propto |A_{10}^1|^2 \sin^2 \theta + |A_{00}^1|^2 \cos^2 \theta \quad (\text{B.10})$$

Bei der Parametrisierung der $\cos \theta$ -Verteilung gehen die beiden unbekanntenen Helizitätsamplituden als freie Parameter in die Anpassung ein. Analoge Überlegungen gelten für die übrigen Werte der nicht-natürlichen Spin-Parität ($2^-, 3^+, \dots$ mit $L = J - 1$ und $L = J + 1$).

B.3 Winkelverteilung für die 2-Photon-Analyse

Die Winkelverteilung für die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow Z \rightarrow D\bar{D}$ wird ebenfalls über den Helizitätsformalismus berechnet, allerdings ist für diese Art der Reaktion eine andere Berechnung nötig [Ch71]. Ein weiterer Unterschied zum oben beschriebenen D_{s1}^+ ist die Kenntnis des gesamten Zerfallsbaums und damit aller Quantenzahlen der beteiligten Teilchen.

Allgemein gilt für eine Reaktion $A + B \rightarrow C + D$ mit den Helizitäten $\lambda_A \dots \lambda_D$ für die Übergangsamplitude

$$M_{fi} = 4\pi \frac{W_0}{\sqrt{\rho_f \rho_i}} \sum_J (2J + 1) \langle \lambda_C \lambda_D | T^J(W_0) | \lambda_A \lambda_B \rangle D_{\lambda\lambda'}^{J*}(\phi_0, \theta_0, 0) \quad (\text{B.11})$$

mit $\lambda = \lambda_A - \lambda_B$ und $\lambda' = \lambda_C - \lambda_D$. ρ bezeichnet die Spindichtematrix des Anfangs- bzw. Endsystems. Die Helizitätsamplitude $\langle \lambda_C \lambda_D | T^J(W_0) | \lambda_A \lambda_B \rangle$ sei im Folgenden als A_{ABCD}^J abgekürzt.

Für die Winkelverteilung allgemein folgt daraus

$$I(\Omega) = \frac{\rho_f}{\rho_i} \frac{1}{(8\pi W_0)^2} (m_{fi} m_{fi}^*). \quad (\text{B.12})$$

Es ist nun über die Helizitäten der Eingangsteilchen zu mitteln ($\sum_{\lambda_A \lambda_B}$) und über die der Ausgangsteilchen zu summieren ($\sum_{\lambda_C \lambda_D}$):

$$I(\Omega) \propto \sum_{\lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D} \left(\sum_J (2J + 1) A_{ABCD}^J D_{\lambda\lambda'}^{J*} \right) \left(\sum_J (2J + 1) A_{ABCD}^J D_{\lambda\lambda'}^{J*} \right)^*. \quad (\text{B.13})$$

Für den hier betrachteten Fall einer Zwischenresonanz mit Spin J_R wird der obige Ausdruck zu

$$\begin{aligned} I(\Omega) &\propto \sum_{\lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D} (2J_R + 1) A_{ABCD}^{J_R} D_{\lambda\lambda'}^{J_R*} (2J_R + 1) A_{ABCD}^{J_R*} D_{\lambda\lambda'}^J \\ &\propto \sum_{\lambda_A \lambda_B \lambda_C \lambda_D} |A_{ABCD}^{J_R}|^2 |D_{\lambda\lambda'}^{J_R}|^2. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Bei der in der 2-Photon-Analyse betrachteten Reaktion sind aufgrund der speziellen Natur des Photons nur $\lambda_A = \pm 1$ und $\lambda_B = \pm 1$ erlaubt. Für die D^0 -Mesonen gilt $\lambda_C = \lambda_D = 0$; als Wert für die Spin-Parität der Z-Resonanz wird $J_R^P = 2^+$ angenommen. Einsetzen der Werte liefert für $\lambda = \lambda_A - \lambda_B$ und $\lambda' = \lambda_C - \lambda_D = 0$:

$$\begin{aligned} I(\Omega) &\propto \sum_{\lambda_A \lambda_B} |A_{\lambda_A \lambda_B 00}^2|^2 |D_{\lambda 0}^2|^2 \\ &\propto |A_{+1+1}^2|^2 |D_{00}^2|^2 + |A_{-1+1}^2|^2 |D_{-20}^2|^2 \\ &\quad + |A_{+1-1}^2|^2 |D_{20}^2|^2 + |A_{-1-1}^2|^2 |D_{00}^2|^2 \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

Dieses Ergebnis lässt sich weiter vereinfachen [Du06]. Aus Gründen der Paritätserhaltung gilt

$$A_{\lambda_A, \lambda_B}^2 = (-1)^{S_R - S_A - S_B} \eta_R \eta_A \eta_B A_{-\lambda_A, -\lambda_B}^2 = A_{-\lambda_A, -\lambda_B}^2 \quad (\text{B.16})$$

wobei S_R den Spin der Resonanz und S_i den der Photonen bezeichnet. Folglich

$$I(\Omega) = 2 |A_{+1+1}^2 D_{00}^2|^2 + 2 |A_{+1-1}^2 D_{02}^2|^2 \quad (\text{B.17})$$

Aufgrund von Rotationsinvarianz ist die Kopplung der Resonanz an die Photonen nicht von der Gesamthelizität abhängig, sondern nur vom Gesamtspin. Daher unterscheiden sich die Amplituden A_{+1+1}^2 und A_{+1-1}^2 nur durch Clebsch-Gordon-Koeffizienten.

$$\begin{aligned} A_{+1+1}^2 &= \alpha \langle 20 | 111 - 1 \rangle = \alpha \frac{1}{\sqrt{6}} \\ A_{+1-1}^2 &= \alpha \langle 22 | 1111 \rangle = \alpha \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

Der Beitrag der Helizität 0 ist also um einen Faktor $1/\sqrt{6}$ unterdrückt. Die Winkelverteilung ergibt sich damit zu

$$I(\Omega) \propto \frac{1}{6} |D_{00}^2|^2 + |D_{02}^2|^2 \quad (\text{B.19})$$

Einsetzen der d -Funktionen [Pd06], unter der Vereinfachung $\phi = 0$, führt zu

$$\begin{aligned} I(\theta) &\propto \frac{1}{6} \frac{(3 \cos^2 \theta - 1)^2}{4} + \frac{6}{16} \sin^4 \theta \\ &= \frac{1}{12} (9 \cos^4 \theta - 12 \cos^2 \theta + 5) \end{aligned} \quad (\text{B.20})$$

Die Integration von $I(\theta)$ über $\cos \theta$ von 0 bis 1 bestimmt die Proportionalitätskonstante

$$\int_0^1 I(\theta) d \cos \theta = 1 = \frac{c}{12} \left(\frac{9}{5} - 4 + 5 \right) = \frac{7c}{30} \quad (\text{B.21})$$

so dass sich für die Winkelverteilung schliesslich ergibt:

$$I(\theta) = \frac{5}{14} (9 \cos^4 \theta - 12 \cos^2 \theta + 5). \quad (\text{B.22})$$

Beschränkt man sich im Falle der Unterdrückung der Helizität 0 nur auf den Helizitätswert 2, reduziert sich die Winkelverteilung auf die folgende Form:

$$I(\theta) = 5 \sin^4 \theta. \quad (\text{B.23})$$

Wird für die Resonanz ein Spin $J_R = 0$ angenommen, ergibt sich ausgehend vom Ansatz Gl. B.14 eine konstante Winkelverteilung.

Abbildungsverzeichnis

1.1	e^+e^- -Wechselwirkungen bei <i>BABAR</i>	6
2.1	Die PEP-II-Anlage	9
2.2	Der BaBar-Detektor	11
2.3	Der Vertexdetektor	12
2.4	Die Driftkammer	13
2.5	Der Cherenkov-Detektor	14
2.6	Das elektromagnetische Kalorimeter	15
2.7	Das instrumentierte Eisenjoch	16
3.1	Termschema der D_s -Mesonen	20
3.2	D_{s1}^+ -Zerfallsbäume	21
5.1	$\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung nach der Vorselektion in Daten	30
5.2	Bestimmung der D^0, D^{*+} , und K_s^0 -Signalregionen	32
5.3	K_s^0 Zerfallswinkel	33
5.4	K_s^0 Zerfallswinkel für Daten und Monte Carlo	34
5.5	D_{s1}^+ -Masse vs. $D^{*+}K_s^0$ – Masse	35
5.6	$\Delta\mu(D_{s1}^+)$ nach der Selektion (Daten)	35
5.7	$\Delta\mu(D_{s1}^+)$ Spektren nach der Selektion (Monte Carlo)	36
6.1	Halbwertsbreite der Auflösungsfunktion für K_s^0, D^0	40
6.2	Breite der Auflösung in Messdaten und Monte Carlo-Daten	41
6.3	Transversalimpulsverteilung der Endzustandsteilchen ($K4\pi$)	42
6.4	Anzahl der Treffer im Vertexdetektor ($K4\pi$)	43
6.5	Anzahl der Treffer in der Driftkammer ($K4\pi$)	44
6.6	Anzahl der Treffer in der Driftkammer ($K6\pi$)	45
6.7	p^* -Verteilung der D_{s1}^+ -Kandidaten für Daten und Monte Carlo	46
6.8	Bestimmung der Parameter der impulsabhängigen Auflösungsfunktion (Γ_1)	48
6.9	Bestimmung der Parameter der impulsabhängigen Auflösungsfunktion (Γ_2)	49
6.10	Parametrisierung der Korrekturfunktion für Monte Carlo-Daten (Γ_1)	51
6.11	Parametrisierung der Korrekturfunktion für Monte Carlo-Daten (Γ_2)	52
6.12	Verifizierung des impulsabhängigen Auflösungsmodells	55
6.13	Verifizierung des Auflösungsmodells aus den gewichteten Monte Carlo-Daten	56

7.1	Anpassung an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung (Messdaten; impulsabhängiges Auflösungsmodell)	59
7.2	Anpassung an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung (Messdaten; gewichtete Monte Carlo-Daten)	60
7.3	Darstellung des D^{*+} -Zerfallswinkels	61
7.4	Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Zerfallswinkel	62
7.5	D_{s1}^+ Winkelverteilung	64
8.1	Magnetanordnung in der Wechselwirkungszone	68
8.2	ϕ -, θ - und p^* -Abhängigkeit von $\Delta m(D_{s1}^+)$	72
8.3	ϕ -, θ - und p^* -Abhängigkeit von $\Gamma(D_{s1}^+)$	73
8.4	ϕ -Abhängigkeit der Masse von D^0 und K_s^0 (Testdaten)	74
8.5	ϕ -Abhängigkeit in Monte Carlo-Daten	75
10.1	Termschema der Charmonium-Resonanzen	88
10.2	2-Photon-Produktion von Resonanzen	89
11.1	2-Photon-Selektionskriterien	94
11.2	2-Photon-Selektionskriterien	95
12.1	Selektionen für Kanal N4	99
12.2	Signal- und Seitenbandregionen zur Bestimmung des Untergrunds	100
12.3	Selektionen für Kanal N5	102
12.4	Selektionen für Kanal N6	104
12.5	Selektionen für Kanal N7	106
12.6	Selektionen für Kanal C6	109
12.7	Selektionen für Kanal C6 ^{3K}	110
12.8	Kombiniertes $D\bar{D}$ Massenspektrum	111
13.1	Massenabhängige Rekonstruktionseffizienzen	115
13.2	Bestimmung des Parameters r der Auflösungsfunktion	117
13.3	Massenabhängigkeit des Parameters σ_0 der Auflösungsfunktion	118
13.4	Massenabhängigkeit der Halbwertsbreite der Auflösungsfunktion	119
14.1	Anpassung an die $m(D\bar{D})$ -Verteilung (Messdaten)	122
14.2	Zerfallswinkel θ für das $Z(3930)$	124
14.3	Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Zerfallswinkel θ_{DD}	126
14.4	$Z(3930)$ -Winkelverteilung	127
14.5	Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von $\sigma_{\gamma\gamma}(m_Z)BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$	129
B.1	Darstellung der Zerfallsprozesse	139

Tabellenverzeichnis

1.1	Die elementaren Wechselwirkungen	3
1.2	Die fundamentalen Teilchen	3
2.1	PEP-II Parameter	9
2.2	Hadronische e^+e^- -Wirkungsquerschnitte bei 10,58 GeV	9
4.1	Signal-Monte Carlo-Daten	23
4.2	Parameter der generierten Resonanzen	23
6.1	Vergleich der Auflösung zwischen Messdaten und Monte Carlo-Daten anhand des Testdatensatzes	39
6.2	Parameter der Auflösungsfunktion	47
6.3	Parametrisierung von $\sigma_0(p^*)$	47
6.4	Parameter der Monte Carlo-Korrekturfunktion	50
6.5	Monte Carlo-Korrektur: Parameter der Auflösungsfunktion	50
6.6	Testanpassung für die impulsabhängige Auflösung	54
6.7	Testanpassung für die Auflösung aus gewichteten Monte Carlo-Daten	54
7.1	Ergebnisse der Anpassung an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung (Messdaten; impulsabhängiges Auflösungsmodell)	58
7.2	Ergebnisse der Anpassung an die $\Delta\mu(D_{s1}^+)$ -Verteilung (Messdaten; gewichtete Monte Carlo-Daten)	59
7.3	Parametrisierung der winkelabhängigen Rekonstruktionseffizienz	63
7.4	Winkelverteilung	63
7.5	Koeffizienten der Winkelverteilungsfunktion	63
8.1	ϕ -Abhängigkeit der Resonanzmassen	71
8.2	Impuls-, Winkel- und Ladungsabhängige systematische Studien	77
8.3	Systematik $K4\pi$	79
8.4	Systematik $K6\pi$	80
8.5	Systematik Zusammenfassung	81
10.1	Monte-Carlo-Daten für die $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ -Analyse	90
10.2	Parameter der generierten Resonanzen	90
12.1	Zusammenfassung der $D\bar{D}$ Selektionskriterien	112
13.1	Parametrisierung der massenabhängigen Rekonstruktionseffizienz	114
13.2	D -Verzweigungsverhältnisse	114
13.3	Kombinierte D -Verzweigungsverhältnisse	116

13.4	Parameter der Auflösungsfunktion	120
14.1	Systematische Studien für das $Z(3930)$	123
14.2	Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz vom Zerfallswinkel	127
14.3	Winkelverteilung	127
14.4	Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von $\Gamma_{\gamma\gamma}BF(Z(3930) \rightarrow D\bar{D})$	129

Literaturverzeichnis

- [Ab02] Belle Collaboration, K. Abe *et al.*, Measurement of χ_{c2} Production in Two-Photon Collisions, Phys. Lett. B **540**, 32 (2002)
- [Al93] CLEO Collaboration, J.P. Alexander *et al.*, Production and decay of the $D_{s1}(2536)^+$, Phys. Lett. B **303**, 377 (1993)
- [Am83] C. Amsler, J. C. Bizot, Simulations of angular distributions and correlations in the decay of particles with spin, Comput. Phys. Commun. **30**, 21 (1983)
- [Au01] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, The Babar Vertexing, BABAR Analysis Document 102 (2001, unveröffentlicht)
- [Au02] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, The BABAR detector, Nucl. Instr. Meth. A **479**, 1 (2002)
- [Au05] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, A Precision Measurement of the Λ_c^+ Baryon Mass, Phys. Rev. D **72**, 052006 (2005)
- [Au06] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Study of the $D_{s0}^*(2317)^+$ and $D_{s1}(2460)^+$ Mesons in inclusive $c\bar{c}$ production near $\sqrt{s} = 10.6\text{GeV}$, Phys. Rev. D **74**, 032007 (2006)
- [Au06a] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Observation of a New D_s Meson Decaying to DK at a Mass of $2.86\text{ GeV}/c^2$, Phys. Lett. **97**, 222001 (2006)
- [Au07] BABAR Collaboration, B. Aubert *et al.*, Study of Resonances in Exclusive B Decays to $\bar{D}^{(*)}D^{(*)}K$, Phys. Rev. D **72**, 011102 (2007)
- [Ba05] T. Barnes, S. Godfrey, E.S. Swanson, Higher Charmonia, Phys. Rev. D **72**, 054026 (2005)
- [Bb08] BABAR Collaboration Home Page, <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/> (2008)
- [Be07] Belle Collaboration, J. Brodzicka *et al.*, Observation of a new D_{sJ} meson in $B^+ \rightarrow D^0\bar{D}^0K^+$ decays, arXiv,0707.3491 (2007)
- [Bo73] G. Bonneau *et al.*, Inelastic lepton (anti-)lepton scattering and the two-photon exchange approximation, Nucl. Phys. **54**, 573 (1973)
- [Br99] S. Brandt, Datenanalyse, Spektrum Akademischer Verlag (1999)

- [Br07] R. Brun, F. Rademakers, The ROOT System Homepage, <http://root.cern.ch> (2007)
- [Bt04] H. -J. Bartsch, Taschenbuch Mathematischer Formeln, Fachbuchverlag Leipzig (2004)
- [Bu75] V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin, V.G. Serbo, The Two-Photon Particle Production Mechanism, Physical Problems, Applications, Equivalent Photon Approximation, Phys. Rep. **15**, 181 (1975)
- [Ch71] S. -U. Chung, Spin Formalisms, CERN Yellow Report No. CERN 71-8 (1971)
- [Co88] S. Cooper, Meson Production in Two-Photon Collisions, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 705 (1988)
- [Co03] J. Coleman, W. Dunwoodie, K-short mass studies, <http://www.babar-hn.slac.stanford.edu,5090/hn/aux/cleman/ks/fit.html> (2003)
- [Di01] M. Di Pierro, E. Eichten, Excited Heavy-Light Systems and Hadronic Transitions, Phys. Rev. D **64**, 114004 (2001)
- [Du04] W. Dunwoodie, http://www.slac.stanford.edu/~wmd/bfield/probe_data_2002.note (2004)
- [Du06] W. Dunwoodie, Persönliche Mitteilung (2006)
- [Fo78] G.C. Fox, S. Wolfram, Observables for the Analysis of Event Shapes in e^+e^- Annihilation and Other Processes, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978)
- [Fr79] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad, H. Toefte, Probability and statistics in particle physics, Universitetsforlaget (1979)
- [Go85] S. Godfrey, N. Isgur, Mesons in a relativized quark model with chromodynamics, Phys. Rev. D **32**, 189 (1985)
- [Gr93] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI-Wissenschaftsverlag (1993)
- [Ha98] P.F. Harrison, H.R. Quinn, The BABAR Physics Book, SLAC-R-504 (1998)
- [He02] ALEPH-Collaboration, A. Heister *et al.*, Production of D_s^{**} mesons in hadronic Z decays, Phys. Lett. B **526**, 34 (2002)
- [Hi72] F. von Hippel, C. Quigg: Centrifugal-Barrier Effects in Resonance Partial Decay Widths, Shapes, and Production Amplitudes, Phys. Rev. D **5**, 624 (1972)
- [Ja98] F. James: Minuit Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506, <http://wwwasdoc.web.cern.h/wwwasdoc/minuit> (1998)
- [Ko07] H. Koch, T. Schröder, Description of GamGam, BABAR Analysis Document 1864 (2007, unveröffentlicht)

- [Kr04] J. Kroseberg *et al.*, SVT misalignment files for 14-series data
<http://www.slac.stanford.edu,BFROOT/www/Detector/SVT/LocalAlignment/systematics-14>, (2004)
- [Ku96] R. Kutschke, An Angular Distribution Cookbook, CLEO internal note,
<http://home.fnal.gov/kutschke> (1996)
- [La01] D. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instr. Meth. A **462**, 152 (2001)
- [Lu04] BABAR LST Group, C. Lu, Limited Streamer Tubes for the BaBar Instrumented Flux Return Upgrade, Proceedings ICHEP 04 Beijing (2004)
- [Ly88] L. Lyons, D. Gibaut, P. Clifford, How to combine correlated estimates of a single physical quantity, Nucl. Instr. Meth. A **270**, 110 (1988)
- [Pa06] A. Palano, Study of the exclusive ISR production of the $D\bar{D}$ system, BABAR Analysis Document 1289 (2006, unveröffentlicht)
- [Pd06] Particle Data Group, W.-M. Yao *et al.*, J. Phys. **G33**, 1 (2006 and 2007 partial update for edition 2008)
- [Pi67] H. Pilkuhn: The Interactions of Hadrons, North Holland (1967)
- [Po86] M. Poppe, Int. J. Mod. Phys. **A1**, 545 (1986)
- [Po99] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, Teilchen und Kerne, Springer Verlag (1999)
- [Pt05] B. Petersen, Measurement of the Λ_c^+ mass, BABAR Analysis Document 1087 (2005, unveröffentlicht)
- [Sj95] T. Sjostrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual, arXiv,hep-ph/9508391 (1995)
- [Sw06] E. S. Swanson, The New Heavy Mesons, A Status Report, Phys. Rept. **429**, 243 (2006)
- [Ue06] Belle Collaboration, S. Uehara *et al.*, Observation of a χ'_{c2} Candidate in $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ Production at Belle, Phys. Rev. Lett. **96**, 082003 (2006)
- [Ve07] W. Verkerke, D. Kirkby, The RooFit Toolkit for Data Modeling,
<http://roofit.sourceforge.net> (2007)
- [Wi03] D. Williams, Limits on D^0 Mixing from the Ratio of Lifetimes from $K^- \pi^+$, $K^- K^+$, and $\pi^- \pi^+$ Decays, BABAR Analysis Document 447 (2003, unveröffentlicht)
- [Wo07] The Wolfram Integrator <http://integrals.wolfram.com> (2007)
- [Ya50] C. N. Yang, Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons, Phys. Rev. **77**, 242 (1950)

Lebenslauf

Name: Torsten Schröder
Geburtstag: 13. November 1978
Geburtsort: Dortmund
Eltern: Reinhard Schröder
Barbara Becker, geb. Lindemann

Schulbildung: 1985-1989
Elsa-Brandström-Grundschule, Dortmund

1989-1998
Leibniz-Gymnasium, Dortmund
Abschluss: Abitur

Zivildienst: 1998-1999
Verein zur Förderung der Arche e.V., Dortmund

Studium: 1999
Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum

2001
Diplom-Vorprüfung

2002-2004
Anstellung als studentische Hilfskraft in der Fakultät für
Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum

2004
Abschluss des Hauptstudiums mit der Diplomarbeit zum Thema
“Untersuchung des $D_{s1}(2536)^\pm$ in e^+e^- -Fragmentation“
am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik
der Ruhr-Universität Bochum

seit 2004
Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für
experimentelle Hadronenphysik der Ruhr-Universität Bochum

Danksagung

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

Mein Dank gilt zuallererst Prof. Dr. H. Koch und Prof. Dr. U. Wiedner für die Möglichkeit, am Lehrstuhl für experimentelle Hadronenphysik mitzuarbeiten und für die Gelegenheit, im Rahmen des *BABAR*-Experiments zu promovieren. Meinem Themensteller, Prof. Dr. H. Koch, sei dabei besonders gedankt. Er hatte stets großes Interesse am Fortgang der Analysen und hat durch seine fachliche Betreuung und die wertvollen Anregungen und Informationen zum erfolgreichen Abschluss dieser Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank gebührt auch den Mitarbeitern Dr. Marc Pelizäus, Dr. Thomas Held und Dr. Matthias Steinke, die stets geduldige Ansprechpartner für Fragen und Probleme aller Art waren und nicht nur beim Korrekturlesen dieser Arbeit hilfreich zur Seite standen.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für das hervorragende, freundschaftliche Arbeitsklima und für zahlreiche angenehme Unterhaltungen auch jenseits der Physik.

Nicht zuletzt und besonders herzlich möchte ich mich bei meiner Familie bedanken, ohne deren Unterstützung während des Studiums diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.