

GSi

Diss. 2005 - 08
July

**Untersuchung zur Produktion von Pionen und
Pion-Pion-Korrelationen in C + C - Reaktionen
am HADES-Detektor bei einer Strahlenergie von
2 GeV pro Nukleon**

Dipl.-Phys. Peter W. Zumbach

(Dissertation Technische Universität Darmstadt)

Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH
Planckstraße 1 · D-64291 Darmstadt · Germany
Postfach 11 05 52 · D-64220 Darmstadt · Germany

**Untersuchung zur Produktion von Pionen
und Pion-Pion-Korrelationen
in C + C - Reaktionen
am HADES-Detektor
bei einer Strahlenergie von
2 GeV pro Nukleon**

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Peter W. Zumbach
aus Bad Soden/Ts.

Referent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger
Korreferent: Prof. Dr. Dr. h.c. D.H.H. Hoffmann

Tag der Einreichung: 12. April 2005
Tag der Prüfung: 1. Juni 2005

Darmstadt 2005
D17

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Ich habe zuvor noch keinen Versuch einer Promotion unternommen.

Darmstadt, den

Peter W. Zumbruch

In Gedenken an zwei alte Herren: W.K. und T.Z.

Zusammenfassung

Am Dielektronenspektrometer HADES (**H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron Spectrometer) am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wurden Untersuchungen zur Produktion von geladenen Pionen und darauf aufbauend von Pion-Pion-Korrelationen durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Stoßsystem C+C bei einer kinetischen Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon betrachtet.

Obwohl der HADES-Detektor primär für die Rekonstruktion von seltenen Zerfällen in den e^+e^- -Kanal entwickelt wurde, bietet die damit einhergehende großflächige geometrische Akzeptanz und Ratenkapazität die Möglichkeit Untersuchungen zur Hadronen- und Hadronenpaarproduktion durchzuführen.

Für die geladenen Pionen wurden die Produktionsmultiplizitäten sowohl integral als auch differentiell nach der Rapidität und dem transversalen Impuls ermittelt. Die daraus abgeleiteten Spektren als Funktion der transversalen Masse wurden mittels der Summe zweier Maxwell-Boltzmann-Verteilungen zur Ermittlung der inversen Steigungsparameter angepasst.

Die Ergebnisse dieser Pionenanalyse stimmen im Rahmen der Fehler im Vergleich mit anderen Experimenten überein.

Aufbauend auf der Identifikation der Pionen wurde im Rahmen einer Pion-Pion-Paaranalyse zum ersten Mal im betrachteten Stoßsystem C+C bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon die Produktionsmultiplizität des K_S^0 -Mesons über den Zerfallskanal $\pi^+\pi^-$ bestimmt.

Aufgrund der Eigenschaften des K_S^0 zerfällt dieses an einem sekundären Vertex abseits des primären Wechselwirkungspunktes. Auf Basis dieser Zerfallscharakteristik wurden Methoden zur Diskriminierung gegenüber weiteren Pion-Pion-Quellen entwickelt.

Ein Vergleich der K_S^0 -Multiplizität mit der vom KAOS Experiment ermittelten Multiplizität des geladenen K^+ -Mesons liefert Unterschiede, welche jedoch unter der Annahme einer anisotropen polaren Winkelverteilung im Rahmen der Fehler nicht signifikant sind.

Weitergehend wurde im Rahmen dieser Arbeit die mögliche Rekonstruktion des ρ^0 über den Zerfallskanal $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ im Stoßsystem C+C und einer kinetischen Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon untersucht.

Zusammenfassend zeigt die Arbeit die prinzipiellen Rekonstruktionsmöglichkeiten von Hadronen, speziell den geladenen Pionen, π^+ und π^- , sowie von Pion-Pion-Korrelationen, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, die am Dielektronenspektrometer HADES zusätzlich und komplementär zum Leptonenprogramm bestehen.

Abstract

Using the *High Acceptance Di-Electron Spectrometer* HADES at the heavy-ion synchrotron SIS at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt the production of charged pions and, in an additional step, of pion-pion correlations have been investigated. In this thesis the collision system C+C at an incident kinetic beam energy of $2 \text{ GeV per nucleon}$ has been studied.

Although the HADES detector has primarily been designed to reconstruct rare decays in the e^+e^- channel, its wide geometric acceptance and rate capability offer the possibility to study hadron and hadron pair production.

In the case of the charged pions, production multiplicities have been determined integrated as well as differentially as a function of rapidity and transverse momentum. The spectra as function of the transverse mass, which were derived from the transverse momentum distributions, have been fitted with the sum of two Maxwell-Boltzmann distributions to acquire the inverse slope parameters.

The results of this pion analysis agree within error bars with other experiments.

On the basis of the identification of the charged pions, a pion-pion pair analysis has provided for the first time the multiplicity of the K_S^0 meson via the decay channel $\pi^+\pi^-$ in the collision system C+C and an incident kinetic beam energy of $2 \text{ GeV per nucleon}$.

Because of its properties the K_S^0 meson decays at a secondary vertex well separated from the primary interaction point. Based upon this decay topology, methods to discriminate against other correlated pion pair sources have been developed.

Comparing the K_S^0 multiplicity with the results of the KAOS experiment reveals differences, which, assuming an anisotropic polar emission distribution, are however within errors not significant.

Furthermore within this thesis the possible reconstruction of the ρ^0 meson via the decay channel $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ in the collision system C+C and an incident kinetic beam energy of $2 \text{ GeV per nucleon}$ has been investigated.

To summarize, these results demonstrate the principle reconstruction capabilities of HADES for hadrons, especially charged pions (π^+, π^-), and for pion-pion correlations ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) in addition and complementary to its leptonic program.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
1 Einführung	1
1.1 Ablauf einer Schwerionenreaktion	2
1.2 Teilchenproduktion, Produktionsschwelle	4
1.2.1 Assoziierte Teilchenproduktion	4
1.3 Zielsetzung dieser Arbeit	5
2 HADES, ein Dileptonenspektrometer hoher Akzeptanz	7
2.1 Die Komponenten des Detektorsystems	10
2.1.1 Magnetspektrometer	10
2.1.2 Multiplizitätsbestimmung und Flugzeitmessung	12
2.1.3 Detektoren zur Leptonenidentifikation	13
3 Messung und allgemeine Daten-Analyse	17
3.1 Durchführung der Messungen	17
3.2 Grundlagen der Analyse und der Simulation	18
3.3 Detektorspezifische Analyse	20
3.3.1 Minidriftkammern	21
3.3.2 Time-of-Flight Detektoren: TOF + TOFinio	21
3.3.3 Impulsrekonstruktion und Spurkandidaten: Die <i>Kickplane</i> -Analyse	23
3.4 Entwickelte Software	24
4 Teilchenidentifikation	27
4.1 Methode	27
4.1.1 Wahl der Koordinaten	28
4.1.2 Selektionsschnitte zur Hadronenidentifikation	30
4.2 Korrekturen zur Identifikation	33
4.2.1 Effizienz	33
4.2.2 Reinheit („Purity“)	39

5	Hadronen, Analyse und Ergebnisse	49
5.1	Rohspektren	49
5.2	Korrekturen	51
5.2.1	Akzeptanz	51
5.2.2	Kombination aller Korrekturen	58
5.2.3	Korrigierte Hadronenspektren	61
5.3	Differentielle Größen	63
5.3.1	Invariante Darstellung als Funktion der transversalen Masse m_T	63
5.3.2	Rapiditätsverteilung $\frac{dN}{dy}$	71
5.3.3	$\frac{\pi^+}{\pi^-}$ -Verhältnis	74
5.4	Integrale Größen	75
6	Korrelationsanalyse	77
6.1	Methode	78
6.1.1	Kombinationsalgorithmus	79
6.2	Simulation	80
6.2.1	$\pi^+\pi^-$ -Paarmultiplizitäten - Abschätzung	80
6.2.2	PLUTO-Simulation	80
6.2.3	URQMD-Simulation	86
6.3	Selektionskriterien der K_S^0 -Analyse	94
6.3.1	Teilchenbezogene Selektionskriterien	94
6.3.2	Paarbezogene Selektionskriterien	101
6.3.3	Kombinierte Anwendung der Kriterien	106
6.3.4	Anwendung auf die Experimentdaten	108
6.3.5	weitere, untersuchte Selektionskriterien	111
6.4	Kombinatorischer Untergrund	111
6.4.1	Bestimmung des <i>like-sign</i> -kombinatorischen Untergrundes	112
6.5	Untergrundquellen	113
6.5.1	korrelierte Untergrundquellen	114
6.5.2	sekundäre Prozesse	116
6.5.3	fehlidentifizierte Untergrundquellen	118
6.5.4	Kontaminationsbeiträge nach Anwendung der Selektionsschnitte	119
6.6	Extraktion des K_S^0 -Signals	122
7	Ergebnisse der Korrelationsanalyse	127
7.1	Paarmultiplizitätsverteilungen	127
7.2	K_S^0 -Ergebnisse	128
7.2.1	Zählraten und Multiplizitäten	128
7.2.2	Teilchenverhältnisse	131
7.2.3	Vergleich mit Simulation	132
7.2.4	Massenauflösung	132
7.2.5	Impulsauflösung	132
7.3	ρ^0 -Analyse	134
7.3.1	Motivation	134
7.3.2	Analyse	135

8	Diskussion und Ausblick	141
8.1	Pionen	142
8.2	Korrelationen	143
8.2.1	Kaonen	143
8.2.2	Diskussion der ρ^0 -Analyse	145
8.3	Ausblick	148
A	Methoden - Übersicht	151
A.1	Kinematik	151
A.2	Berechnungen der Masse - Massenselektion	152
A.3	Statistische Methoden - Bayes	152
A.4	Zusätzliche Methoden	153
A.4.1	Energieverlust	153
A.4.2	Vetomethoden	154
B	Korrekturmatrizen der Teilchenidentifikation	157
B.1	unbereinigte Korrekturenmatrizen	158
B.1.1	Identifikationseffizienz	158
B.1.2	„Purity“	159
B.1.3	Akzeptanz	160
B.2	bereinigte Korrekturenmatrizen	161
B.2.1	Tabellen	161
B.2.2	Identifikationseffizienz	162
B.2.3	„Purity“	163
B.2.4	Akzeptanz	164
B.3	Kombination	165
C	Parameter der Anpassung der invarianten m_T-Spektren	169
D	$\pi^+\pi^-$-Paarmultiplizitäten - Eine Abschätzung	173
D.1	Herleitung	173
D.2	Erweiterung der Herleitung für kontinuierliche Verteilungen	175
D.3	Anwendung auf experimentelle Verteilung (Poisson)	175
D.4	Erweiterung der Herleitung für diskrete Verteilungen	177
D.5	Anwendung auf experimentelle, diskrete Verteilung	177
D.5.1	Vergleich mit dem Experiment	178
E	Signifikanz	181
F	Vertexbestimmung	183
F.1	Zwei Windschiefe Geraden: parametrische Minimalisierung	183
F.2	Zwei und mehr Trajektorien	186
G	Weitere, zusätzliche Selektionskriterien	187
G.1	Teilchenbezogene Selektionskriterien	187
G.1.1	Teilchen-Impuls	187
G.2	Paarbezogene Selektionskriterien	187
G.2.1	Minimaler Abstand	187

G.2.2	Armenteros-Podolanski	187
G.2.3	Öffnungswinkel	189
G.2.4	<i>Pointing-Angle</i>	189
G.2.5	<i>Impact parameter</i> - Durchstoßpunkte in der primären Vertex Ebene	190
Literaturverzeichnis		191

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ablauf einer Schwerionenreaktion	3
1.2	Schwellenproduktion	5
2.1	Ansichten des HADES-Spektrometers	9
2.2	Magnetspektrometer, Komponenten und Funktionsweise	11
2.3	TOF und TOFino	12
2.4	RICH	13
2.5	PreShower	14
3.1	Spektrometersausbau im November 2001	18
3.2	Analyse- und Simulations Konzept	19
3.3	Prinzipbild der hadronenorientierten Analyse	20
3.4	Clusterfinding	22
3.5	Schematische Darstellung der <i>Kickplane</i> -Methode	23
4.1	Gauß'sche Fehlerverteilung von $1/Impuls$	29
4.2	Gauß'sche Fehlerverteilung von $1/\beta$	30
4.3	Teilchenidentifikation via $1/Impuls$ vs. $1/beta$ (TOF,Sektor 2)	31
4.4	Identifikationsschnitte zur Teilchenidentifikation	32
4.5	Anwendung der Identifikationsschnitte, $Impuls \times Ladung$ gegen β	33
4.6	Effizienz der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	35
4.7	Schnitte in p_T , Effizienz der Teilchenidentifikation, p, π^+, π^-	36
4.8	bereinigte Effizienz der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	37
4.9	Schnitte in p_T , bereinigte Effizienz der Teilchenidentifikation, p, π^+, π^-	38
4.10	„Purity“ der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	41
4.11	Schnitte in p_T , „Purity“ der Teilchenidentifikation, p, π^+, π^-	42
4.12	Bereinigte Verteilung der „Purity“, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	43
4.13	Schnitte in p_T , bereinigte „Purity“ der Teilchenidentifikation, p, π^+, π^-	44
4.14	relative Kontamination als Funktion des Impulses	46
4.15	relative Kontamination als Funktion des Impulses	47
5.1	unkorrigierte $P_T y$ Spektren von $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	50
5.2	Akzeptanz für $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	53
5.3	Schnitte in p_T , Akzeptanzen, p, π^+, π^-	54
5.4	Bereinigte Akzeptanzen für $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	56
5.5	Schnitte in p_T , bereinigte Akzeptanzen, p, π^+, π^-	57
5.6	reziproke Wichtungsfaktoren von $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	59

5.7	Schnitte in p_T , reziproke Wichtungsfaktoren, p , π^+ , π^-	60
5.8	optimierte Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Pionen Spektren	61
5.9	Summe der korrigierten P_{Ty} Spektren von p_{Ty} , p , π^+ , π^-	62
5.10	Invariante m_T Verteilungen in Rapiditätsintervallen, π^+	64
5.11	invariante m_T Verteilungen in Rapiditätsintervallen, π^-	65
5.12	invariante m_T Verteilungen in Rapiditätsintervallen, Protonen	66
5.13	π^+ , invariante m_T Verteilungen in Rapiditätsintervallen, fit	68
5.14	π^- , invariante m_T Verteilungen in Rapiditätsintervallen, fit	69
5.15	Verteilung der inversen Steigungsparameter für π^+ und π^-	70
5.16	Rapiditätsverteilung für π^+ und π^-	72
5.17	Rapiditätsverteilung für π^+ und π^-	73
5.18	π^+ zu π^- - Verhältnis in verschiedenen Rapiditätsverteilung für π^+ und π^-	74
6.1	Ausschlusskriterien bei der Paarkombination	80
6.2	PLUTO Simulation K_S^0	81
6.3	Paarverteilung θ^{π^-} gegen θ^{π^+} PLUTO	82
6.4	Öffnungswinkelverteilung des Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	83
6.5	Zerfallsvortexverteilung PLUTO	84
6.6	PLUTO-Massenauflösung der Kaonen	85
6.7	Verteilung der Teilchenmultiplizitäten	86
6.8	differentielle Betrachtung der K_S^0 - URQMD	87
6.9	Stoßparameter K_S^0 , Einfluss des Multiplizitätsschnitts	88
6.10	Verteilung der Teilchenmultiplizitäten	90
6.11	K_S^0 -Verteilungen nach Anwendung der Trigger-Bedingung	91
6.12	Invariantes $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum Simulation	92
6.13	Segmentkoordinaten Definition	95
6.14	z_π im Vergleich K_S^0 -Signal - Untergrund	96
6.15	z-Koordinaten-Rekonstruktionsauflösung	97
6.16	Verteilung der z-Koordinate des primären Vertex im Vergleich Simulation zu Experiment	98
6.17	Ortsabhängige Auflösung der Rekonstruktion des primären Vertex	99
6.18	Anwendung des z-Selektionsschnitts auf das Paarspektrum der Simulation	101
6.19	Definition des sekundären Vertex, v_z -Koordinate	102
6.20	Rekonstruktion des sekundären Paarvertex	103
6.21	sekundär Vertexverteilung K_S^0 im Vergleich	104
6.22	Anwendung des v_z -Selektionsschnitts auf das Paarspektrum der Simulation	105
6.23	Anwendung der Selektionsschnitte auf das Paarspektrum der Simulation	106
6.24	Rekonstruktion des primären Vertex im Experiment	109
6.25	invariantes Massenspektrum November 2001, Anwendung der einzelnen Analyseschnitte	110
6.26	invariantes Massenspektrum November 2001	110
6.27	like-sign kombinatorischer Untergrund	112
6.28	Spektrum nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds	113
6.29	$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ zu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Verhältnis	115
6.30	Entstehungsorte: sekundäre Prozesse und K_S^0 -Zerfall	116
6.31	Beiträge identifizierbarer korrelierter Quellen	117
6.32	Beiträge fehlidentifizierter Paare	119
6.33	Beiträge identifizierbarer korrelierter Quellen, nach Selektionsschnitt	120
6.34	Beiträge fehlidentifizierter Paare, nach Selektionsschnitt	121

6.35	Anpassung des untergrundbereinigten invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$	124
6.36	2. Anpassung des untergrundbereinigten invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$	125
7.1	Paarmultiplizitätsverteilung	127
7.2	relative Anteile der Multiplizitäten bezogen auf Reaktionen und Paare	128
7.3	ρ^0 -Spektra der STAR-Collaboration	134
7.4	PLUTO vs. Rekonstruktion: ρ^0 , invariante Masse	136
7.5	PLUTO vs. Rekonstruktion: ρ^0 , Impulskorrelation	137
7.6	PLUTO vs. Rekonstruktion: ρ^0 , Paaröffnungswinkel	137
7.7	ρ^0 -Simulation im Vergleich zum experimentellen Untergrund: Impulskorrelation	138
7.8	ρ^0 -Simulation im Vergleich zum experimentellem Untergrund: Öffnungswinkel	139
7.9	ρ^0 -Simulation im Vergleich zum experimentellem Untergrund: sekundärer Vertex	139
7.10	Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes	140
7.11	Ergebnis der ρ^0 Analyse	140
8.1	Ergebnis der ρ^0 Analyse	145
8.2	URQMD: ρ^0	146
8.3	Ergebnis der ρ^0 -Analyse und ρ^0 -Simulation	147
8.4	Differenzhypothese	148
A.1	Energieverlustmessungen HADES	155
B.1	3D-Darstellung der Phasenraumabdeckung durch den HADES-Detektor	157
B.2	Effizienz der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	158
B.3	„Purity“ der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	159
B.4	Akzeptanz für $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	160
B.5	bereinigte Effizienz der Teilchenidentifikation, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	162
B.6	Bereinigte Verteilung der „Purity“, $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	163
B.7	Bereinigte Akzeptanzen für $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	164
B.8	Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Spektren von $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	165
B.9	optimierte Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Pionen Spektren	166
B.10	reziproke Wichtungsfaktoren von $p_T y, p, \pi^+, \pi^-$	167
D.1	Poissonverteilung der Pionenmultiplizitäten	176
D.2	Multiplizität der Paarkombinationsmöglichkeiten aus Poisson-verteilten Pionen	176
D.3	Multiplizität der Paarkombinationsmöglichkeiten	178
D.4	Verteilung der Paarmultiplizitäten überlagert mit den Ergebnissen der Abschätzung	179
G.1	Armenteros-Podolanski Variablen	188
G.2	Öffnungswinkel K_S^0 - Untergrund	189
G.3	Pointing angle - Definition	190
G.4	impact parameter	190

Tabellenverzeichnis

4.1	Grenzen der PID-Effizienzfehler	34
4.2	Grenzen der PID-„Purity“-Fehler	40
5.1	Grenzen der PID-Akzeptanzfehler	55
5.2	inverse Steigungsparameter	70
5.3	Hadronenzahl	75
5.4	Hadronenmultiplizitäten	75
6.1	Eigenschaften von neutralen Kaonen	77
6.2	PLUTO-Massenauflösung für Kaonen	85
6.3	K_S^0 -Zählungen der Simulation im Vergleich: Multiplizitätsschnitt	89
6.4	Gaußnäherung der K_S^0 invarianten Masse in der Simulation	92
6.5	z-Koordinaten K_S^0 und Untergrund	96
6.6	z-Koordinaten Rekonstruktionsauflösung	97
6.7	z-Koordinaten Rekonstruktionsauflösung	98
6.8	Ortsabhängige Auflösung der Rekonstruktion des primären Vertex	98
6.9	Signale und Signifikanz	100
6.10	Auflösung der Rekonstruktion des sekundären Vertex	102
6.11	Signale und Signifikanz, sekundärer Vertex	105
6.12	Signale und Signifikanz	107
6.13	Signale und Signifikanz	107
6.14	Effizienzen der Schnittkriterien	107
6.15	Primärvertexverteilung der Experimentdaten	108
6.16	korrelierte Pionen-Paar Quellen	114
6.17	fehlidentifizierte Pionen-Paar Quellen	114
6.18	Reduktion von Paarbeiträgen	121
6.19	tabellarische Auflistung der Ergebnis für die experimentellen Daten der Strahlzeit	124
6.20	tabellarische Auflistung der Ergebnis für die experimentellen Daten der Strahlzeit	125
7.1	Ergebnisse der K_S^0 -Signalbestimmung im Vergleich	129
7.2	fehlergewichtete Ergebnisse der K_S^0 -Signalbestimmung	130
7.3	PLUTO/HGEANT-Simulation K_S^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit	130
7.4	Vergleich Experiment-Simulation K_S^0	132
7.5	Eigenschaften von ρ^0 und ω	135
7.6	Effizienz der ρ^0 Schnittkriterien	138
8.1	Vergleich mit KAOS-Pionen Ergebnissen	142

8.2	K_S^0 -Produktion im Systemvergleich	144
8.3	URQMD ρ^0	146
8.4	Skalierungsfaktoren ρ^0	147
B.1	Grenzen der PID-Effizienzfehler	161
B.2	Grenzen der PID-„Purity“fehler	161
B.3	Grenzen der PID-Akzeptanzfehler	161
C.1	π^+ : Parameter der m_T -Anpassung	169
C.2	π^+ : weitere Parameter der m_T -Anpassung	170
C.3	π^- : Parameter der m_T -Anpassung	170
C.4	π^- : weitere Parameter der m_T -Anpassung	171
D.1	Multiplizitätsabschätzung - Vergleich	178

Kapitel 1

Einführung

Eines der zentralen Themen der Kernphysik der letzten Jahre war und ist die Erforschung der Eigenschaften der Kernmaterie bei von der Normaldichte abweichenden Kerndichten und endlichen Temperaturen.

Zur Zeit gibt es keine andere experimentelle Möglichkeit solche Zustände im Labor zu erzeugen, als über die Kollision von Schwerionen an Schwerionenbeschleunigern. Dort lassen sich diese systematisch untersuchen.

Die Zielsetzung hierbei ist es die Voraussagen der zugrunde liegenden Theorie der starken Wechselwirkung, der *Quanten-Chromo-Dynamik*, zu validieren und darüber hinaus deren Beschreibung über die Zustandsgleichung der Kernmaterie zu ermitteln. Unter Normalbedingungen lässt sich Kernmaterie als ein Vielteilchensystem von Nukleonen, Protonen und Neutronen beschreiben, dessen bindende Kraft die starke Wechselwirkung darstellt. Die in den Protonen und Neutronen gebundenen elementaren Quarks, die selbst nicht frei beobachtbar sind (*Confinement*), wechselwirken mittels Gluonen, welche ebenfalls aufgrund ihrer Farbladung untereinander wechselwirken können.

Ein Phänomen der starken Wechselwirkung besteht darin, dass ihre Stärke umgekehrt proportional zum Impulsübertrag in einem Stoßprozess verläuft. Dies bedeutet, dass bei hohen Impulsüberträgen bzw. sehr geringen Distanzen die somit impulsabhängige Kopplungskonstante so klein wird (*asymptotic freedom*), dass man die Prozesse störungstheoretisch beschreiben kann. Mit kleiner werdenden Impulsüberträgen versagt dieser Ansatz. Stattdessen wurden verschiedene effektive Modelle entwickelt, die die baryonischen und mesonischen Freiheitsgrade berücksichtigen. Eine Kernaussage dieser Modelle besteht in der Modifizierung der Eigenschaften von Hadronen innerhalb von Kernmaterie. Hierfür kann eine teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie [RW00] und Kopplungen zwischen Mesonen und Baryonen als Ursachen bei diesen extremen Bedingungen benannt werden.

Die Wechselwirkung der Vektormesonen mit der sie umgebenden Materie ist von verschiedenen hadronischen Feldtheorien (u.a. [FP97]) beschrieben worden. Diese Theorien sagen vorher, dass sich die Spektralfunktionen im Medium ändern.

Um experimentelle Aussagen über diese Modifikationen in der heißen und dichten Phase zu treffen, eignen sich die vergleichsweise kurzlebigen Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ . Besonders das ρ^0 -Meson mit einer mittleren Lebensdauer $\tau_\rho \approx 1,3 \text{ fm}/c$ ist dabei von Augenmerk, da es am wahrscheinlichsten in der Hochdichtephase zerfallen wird, die übrigen nur teilweise. Die primären Zerfallskanäle der Vektormesonen sind die hadronischen, wohingegen die leptonischen Kanäle ein dazu relatives Verzweigungsverhältnis von $\approx 10^{-4} - 10^{-5}$ aufweisen. Trotz dieser geringen Ausbeute erscheinen die leptonischen Zerfallskanäle besonders zum Studium der Eigenschaften der Vektormesonen in der heißen und dichten

ten Phase geeignet, denn ihre Zerfallsprodukte, die Leptonen, können die Reaktionszone ohne weitere (starke) Wechselwirkung verlassen, wohingegen die hadronischen Produkte eine erhöhte Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit dem Medium aufgrund der starken Wechselwirkung besitzen.

Um genau diese leptonischen Zerfallskanäle von Vektormesonen bei Schwerionenkollisionen zu vermessen, wurde am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt, das *HADES-Experiment* (*High Acceptance Dielektron Spectrometer*) entwickelt und aufgebaut. Seine Auslegung auf eine hohe geometrische Akzeptanz, eine hohe Massenaufösung im Bereich der invarianten Masse der zu untersuchenden Vektormesonen sowie eine hohe Ratenstabilität und die damit verbundenen Selektionseffizienz für Leptonen machen es zu einem sehr attraktiven Instrument die Eigenschaften der Vektormesonen systematisch zu untersuchen.

Trotz oder gerade wegen dieser Auslegung des HADES-Experiments eignet es sich umso mehr auch zur Untersuchung der o.g. hadronischen Zerfallskanäle der Vektormesonen. Experimente der letzten Jahre zeigen bei höheren Kollisionsenergien von Schwerionenexperimenten am *SPS* des *CERN* für leptonische Zerfälle des ϕ -Mesons in $e^+ e^-$ (NA35-CERES: [Mar04b, Mar04a]) und $\mu^+ \mu^-$ (NA50: [A⁺99a]), (NA60: [D⁺05]) eine im Vergleich zur Messung des hadronischen Zerfallskanals (NA49: [A⁺00, A⁺04b]) in $K^+ K^-$ ($K_S^0 K_L^0$) unterschiedliche Multiplizität („ ϕ -puzzle“ [Mar04b, Mar04a, Roh01]).

Mit dem HADES-Detektor ließe sich diese Zerfallscharakteristik des ϕ -Mesons bei SIS-Energien untersuchen, womit man u.a. auf Propagationseigenschaften der geladenen Kaonen im Medium rückschließen könnte.

Bzgl. der ρ^0 -Mesonen gibt es eine weitere Entdeckung der jüngeren Zeit im Rahmen der Untersuchungen von Resonanzzerfällen in den Zwei- und Mehrfach-Pionen-Kanal, nämlich, dass diese in dem direkten Nachweis aus dem Zerfall in zwei Pionen durch die *STAR*-Collaboration rekonstruiert werden konnten [A⁺04a]. Interessanter ist, dass dies in peripheren Schwerionenkollisionen am *RHIC* bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}/c$ gelang.

Auch hier stellt der HADES-Detektor im Vergleich zu den zu vermessenden leptonischen Zerfällen des ρ^0 ein Messgerät dar, das den hadronischen Zerfall des ρ^0 -Mesons in die zwei geladen Pionen $\pi^+ \pi^-$, bei moderaten Einschussenergien von $1 - 2 \text{ GeV}$ pro Nukleon systematisch untersuchen könnte.

1.1 Ablauf einer Schwerionenreaktion

Da eine Schwerionenreaktion die einzige bekannte Möglichkeit im Labor darstellt, Dichten und Temperaturen weit ab von ihren Normalwerten ($T_0 \approx 0$ und $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$) zu erzeugen, soll im folgenden der Ablauf einer solchen Reaktion beschrieben werden.

Während einer zentralen Schwerionenkollision wird ein Teil der Schwerpunktsenergie der stoßenden Ionen in einem sogenannten Feuerball bei Schwerpunktsrapidität deponiert. Ein Teil der zunächst longitudinalen Bewegungsenergie der Nukleonen der Stoßpartner geht in transversale Bewegungsenergie über und es werden innere Freiheitsgrade der Nukleonen in Form von Resonanzen angeregt. Diese Resonanzen können unter Erzeugung von Mesonen wieder zerfallen. Am SIS der GSI stehen Projektilenergien von $1-2 \text{ GeV pro Nukleon}$ zur Verfügung. Während einer zentralen Kollision von Ionen mit diesen Energien wird eine Erhöhung der Kerndichte ρ_0 bis auf maximal $\rho \approx 3\rho_0$ und eine Aufheizung der komprimierten Kernmaterie auf etwa $T \approx 80 \text{ MeV}$ erwartet. Die Phase von komprimierter, heißer Kernmaterie ist von kurzer Dauer ($\approx 10^{-22} \text{ s}$). Da die Reaktionsprodukte des Stoßes im Raum expandieren, nimmt die Energiedichte mit der Zeit ab. Die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Reaktionsprodukten kommt zum Erliegen, wenn das System bei seiner Expansion eine kritische Energiedichte unterschreitet [CR98, BMRS03].

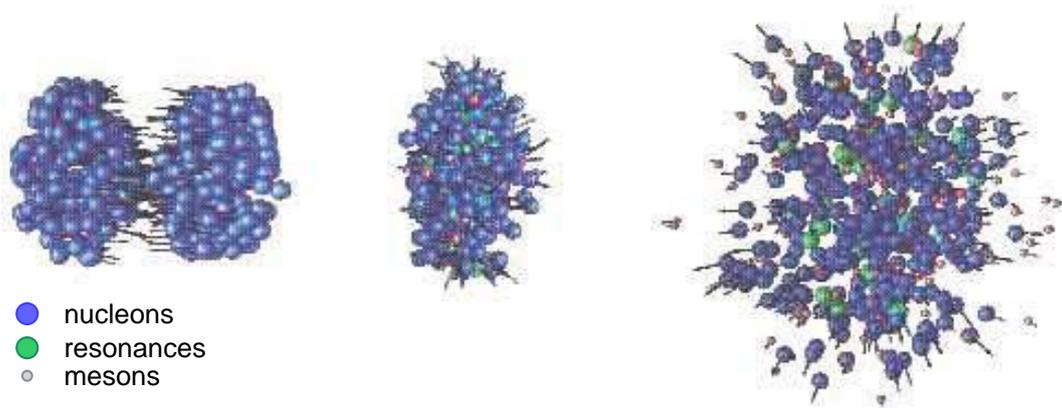


Abbildung 1.1: Ablauf einer zentralen Schwerionenreaktion bei SIS-Energien, Au+Au, simuliert durch das Transportmodell URQMD [B⁺98]. Gezeigt sind die drei Phasen bei der Kollision zweier Kerne. Von links nach rechts: Zunächst beginnen sich die bei diesen Energien geringfügig lorentzkontrahierten Kerne zu berühren. Dann überlappen sie sich vollständig und bilden einen heißen und dichten Feuerball ($T \approx 80 \text{ MeV}$, $\rho \approx 2 - 3 \rho_0$, $\Delta\tau \approx 5 \text{ fm}/c$) der zuletzt wieder auseinanderstrebt.

Dieser Zeitpunkt wird als Ausfrieren (*Freeze-out*) bezeichnet und kann in zwei Phasen untergliedert werden. Finden keine inelastischen Prozesse mehr im System statt, wird dies als *chemisches Ausfrieren* bezeichnet. Die Häufigkeiten der einzelnen Teilchensorten verändert sich ab diesem Zeitpunkt nicht mehr. Treten auch keine elastischen Prozesse mehr im System auf, wird dies *thermisches Ausfrieren* genannt. Ab diesem Zeitpunkt ändern sich die Energien und Impulse der Teilchen nicht mehr. Die Gesamtdauer einer Kollision mit nachfolgender Expansion liegt nach Modellrechnungen bei SIS-Energien bei $\approx 10 - 15 \text{ fm}/c$ (u.a. [B⁺98]). Die Lebensdauer der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ liegen in der gleichen Größenordnung. Insbesondere das ρ -Meson ist so kurzlebig, dass es mit hoher Wahrscheinlichkeit innerhalb der heißen, komprimierten Kernmaterie zerfällt. Da dieser Zustand nur für sehr kurze Zeit existiert, ist er nicht direkt experimentell zugänglich, denn Informationen können nur aus den Eigenschaften der im Detektor nachgewiesenen Teilchen einer Reaktion nach dem hadrochemischen und thermischen Ausfrieren gewonnen werden.

1.2 Teilchenproduktion, Produktionsschwelle

Die Produktionsschwelle für ein Teilchen beschreibt die in einem Nukleon-Nukleon Stoß minimale Energie, die verfügbar sein muss um dieses Teilchen zu produzieren. Dies bedeutet, dass die verfügbare Energie im Schwerpunktsystem mindestens der Teilchenmasse mal dem Quadrat der Lichtgeschwindigkeit betragen muss.

(Im folgenden Abschnitt werden Einheiten benutzt, bei denen $\hbar = c = 1$ gilt (c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum).)

Im Allgemeinen lässt sich die totale Schwerpunktsenergie, die invariante Masse, über

$$E_{CM} = \sqrt{\left(\sum E_i\right)^2 - \left(\sum \vec{p}_i\right)^2} \quad (1.1)$$

beschreiben (u.a. [Eid04]).

Für zwei identische Teilchen ($m_1 = m_2 = m_N$) ergibt sich hieraus im Laborsystem: ($\vec{p}_2 = \vec{0}$)

$$E_{CM} = \sqrt{2 m_N^2 + 2 E_1 m_N} \quad (1.2)$$

E_1 lässt sich beschreiben als die Summe der kinetischen Energie des Strahlteilchens T und seiner Ruheenergie m . Ebenso gilt für E_{CM} :

$$E_{CM} = 2 m_N + E_v$$

(E_v : verfügbare Energie). Zur Produktion eines Teilchens der Masse m_X muss E_v mindestens m_X entsprechen. Hieraus lässt sich der folgende Zusammenhang für eine Produktionsschwelle eines Teilchens der Masse m_X in Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Strahlteilchens, der Strahlenergie, in einem Nukleon-Nukleon-Stoß herleiten:

$$T_{min}(m_X) = 2 m_N \left(\left(\frac{m_X}{2 m_N} + 1 \right)^2 - 1 \right) \quad (1.3)$$

Der funktionale Zusammenhang ist durch die mittlere Kurve in Abbildung 1.2 gegeben.

In einem Kern-Kern Stoß besitzen die Nukleonen im Schwerpunktsystem der Reaktion zusätzlich einen Impuls innerhalb der Fermi-Verteilung der Nukleonen im Kern, dessen maximaler Wert $\approx 250 \text{ MeV}/c$ beträgt. Abhängig von der relativen Ausrichtung der individuellen Impulse der stoßenden Nukleonen führt dies zu einer Erhöhung oder Absenkung der zur Teilchenproduktion verfügbaren Energie. Dies ist durch die beiden anderen Kurven in Abbildung 1.2 dargestellt.

Abgesehen von anderen (z.B. kollektiven) Prozessen ist es auf Grund dessen in Schwerionenkollisionen möglich, Teilchen bei Strahlenergien unterhalb ihrer Nukleon-Nukleon-Teilchenproduktionsschwelle zu beobachten (siehe. u.a. [Stu01]).

1.2.1 Assoziierte Teilchenproduktion

Kernmaterie enthält im Grundzustand keine s -Quarks. Der Produktionsprozess von Teilchen wird über die starke Wechselwirkung bestimmt, bei der die Strangeness eine Erhaltungsgröße ist. Betrachtet man die Produktion von Kaonen, welche ein s - oder \bar{s} -Quark enthalten, so muss gleichzeitig ein weiteres Teilchen erzeugt werden, das zur Strangeness-Erhaltung führt. Deshalb muss im Falle von K^+ - ($u\bar{s}$) und K^0 - ($d\bar{s}$) Mesonen mindestens ein Λ^0 (uds) erzeugt werden:



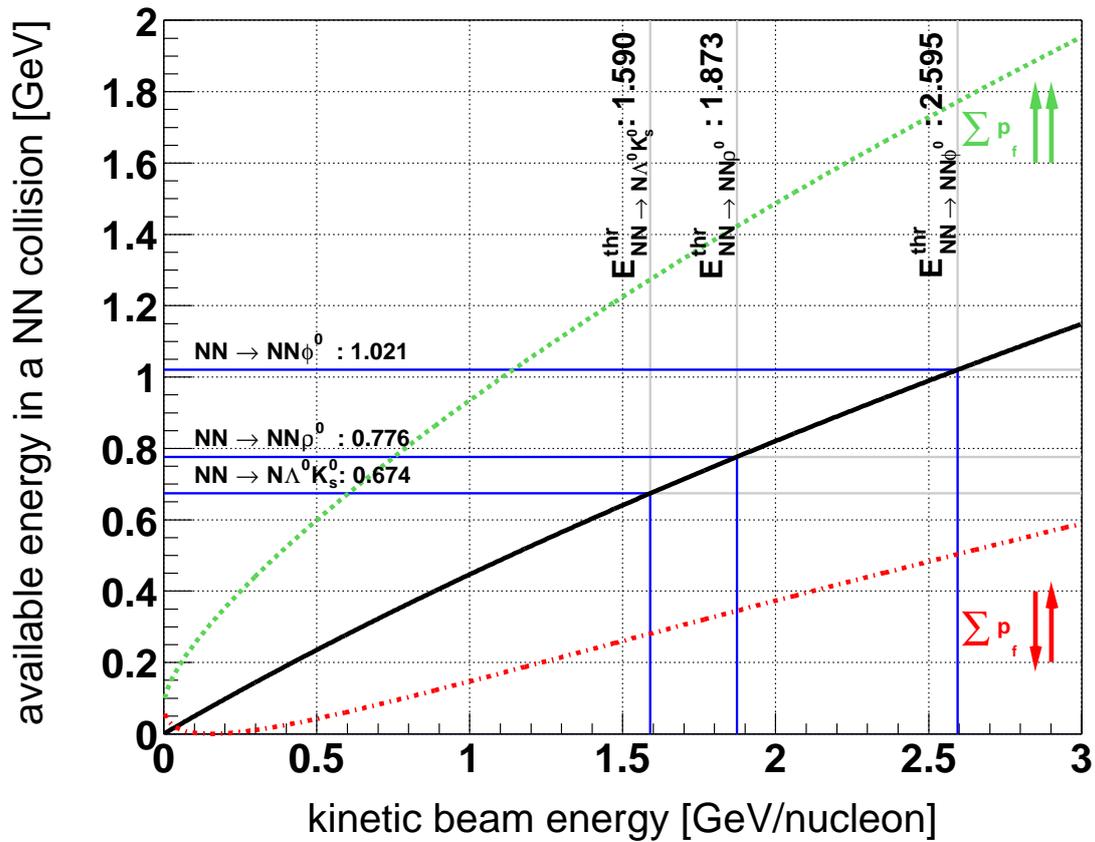


Abbildung 1.2: mittlere Kurve: Funktionaler Zusammenhang für die Teilchenproduktionsschwelle (Gleichung 1.3) in einem Nukleon-Nukleon-Stoß.

Die beiden anderen Kurven berücksichtigen den maximalen Einfluss des Fermi-Impulses ($\approx 250 \text{ MeV}/c$), den die Nukleonen bei einem Kern-Kern-Stoß im Schwerpunktsystem zusätzlich besitzen. Dies kann zu einer Absenkung der verfügbaren Energie (untere rote Kurve) oder zu deren Erhöhung (obere grüne Kurve) führen, je nach der Richtung der Impulse der stoßenden Nukleonen (Abbildung: [Mün05]). Die zusätzlich eingetragenen Linien zeigen die für die Produktion von ρ^0 , ϕ und K_S^0 mindestens zur Produktion nötigen Energien, sowie die hierfür nötigen Strahlenergien in Nukleon-Nukleon Stoßen.

Die mindestens zur Verfügung stehende Energie in einem Nukleon-Nukleon-Stoß ergibt sich hiermit zu:

$$E_{CM} = (m_N + m_\Lambda + m_{K^0} - 2m_N) = 674 \text{ MeV}$$

Mit Gleichung 1.3 ergibt sich demnach eine minimale kinetische Strahlenergie von $1,59 \text{ GeV}$. Dieser Entstehungsmechanismus wird als *assoziierte Produktion* bezeichnet.

1.3 Zielsetzung dieser Arbeit

Anhand der experimentellen Daten der Strahlzeit im November 2001 ist es das Ziel dieser Arbeit zunächst die prinzipielle Fähigkeit des HADES-Detektors und dessen Analyse zur Rekonstruktion von invarianten Massenspektren aus $\pi^+\pi^-$ -Mesonen aufzuzeigen. Damit sollen Möglichkeiten des Detektors, komplementäre Informationen zum Leptonenprogramm zu erschließen, untersucht werden.

Zu diesem Zwecke wird zunächst der Zerfall des neutralen K_S^0 -Mesons in zwei geladene Pionen betrachtet. Das K_S^0 hat aufgrund seines Zerfalls zwei (evtl.) gegenläufige Eigenschaften. Mit einer Zerfallslänge von $c\tau = 2,6 \text{ cm}$ zerfällt es nicht mehr am primären Reaktionsvertex, sondern überwiegend außerhalb dessen an einem sekundären Vertex. Dies bringt zwar einen weiteren Analyseschritt zur Rekonstruktion des sekundären Vertex an einem Detektor der hauptsächlich auf Zerfälle am primären Vertex ausgelegt ist, doch wird dies mit der zweiten Eigenschaft des K_S^0 vergütet. Im Bereich der HADES-Massenauflösung, in der Größenordnung von wenigen MeV/c^2 , besitzt dieses eine praktisch unendliche feine Signalbreite im invarianten Massenspektrum von $\approx 10 \mu\text{eV}/c^2$. Mit seiner Hilfe kann man Rückschlüsse auf die invariante Massenauflösung des Detektors ziehen. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienzen und Ermittlung geeigneter Parameter wurden hierzu umfangreiche Simulationen durchgeführt und ausgewertet.

Die gewonnenen Ergebnisse der K_S^0 -Analyse werden im Anschluss daran mit den Ergebnissen anderer Experimente bzgl. geladener Kaonen verglichen.

Hierauf folgt die Analyse zur Rekonstruktion der ρ^0 -Mesonen aus den $\pi^+\pi^-$ -Paarkombinationen.

Der zentrale Aspekt dieser Arbeit besteht darin, zu zeigen, dass HADES in der Lage ist Hadronen, insbesondere Pionen, und darauf aufbauend $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen zu messen und diese im Rahmen der Analyse rekonstruiert werden können.

In den folgenden Kapiteln werden die Hadronen- und Pionen-Paar-Analysen der Daten der Strahlzeit von November 2001 im Rahmen dieser Arbeit beschrieben. Kapitel 3 behandelt die detektorspezifischen Analyseschritte bis zur Ebene der Spurrekonstruktion. Das darauffolgende Kapitel 4 führt die Analyse weiter bis zur Teilchenidentifikation. Nachdem im Kapitel 5 die Ergebnisse der Hadronenanalyse für Pionen und Protonen besprochen werden, folgt im Kapitel 6 die Darstellung der zur Paaranalyse notwendigen Schritte, deren Ergebnisse im folgenden Abschnitt 7 gezeigt werden. Zum Schluss erfolgt im letzten Kapitel 8 die Diskussion der Ergebnisse im Vergleich mit anderen Experimenten sowie ein Ausblick auf zukünftige Analyseaspekte.

Kapitel 2

HADES, ein Dileptonenspektrometer hoher Akzeptanz

Das HADES-Spektrometer befindet sich am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt und wird dort bei Strahlenergien für Schwerionen von 1-2 $GeV/Nukleon$ betrieben. Da es bereits in mehreren Publikationen detailliert beschrieben wurde [HAD94, Sch95, S+04b, S+04a, S+95, G+98, Fri99, M+04], erfolgt hier nur eine kurze Beschreibung der Auslegung und Zielsetzung des Detektorsystems und seiner Komponenten.

Ein primäres Ziel des HADES-Spektrometers ist die Spektroskopie von Dielektronen, die dem Zerfall der neutralen Vektormesonen (ρ , ω , ϕ) innerhalb der Hochdichte- und Hochtemperaturphase einer Schwerionenkollision entstammen. Hieraus erhofft man sich auf Eigenschaften und Wechselwirkungen dieser Vektormesonen im nuklearen Medium zu schließen. Darüber hinaus umfasst das physikalische Programm von HADES die Spektroskopie von Protonen- und Pionen induzierten Reaktionen beim Beschuss von elementaren oder Schwerionen-Targets.

Aufgrund der zu erwartenden Produktionsraten ($\approx 10^{-4} - 10^{-3}$) [Bie04, Sch95, HAD94] Verzweigungsverhältnis beim Zerfall der Vektormesonen ($\Gamma_{\rho^0, \omega, \phi \rightarrow e^+ e^-} \approx 10^{-4} - 10^{-5}$) wurde HADES bzgl. der folgenden Anforderungen gestaltet:

1. große geometrische Akzeptanz:

Mit einer Abdeckung im Azimut von $\approx 85\%$ und im Polarwinkel von $18^\circ - 85^\circ$ sind die Geometrie und Anordnung der Detektoren so gewählt, dass die Akzeptanz für $e^+ e^-$ -Paare bei einer mittleren Rapidität über 40% beträgt [S+96]. Im Vergleich zum Vorgänger-Experiment DLS am BEVALAC in Berkeley, USA, [Bou94, Pru95, P+97], bedeutet dies eine Verbesserung um den Faktor 100.

2. hohe Ratenfestigkeit:

Bei den o.g. zu erwartenden Produktionsraten und Verzweigungsverhältnissen bedarf es zum Erreichen einer ausreichenden Statistik Strahlintensitäten in der Größenordnung von 10^8 Teilchen/s. Der Detektor und seine Aufnahme- und Ausleseelektronik muss in der Lage sein, diese Raten verarbeiten zu können.

3. Leptonentrigger hoher Effizienz:

Bei einer Strahlintensität in der vorhergehenden Intensität bedarf es einer höchst effizienten Triggerarchitektur zur Selektion von Dielektronenereignissen, die in ihrer Charakteristik einem Zerfall eines Vektormesons entspricht. Hierfür verfügt HADES über ein bis zu dreistufiges Triggersystem, welches automatisch eine Ereignisselektion durchführt. Dies führt zu einer Datenreduktion in der Größenordnung von 10^4 .

4. Impuls- und Massenauflösung :

Desweiteren wird eine Massenauflösung im Bereich der ω -Meson Masse ($782 \text{ MeV}/c^2$) von 1% angestrebt. Dies entspricht annähernd der Zerfallsbreite dieses Mesons. Diese Auflösung wird benötigt um ρ - und ω -Signal trennen zu können und eventuelle Modifikationen der Signalform detektieren zu können. Die erforderte Präzision bei der Impulsauflösung beträgt somit $\approx 1,5\%$ (siehe Gleichung 7.21).

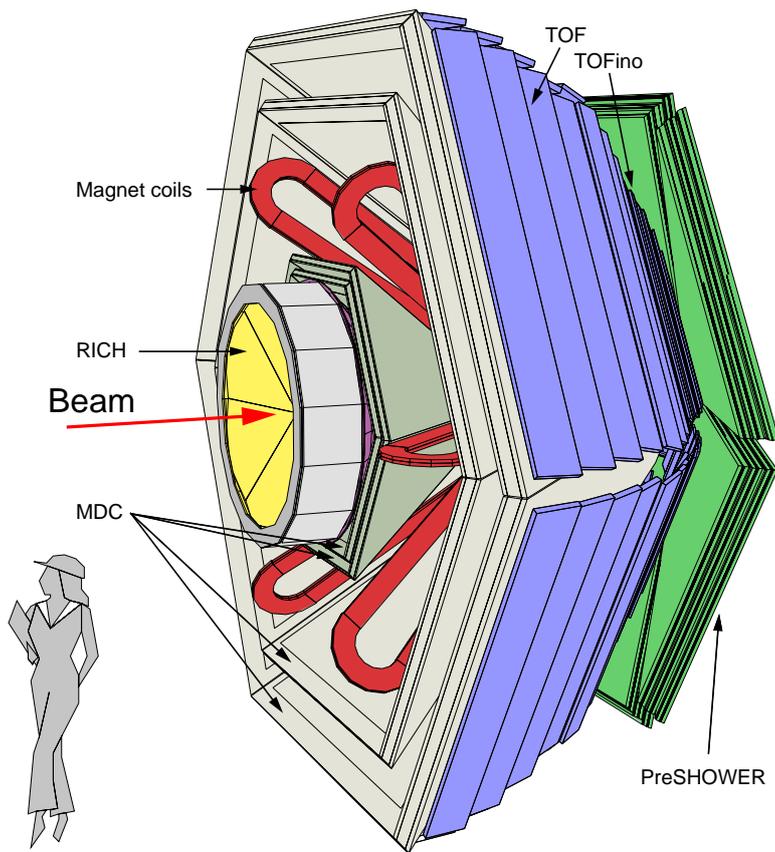
5. Minimierung der Sekundärteilchenproduktion :

Dieser Forderung obliegt der Gedanke eines idealen „mass-less“ Detektors, der mit möglichst wenig Detektormaterial eine geringe Anzahl von Quellen und Senken für Teilchen besitzt, welche die Rekonstruktion der Reaktion erschweren oder zunichte machen können.

6. Diskriminierung von hadronischem Untergrund: :

Letztendlich werden bei einer Auslegung des HADES-Detektors auf zentrale $Au - Au$ -Reaktion ≈ 200 geladene Spuren im Detektor erwartet. Selbst unter diesen Umständen muss es möglich sein Leptonenspuren effizient von hadronischen Signalen zu differenzieren.

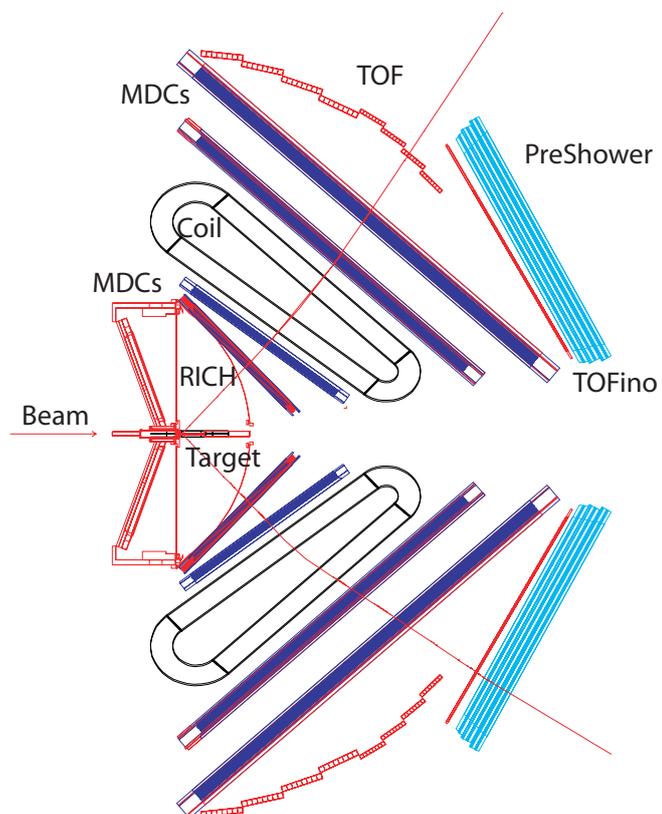
Das HADES-Spektrometer (Abbildung 2.1) ist rotationssymmetrisch zur Strahlachse aus sechs identischen Sektoren aufgebaut. Es besteht aus den folgenden Komponenten: Einem ringabbildenden Cherenkov-Detektor (RICH, *Ring Imaging CHerenkov detector* (siehe Abschnitt 2.1.3.1), vier Ebenen von MDCs (*Mini-Drift-Chambers*, auch *Multiwire-Drift-Chambers*) (siehe Abschnitt 2.1.1), die sich paarweise vor und hinter dem supraleitenden Magneten (ILSE, *IronLess Superconducting MagnEt*) (siehe Abschnitt 2.1.1) befinden und dem META Detektor (*Multiplicity and Electron Trigger Array*). Letzterer wiederum besteht aus drei unterschiedlichen Komponenten: dem TOF-Detektor (*Time Of Flight*), einer Flugzeitwand im Polarwinkelbereich von $45\text{-}85^\circ$ und seinem kleineren Pendant TOFino im Bereich von $18\text{-}45^\circ$ (siehe Abschnitt 2.1.2). Dieser wiederum ist dem PreSHOWER-Detektor (siehe Abschnitt 2.1.2) vorgelagert. Nicht zu vergessen sind die START und VETO - Detektoren, die zum Bestimmen einer Reaktion durch den Durchgang eines Schwerions jeweils durch einen schnellen segmentierten Diamant-Detektor realisiert wurden.



(a) 3D-Ansicht des HADES-Spektrometers

Abbildung 2.1: Ansichten des HADES-Spektrometers:

Zu sehen ist ein $\pi^+\pi^-$ -Paar auf dem Weg durch das Detektorsystem. Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels beschrieben. Zunächst durchqueren die Teilchen den RICH. Dieser umgibt das Target und dient zur Identifizierung der Elektronen/Positronen. Hinter dem RICH folgen zwei Ebenen mit Driftkammern (MDC), der toroidale Magnet und zwei weitere Driftkammerebenen. Zusammen bilden sie das Magnetspektrometer von HADES. Dahinter ist die Flugzeitwand TOF und der Showerdetektor angeordnet. Sie bilden zusammen das META- Detektorsystem. Es dient ebenfalls der Identifizierung von Elektronen/Positronen, sowie der Erkennung von zentralen Ereignissen anhand der Teilchenmultiplizität.



(a) Schnitt durch das HADES- Spektrometer

2.1 Die Komponenten des Detektorsystems

Die Detektoren des HADES-Spektrometers lassen sich im wesentlichen zwei Aufgabenbereichen zuordnen. Auf der einen Seite sind dies die Detektoren zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung, dem eigentlichen Spektrometer. Sie bestehen aus einem supraleitenden Magneten mit sechs Spulen, die ein räumlich begrenztes, toroidales Magnetfeld mit Feldstärken von bis zu $0,9 T$ fast ausschließlich zwischen den Spulen erzeugen. Vor und hinter dem Magnetfeld befinden sich zur Spurverfolgung jeweils zwei Ebenen von Mini-Driftkammern (MDCs) mit deren Hilfe sich die Flugbahnen vor und nach dem Magnetfeld der geladenen Teilchen bestimmen lassen, womit sich auf die Ablenkung im bekannten Feld und damit auf den Impuls schließen lässt. Auf der anderen Seite stehen der ringabbildende Cherenkov-Detektor (RICH) und das Multiplizitäts-Elektron-Trigger-Array (META), welches wiederum aus den beiden Flugzeitwänden TOF und TOFino und dem PreSHOWER-Detektor besteht. Ihre Aufgabe besteht, neben der Multiplizitätsbestimmung des META, in der Identifikation von Elektronen und Positronen und der Diskriminierung von geladenen hadronischen Spuren. Ein nicht zu vernachlässigende Aufgabe obliegt einem dritten Bereich, der Datenaufnahme. Ihre Aufgabe ist es die Informationen aus ≈ 80.000 Messkanäle zu erfassen, zu bewerten und zu speichern, bei einer primären Datenrate von $\approx 450 MByte/s$.

2.1.1 Magnetspektrometer

Die Aufgabe des Magnetspektrometers ist die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen. Im Allgemeinen gilt für den Impulsübertrag $\Delta \vec{p}_i$ auf Teilchen der Ladung q in einem Magnetfeld \vec{B} :

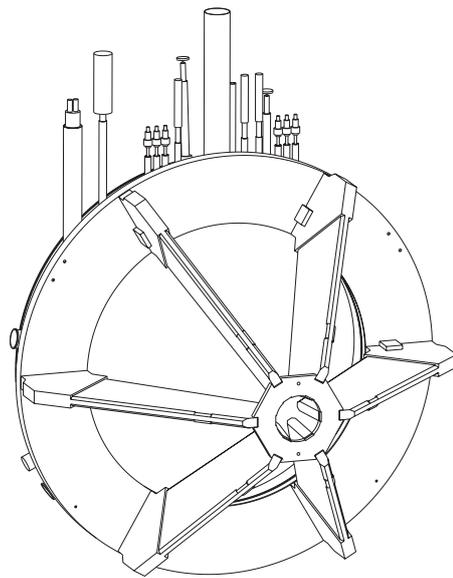
$$\Delta \vec{p} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q \vec{v} \times \vec{B} dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (2.1)$$

Der Vektor der Änderung des Impulses $\Delta \vec{p}_i$ ist senkrecht zum Teilchenimpuls definiert. Er wird allein bestimmt durch das Magnetfeld längs der Trajektorie und ist unabhängig vom Impuls des Teilchens. Insofern das Magnetfeld, die Eintritts- und Austrittsorte daraus/darein sowie die Flugrichtung des Teilchens bekannt bzw. bestimmt worden sind, kann anhand der Impulsänderung auf den Impuls des Teilchens geschlossen werden. Ausgehend von dieser generellen Betrachtung wird das bei HADES verwendete Verfahren der Impulsbestimmung in Abschnitt 3.3.3.2 skizziert und detailliert in [Gar03] dargelegt.

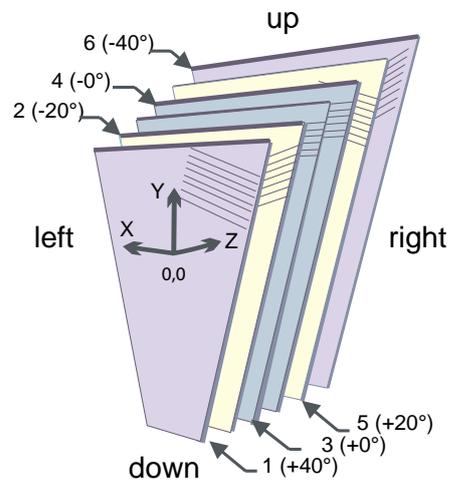
Das Detektorsystem zur Bestimmung des Teilchenimpulses besteht aus einem supraleitenden Magneten und vier Ebenen von Vieldrahtkammern, jeweils zwei Ebenen vor und hinter dem Magnetfeld.

Der Magnet ist aus sechs symmetrisch zur Strahlachse ausgerichteten Spulen aufgebaut und erzeugt damit ein räumlich eng begrenztes toroidales Magnetfeld zwischen seinen Spulen. Bei einem Strom von $3450 A$ wird eine maximale Feldstärke von $0,9 T$ erreicht. Die Teilchen erfahren in erster Näherung im Feld nur eine polare Ablenkung, jedoch kaum eine azimutale. Weitere Details zum Magnetfeld, dem Magneten und der Vermessung seines Feldes finden sich in [Bre99].

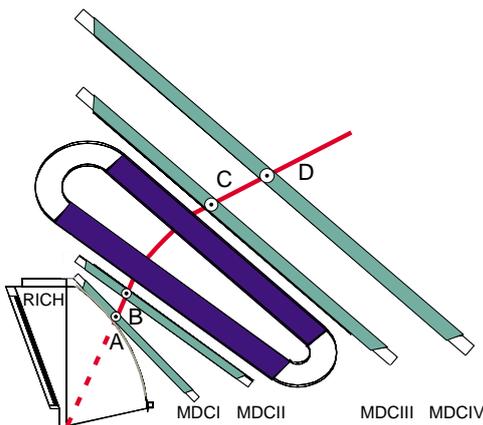
Zur Spurbestimmung werden Minidriftkammern verwendet. Um Zweideutigkeiten bei der Spurrekonstruktion auch bei Schwerionenreaktionen mit hohen Multiplizitäten zu minimieren, besteht jedes Modul einer solchen Driftkammer aus sechs aktiven Ebenen mit Driftzellen. Diese Ebenen sind zueinander in fünf verschiedenen Winkel angeordnet, so dass eine maximale Auflösung in polarer Richtung erreicht wird. Die einzelnen Driftzellen werden gebildet durch darunter und darüber liegende Kathodendrahtebenen und in der Signaldrahtebene liegende Felddrähte. Für eine einzelne Driftzelle ergibt sich ein



(b) Magnet, technische Ansicht



(c) systematischer Aufbau eines Driftkammermoduls



(d) Impulsrekonstruktion

Abbildung 2.2: Das Magnetspektrometer
 2.2(b): Der Magnet von HADES aus der Blickrichtung entgegen der Strahlachse. Die Spulen befinden sich in den sechs Spulenkästen.

2.2(c): Aufbau der Minidrift-Kammern (MDC). Jede Kammer besteht aus sechs parallelen Signaldrahtebenen mit unterschiedlichen Stereowinkeln.

2.2(d): Bei Kenntnis der Flussdichte des Magneten kann aus dem Ablenkungswinkel zwischen den beiden Geraden \overline{AB} und \overline{CD} der Impuls des Teilchens bestimmt werden.

rechteckiger Querschnitt, dessen Größe vom innersten Modul zum äußersten von $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ bis $10\text{ mm} \times 14\text{ mm}$ variiert. Hierdurch wird eine durchgehend gleichbleibende Granularität gewährleistet. Die Dimensionen der Zellen wurden darüber hinaus so gewählt, dass eine hinreichend kleine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit $\leq 30\%$ auch bei hohen Multiplizitäten erreicht werden kann. Die erzielbare Ortsauflösung der Driftkammern ist besser als $80\ \mu\text{m}$. Weitere Details zu diesem Detektor finden sich in [G⁺98, Mar04c, M⁺04, B⁺02].

2.1.2 Multiplizitätsbestimmung und Flugzeitmessung

Die zum META-Detektor gehörenden Flugzeitwände TOF und TOFino ermöglichen gemeinsam mit den Start- und Vetodetektoren eine Messung der Flugzeit der Teilchen. Sie bilden zusätzlich die erste Stufe des mehrstufigen Triggersystems (u.a. [Tra01]), die nach der Passage eines Projektils im Startdetektor und keinem Signal des Vetodetektors aufgrund der registrierten Trefferanzahl in den TOF-Detektoren eine multiplizitätsabhängige Entscheidung treffen.

Die Start- und Vetodetektoren bestehen aus einem $100\ \mu\text{m}$ dicken, achtfach segmentierten, achteckigen CVD Diamantsubstrat mit einem Durchmesser von $\approx 25\ \text{mm}$. Extrem strahlungsresistent gegenüber Schwerionen ermöglichen sie Zeitmessungen mit einer Auflösung von $\Delta t \leq 80\ \text{ps}$ [BBN⁺98, B⁺01]. Sie sind jeweils etwa $75\ \text{cm}$ vor und nach dem Targetpunkt auf der Strahlachse angebracht.

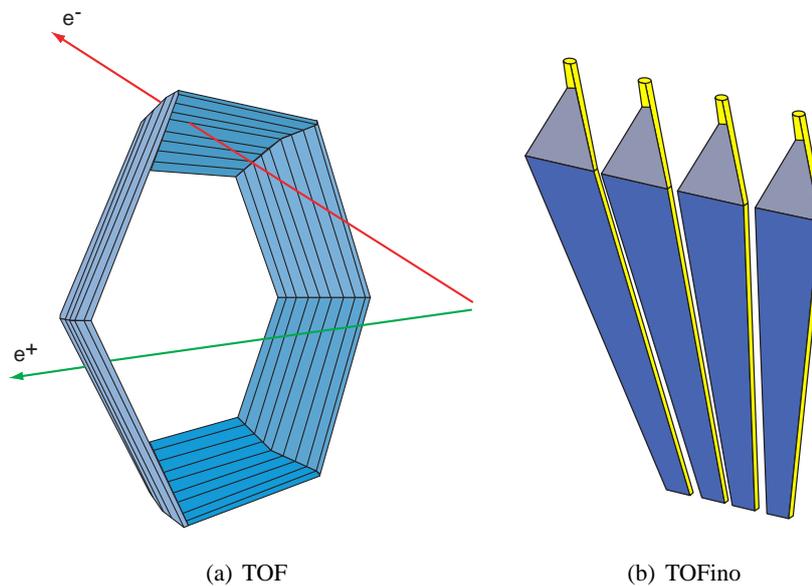


Abbildung 2.3: Darstellung der äußeren Flugzeitwand TOF 2.3(a) und eines Sektormoduls der inneren TOFino-Flugzeitwand 2.3(b).

Die Flugzeitdetektoren sind in zwei Bereiche aufgeteilt: im inneren Polarwinkelbereich TOFino ($18^\circ - 45^\circ$) und im äußeren Bereich ($45^\circ - 85^\circ$) TOF (siehe Abbildung 2.3), wobei beide Detektoren aus sechs identischen Sektoren bestehen.

Der TOF-Detektor umfasst pro Sektor jeweils 64 Plastik-Szintillator-Streifen, deren Signale an beiden Enden von einem Sekundärelektronenvervielfacherröhre (PMT - *photo multiplier tube*) ausgelesen werden. Die Streifen im inneren Bereich haben einen quadratischen Querschnitt von $2\ \text{cm} \times 2\ \text{cm}$, weiter außen von $3\ \text{cm} \times 3\ \text{cm}$. Wiederum acht dieser Streifen werden zu einem Modul zusammengefasst, das von einer gemeinsamen Karbonfaserhülle umgeben ist. Die Zeitauflösung, die mit diesem Detektor erreicht wird, liegt bei $\Delta t \leq 150\ \text{ps}$. In Richtung der Szintillatorstäbe beträgt die Ortsauflösung durch Differenzbildung der Zeitsignale $\Delta x \approx 2,5\ \text{cm}$ [A⁺02].

Der TOFino-Detektor ist direkt dem PreSHOWER-Detektor vorgelagert. Er besteht pro Sektor aus jeweils vier Szintillationselementen, die im Gegensatz zum TOF-Detektor, nur an einer Seite mittels einer PMT ausgelesen werden. Seine Zeitauflösung liegt bei etwa $500\ \text{ps}$. Eine Ortsbestimmung lässt sich deshalb alleine mit dem TOFino nicht vollziehen; erst in Kombination mit dem PreSHOWER kann diese erfolgen.

2.1.3 Detektoren zur Leptonenidentifikation

Die Detektoren zur Identifikation von Teilchen wurden so konzipiert, dass sie in der Lage sind Elektronen und Positronen, von hadronischen Spuren zu unterscheiden. Außer der Unterscheidung über die Flugzeit, werden weitere physikalische Phänomene verwendet.

2.1.3.1 Der ringabbildende Cherenkovdetektor - RICH

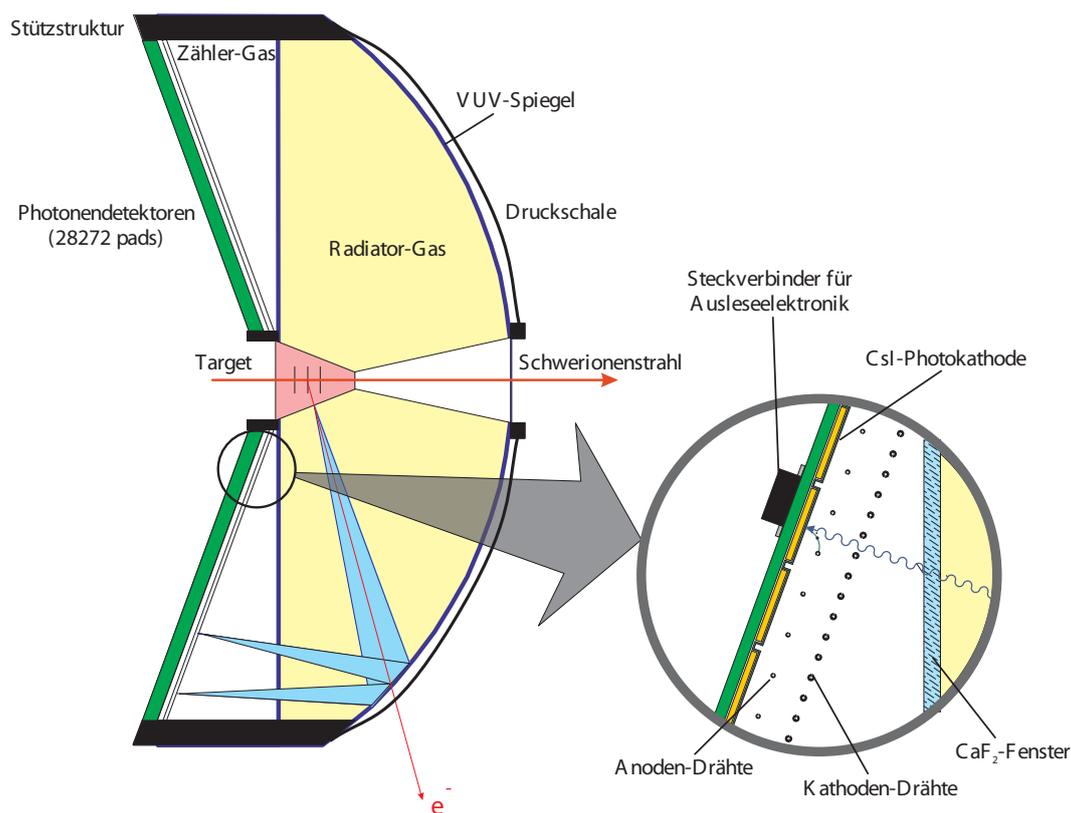


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des RICH-Detektors [Ebe04].

Die Diskriminationseigenschaften dieses Detektors beruhen auf dem Cherenkov-Effekt, welcher besagt, dass, sobald ein Teilchen innerhalb eines Mediums die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium überschreitet, Licht in einem Konus entlang der Ausbreitungsrichtung des Teilchens emittiert wird. Der Öffnungswinkel des Konus ist über

$$\cos \alpha = \frac{1}{\beta n} \stackrel{\beta \rightarrow 1}{=} \frac{1}{n}$$

mit dem Brechungsindex des Mediums n und der Geschwindigkeit β verknüpft. Für Teilchen, deren Geschwindigkeit $\beta = v/c$ (c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum) annähernd $\beta \rightarrow 1$ beträgt, ergibt sich ein asymptotischer Öffnungswinkel $\alpha_{asympt.} = \arccos(1/n)$. Das Medium ist beim HADES-RICH¹ so gewählt, dass nur Elektronen und Positronen bei Impulsen zwischen $100 \text{ MeV}/c$ und $1500 \text{ MeV}/c$ die Cherenkov-Schwelle überschreiten können. Hierzu wird als Radiatorgas C_4F_{10} , $\gamma_{thr} = 18,3$ verwendet. Das ultraviolette Licht (VUV) des Kegels wird über einen segmentierten, sphärischen VUV-Spiegel

¹RICH: ring imaging cherenkov detector

reflektiert und auf einen unter Rückwärtswinkeln montierten, positionsempfindlichen Photonendetektor fokussiert. Dieser besteht aus sechs Vieldrahtproportionalkammern mit segmentierter Kathodenebene und einem aufgedampften CsI-Photokonverter. Der mit Methan (CH_4) betriebene Konverter ist durch ein großflächiges CaF_2 -Fenster vom Radiatorgas getrennt. Eine weitere Beschreibung zur Konzeption und Betrieb des RICH finden sich u.a. detailliert in [Fab03, F+03, Z+99, Kas00].

2.1.3.2 PreSHOWER-Detektor

Unter kleinen Polarwinkeln ($18^\circ - 45^\circ$), bei denen eine Unterscheidung von Leptonen von Hadronen, hauptsächlich schnellen Pionen, aufgrund der Flugzeit ihre Grenzen findet, wird der PreSHOWER-Detektor verwendet. Er besteht aus sechs symmetrisch um die Strahlachse angeordneten Modulen. Das Wirkprinzip dieses Detektors beruht darauf, dass hochrelativistische Elektronen und Positronen beim Eindringen in Materie eine elektromagnetische Kaskade (*Schauer*) durch alternierende Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozesse auslösen. Bremsstrahlungseffekte sind für die Hadronen wegen ihrer bedeutend höheren Masse zu vernachlässigen. Damit lassen sich die von Hadronen und Leptonen erzeugten Schauer anhand einer unterschiedlichen Ladungsdeposition in zwischengeschalteten Detektoren unterscheiden.

Zu diesem Zweck besteht jedes Shower-Modul aus drei Vieldrahtkammern. Dazwischen sind jeweils

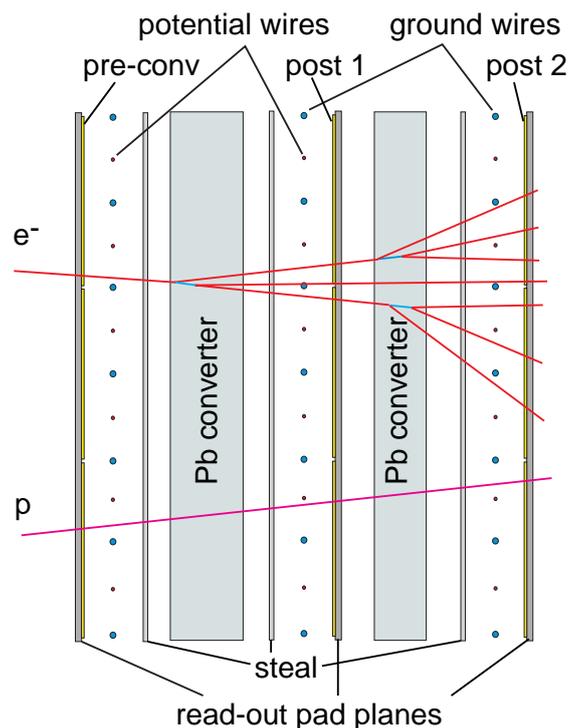


Abbildung 2.5: Schnitt durch den PreSHOWER-Detektor, [Mar04c].

Bleikonverter mit einer Dicke von $\approx 1 \text{ cm}$. Dies entspricht etwa 1-2 Strahlungslängen.

Die Kammeren besitzen eine Drahtebene, eine Kathodenebene aus Edelstahl und eine segmentierte Kathodenebene aus kupferbeschichtetem, in Epoxidharz eingebetteten Glasfasermaterial. Die Drahtebene ist abwechselnd aus Kathoden- und Anodendrähten aufgebaut und bildet zusammen mit den Segmen-

ten der Kathodenebene eine ortsauflösende Padstruktur. Die Anzahl der Pads bleibt in polarer Richtung konstant 32 und beträgt azimuthal mit steigendem Polarwinkel 20 bis 32. Weitere Ausführungen und eine detaillierte Beschreibung befinden sich in [B⁺04].

2.1.3.3 Datenaquisition

Eine zentrale Komponente des Detektors bildet das Trigger- und Datenaufnahmesystem. Das des HADES-Detektors ist so konzipiert, dass es in der Lage ist Strahlintensitäten von 10^8 Ionen pro Spill in Kombination mit einem 1-prozentigen Wechselwirkungstarget, eine primäre Triggerrate von $10^6/s$ und einer Teilchenmultiplizität von ≈ 200 geladenen Spuren bei einer zentralen $Au + Au$ -Reaktion zu verarbeiten.

Ausgehend von dieser Rate selektiert das System, im Trigger der ersten Stufe (*LVL1-TRIGGER*), mittels einer Multiplizitätsbedingung auf die Signale der TOF- und TOFino-Flugzeitwand zentrale Stoßreaktionen. Damit liegt eine Ereignisrate von $\approx 10^5/s$ vor. Die zu dieser Stufe vorliegende Datenmenge übersteigt die Bandbreiten heutiger Speichergeräte von $10 - 100 MByte/s$.

Um bei einer Leptonenanalyse die Selektivität auf Leptonen- und Dieleptonenereignisse zu erhöhen und damit die Ereignisrate zu erniedrigen, wird der sogenannte Trigger der zweiten Stufe konzipiert. Das Ziel dieses Systems ist es in Echtzeit ($t < 10 \mu s$) eine Identifizierung von $e^+ e^-$ -Paaren zu erreichen [Tra01]. Hierzu werden mit speziellen *Image Processing Units*, elektronischen Bildverarbeitungseinheiten, die Daten des RICH-Detektors [Leh00], der TOF-Wand [Lin00] und des PreSHOWER-Detektors [Pet00] in einem dreistufigen Signalverarbeitungsprozess weiterverarbeitet. Eine ausführliche Beschreibung dieses Prozesses findet sich in [Tra01, Leh00, Toi04].

Das System zur Datenaufnahme bedient sich des folgenden Konzepts. Die Daten der *vor-Ort* am Detektor angebrachten Elektronik wird von VME-Steckbuskarten in insgesamt sieben Crates angesteuert und ausgelesen. Jeweils eine CPU in diesen Crates liest wiederum deren Daten ein und versendet sie mit bis zu 15 MB/s über ein aus der Telekommunikation bekanntes ATM²-Netzwerk³. Ein PC empfängt die Daten und setzt sie zu vollständigen Ereignissen zusammen. Diese werden dann auf Band geschrieben. Details zu diesem System finden sich in [Mün02]. Die typische Größe eines kompletten Ereignisses für eine C+C-Reaktion beträgt $4KByte$.

Im November 2001 wurden mit diesem System für $\approx 70h$ bei einer Rate von $1kHz$ Daten genommen. Damit ergibt sich ein Rohdatensatz von $\approx 1TByte$. Mittlerweile sind Daten- und Triggerkapazitäten stark verbessert worden, so dass heutzutage etwa die 10-20-fache Menge an Daten genommen werden kann.

²Asynchronous Transfer Mode

³Stand zum Zeitpunkt der Aufnahme der Daten, 2001

Kapitel 3

Messung und allgemeine Daten-Analyse

3.1 Durchführung der Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Messungen wurden am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Es handelt sich dabei um ein sogenanntes „*fixed target*“-Experiment. Die Messungen fanden im Rahmen einer Kommissionierungs- und Teststrahlzeit im November 2001 statt.

Während der mehr als 70 Stunden dauernden Messkampagne wurden bei einer Strahlintensität von $\approx 10^6$ Kohlenstoffionen/s bei einer mittleren Spilllänge¹ von ≈ 8 s Daten genommen. Die kinetische Energie des Strahls betrug 2 GeV pro Nukleon. Insgesamt wurden $\approx 4,2 \times 10^7$ Reaktionen aufgenommen, die die Multiplizitätsbedingung der ersten Triggerstufe von mindestens vier Treffern im META-Detektor erfüllten. Im Detail wurden die Daten der Nachtschichten von Tag 338 bis zum Morgen des Tages 342 des Jahres 2001 analysiert.

Das Target bestand zu diesem Zeitpunkt aus einem 5 mm langen Kohlenstoffzylinder mit einem Durchmesser von 8 mm. Bei einer Dichte von Kohlenstoff von $2,2 \text{ g/cm}^3$ [Eid04] ergibt sich eine 5-prozentige Wahrscheinlichkeit, dass ein Kohlenstoffprojektil mit einem Targetatom wechselwirkt.

Die Stromstärke zum Erzeugen des Magnetfeldes betrug 2497 A. Dies entspricht einem maximalen Feld von $\approx 0,5$ T und 75% der maximalen Leistung des Magneten.

Den damaligen Stand des Detektorausbaus stellt Abbildung 3.1 dar. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Hadronen- und Hadronenpaaranalyse wurden die beiden inneren MDC-Detektoren vor dem Magnetfeld verwendet, mit Ausnahme der innersten Kammer im ersten Sektor, sowie die Informationen der Flugzeitwand des META-Detektors.

¹Spill: Strahlteilchenpaket

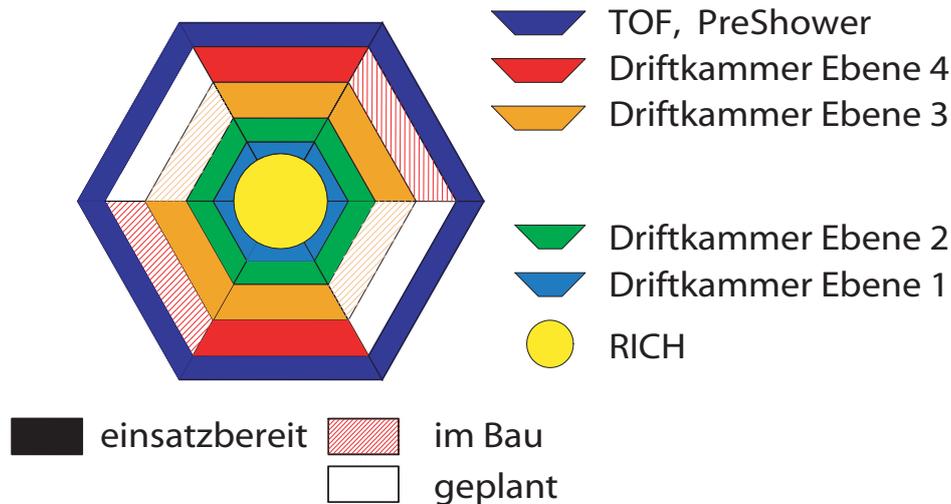


Abbildung 3.1: Spektrometersaubau im November 2001 [Ebe04].

3.2 Grundlagen der Analyse und der Simulation

Die Zielsetzung bei der Planung und Entwicklung der Verarbeitung von Experiment- und Simulationsdaten lag in der möglichst gleichartigen, wenn nicht identischen, Behandlung dieser Datenströme, damit Ergebnisse aus Experiment und Simulation sich nicht aufgrund von unterschiedlicher Analysesoftware unterscheiden.

Das zu diesem Zwecke konzipierte Analysesoftwarepaket HYDRA [Gar03] basierend auf der Objekt-orientierten Klassenbibliothek ROOT [BRP00] verwirklicht diese Idee in der in den Abbildung 3.2 dargestellten Weise. Dabei werden die Daten in einer „event“-orientierten Struktur behandelt. Für jedes Ereignis wird der komplette Datensatz eines „event“ von den Rohdaten bzw. den Ereignisgeneratoren, sukzessive von Daten-Level zu Daten-Level weiterverarbeitet. Dank der modularen Analyseketten ist es möglich die Analyse an beliebiger Stelle zu unterbrechen oder um eine zusätzliche Methode zu erweitern.

Auf seiten der experimentellen Daten werden die von der Datenaufnahme erfassten und Hardware-orientierten *Rohdaten* eingelesen. Detektorspezifische „unpacker“-Routinen erhalten von dem Gesamtdatensatz eines „events“ den Teil der zu ihrem Detektor gehörigen Daten zugeteilt. Diese werden dann aus dem binären Rohdatenstrom in Datenstrukturen übertragen, die jeweils die Information im Falle z.B. der Driftkammern eines aktiven Signaldrahtes - Kanalwert, Drahtnummer, Detektor, Modul, etc. - beinhaltet.

Anschließend erfolgt eine detektorspezifische Kalibration der Kanalwerte, um detektorbezogene, physikalische Daten in Form von Signallaufzeiten, Ladungen, Intensitätsverteilungen etc. zu erhalten.

In der Simulation hingegen erzeugen *Ereignisgeneratoren* die in einer Reaktion auftretenden Teilchen in Form deren Teilchenspezies und ihres Viererimpulses. Für HADES wurden zwei verschiedenen Ereignisgeneratoren verwendet. Zum einen wird das von der HADES-Kollaboration entwickelte Programmpaket PLUTO [KH00] verwendet. In diesem Paket lassen sich einfache Zerfälle, deren Eigenschaften in Tabellen abgelegt sind, sowie komplexe Zerfalls- und Wechselwirkungsketten, verwirklichen. Zum anderen wird ein wesentlich komplexerer Ansatz durch ein sog. Transportmodell für Schwerionenkol-

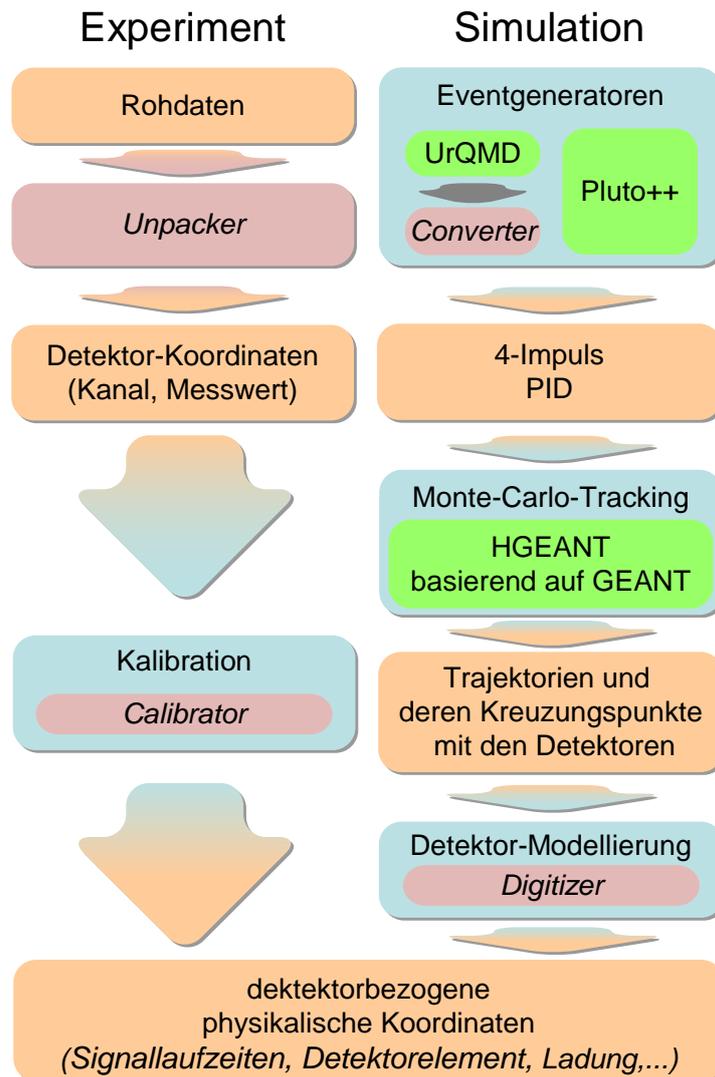


Abbildung 3.2: Analyse- und Simulations Konzept

lisionen realisiert. Hierbei wird innerhalb der HADES-Kollaboration hauptsächlich das Modell zur Ultrarelativistischen QuantenMolekularDynamik URQMD [B⁺98] verwendet.

Während PLUTO die kinematischen Variablen in einer zur Weiterverarbeitung geeigneten Form bereitstellt, müssen die von der URQMD-Simulation in Form von Vierervektoren und Quantenzahlen bereitgestellten Daten zunächst mittels eines *converters* [Zum05b] in Teilchenspezies und Vierervektor im Laborsystem übersetzt werden. Im Hinblick auf die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten K_S^0 sei Anzumerken, dass innerhalb von URQMD nur K^0 und \bar{K}^0 existieren. Diese werden im *converter* addiert und im Verhältnis 1:1 K_S^0 bzw. K_L^0 zugeordnet.

Ausgehend von diesem Status erfolgt eine Verfolgung der Teilchentrajektorien inklusive der Erzeugung von Sekundärteilchen mit Hilfe des Monte-Carlo-basierten Programmpakets GEANT, welches an HYDRA und seine Datenstrukturen angepasst unter dem Namen HGEANT firmiert. Jedes ursprüngliche Teilchen und neuerzeugte Teilchen trägt eine eindeutige Kennzahl (*track id*), anhand der die Teilcheneigenschaften, Viererimpuls, Reaktionsvertex, Reaktionsmechanismen, etc. rekonstruiert werden

können. Diese Kennzahl wird im Falle einer Simulationsanalyse als zusätzliches Datenelement weitervermittelt.

Die gewonnenen Teilchenspuren und deren Kreuzungspunkte mit den Teilchendetektoren werden an die *Digitizer* genannten Routinen des HYDRA-Pakets weitergereicht. Jeder detektorspezifische „*Digitizer*“ simuliert auf Basis dieser Werte eine realitätsnahe Detektorantwort. Diese ist in ihrem Datenformat identisch mit dem der kalibrierten experimentellen Daten. Sie trägt zusätzlich die Information der HGEANT Spuren, die zu diesem Signal geführt hat. Für die Driftkammern, z.B., werden somit für jedes Teilchen, das eine Driftkammer durchquert, die korrespondierenden Driftzeiten jeder getroffene Driftzelle ermittelt und ausgegeben [Mar04c].

Von hier an werden Simulationsdaten und solche experimenteller Herkunft vollkommen identisch behandelt. Im Falle der Simulation werden nur noch zusätzlich die *track ids* weitergegeben.

3.3 Detektorspezifische Analyse

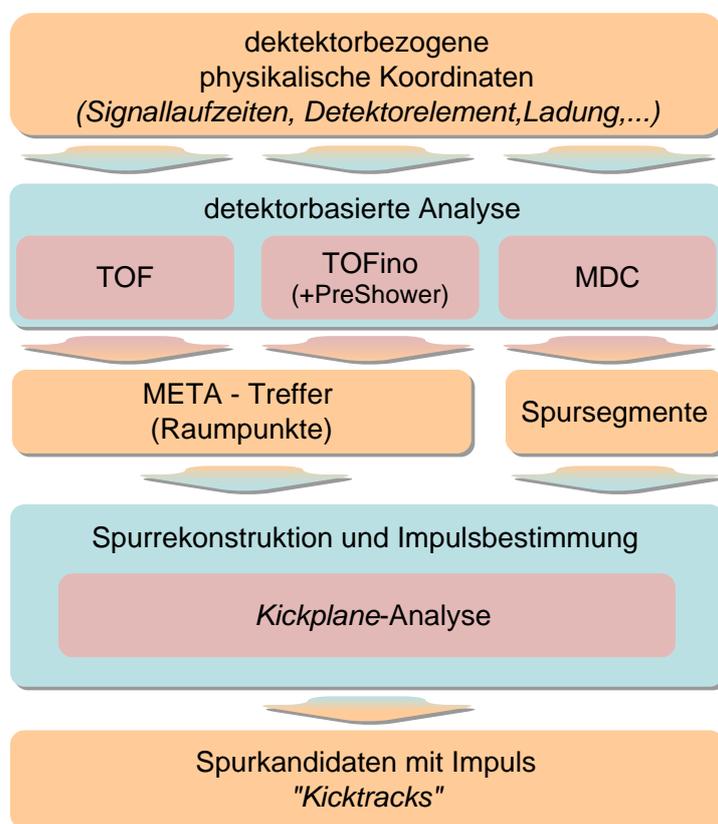


Abbildung 3.3: Prinzipbild der hadronenorientierten Analyse von Detektordaten bis zu Spurkandidaten mit Impuls, „Kicktracks“.

Ausgehend von den Daten, wie sie am Ende der in Abbildung 3.2 skizzierten Analysekette bereitstehen, werden diese Daten detektorbezogen weiter analysiert (Abbildung 3.3)². Dies bedeutet, dass die gemessenen Größen, unter Kenntnis der Detektorgeometrie und dessen Position im Raum, in Ortskoordinaten

²Detektoren, die nicht für die Hadronenanalyse verwendet werden, werden hier nicht betrachtet (RICH).

und Flugzeiten (TOF, TOFino, Abschnitt 3.3.2) oder Spursegmente (MDC, Abschnitt 3.3.1) umgerechnet werden. Mit diesen Ergebnissen finden eine Spurkandidatenrekonstruktion und Impulsbestimmung mittels der *Kickplane*-Methode statt (3.3.3). Am Ende dieser Analyse stehen somit Spurkandidaten mit einem zugewiesenen Impuls zur Verfügung. Auf diese Daten baut die folgende in dieser Arbeit entwickelte und durchgeführte Analyse (Kapitel 4) auf.

3.3.1 Minidriftkammern

Wenn ein Teilchen die Driftkammern durchquert, so sprechen im Idealfall die getroffenen Driftzellen in allen sechs Driftkammerebenen an. Neben der reinen Ortsinformation, die durch die Position der getroffenen Driftzellen gegeben ist, stehen Driftzeiten zur Verfügung, die eine Ortsauflösung von besser als $150 \mu\text{m}$ ermöglichen [Mar04c, M⁺04, G⁺98]. Ziel der Driftkammeranalyse ist mit jeweils einem Paar von Driftkammern, mit Hilfe der Driftzeiten ein Geradensegment vor und hinter dem Magnetfeld (im Falle dieses Experiments nur davor) zu bestimmen.

Kandidatensuche - Clustersuche Der erste Schritt dabei ist eine geeignete Vorauswahl von möglichen Spurkandidaten zu treffen. Der hierzu verwendete Algorithmus wird im Folgenden kurz umrissen. Abbildung 3.4 zeigt wie angesprochene Driftzellen mit ihren unterschiedlichen Stereowinkeln sich mittels einer Projektion auf einer Projektionsebene zwischen den Kammern überlagern. Die „Lichtquelle“ für diesen Schatten stellt dabei das Target dar.

Die virtuelle Projektionsebene wird in der Analyse durch eine feingerastertes 2-dimensionales Histogramm dargestellt, in dem an allen Positionen, die von der Projektion eines Drahtes überdeckt wird, der Inhalt des Histogramms um 1 erhöht wird. Durch die Überlagerung aller gefeuerten Driftzellen erhält man Bereiche (*Cluster*) an denen sich kreuzende Drähte überlagern. Trifft dies gleichzeitig für mehrere Zellen zu, so entstehen lokale Maxima. Anhand der Höhe der Cluster erfolgt dann eine Auswahl von Driftzellen, deren Informationen für eine Spuranpassung verwendet werden. Bei einer Nachweiseffizienz von 98% pro Ebene lässt sich berechnen, dass mehr als 99,5% der Cluster mindestens die Höhe 10 erreichen.

Spuranpassung Nachdem ein Cluster ausgewählt wurde, werden die beitragenden Driftzeiten mittels einer Funktionalminimierung angepasst. Mit diesem Verfahren lässt sich eine Spurrekonstruktionseffizienz von $\sigma < 100 \mu\text{m}$ erreichen. Am Ende dieses Verfahrens erhält man pro Cluster ein Geradensegment.

Eine detaillierte Beschreibung und Analyse der Effizienz der entwickelten Software findet sich in [Mar04c].

3.3.2 Time-of-Flight Detektoren: TOF + TOFino

Die Flugzeitwände setzen sich aus zwei unterschiedlichen Systemen zusammen. Einerseits deckt die Szintillatorwand TOF, die aus 384 Stäben besteht, den Polarwinkelbereich zwischen 45° und 88° ab, andererseits der TOFino genannte Detektor, der aus 24 vertikal angeordnete Stäben besteht und den inneren Winkelbereich von 18° bis 45° vor dem PreSHOWER-Detektor überdeckt.

Wenn ein geladenes Teilchen einen Szintillatorstab trifft, so löst sie am Eintrittsort eine Lichtwelle aus, die sich nach beiden Seiten des Stabes hin ausbreitet. An beiden Enden messen Photomultiplier die

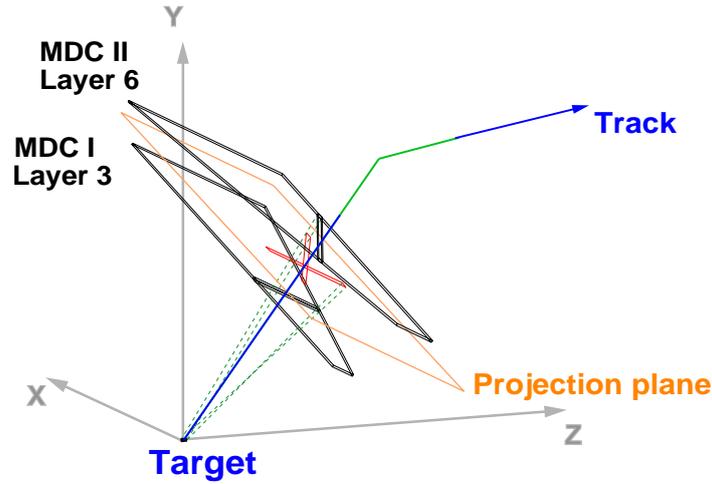


Abbildung 3.4: Darstellung der Projektionsmethode für die inneren Kammern zum Auffinden der Cluster als Grundlage zum Tracking.

Ankunftszeiten t_L und t_R relativ zu einem externen Startsignal, sowie die Amplitude der Lichtwelle. Die Position auf dem Stab lässt sich aus der Differenz der Ankunftszeiten und der Abschwächung der Signalamplituden berechnen. Die Flugzeit dorthin ergibt sich zu [A⁺02]:

$$t_{Hit} = \frac{1}{2} (\kappa_L^{TDC} \times t_L + \kappa_R^{TDC} \times t_R) - t_{start} - t_{offset} + t_{timewalk}^{corr} \quad (3.1)$$

$\kappa_{L,R}^{TDC}$ stellt einen vom jeweiligen TDC abhängigen Korrekturfaktor dar, der während der Kalibration bestimmt wird. $t_{timewalk}^{corr}$ berücksichtigt die durch unterschiedliche hohe Amplituden erzeugten Schwankungen in der Ausleseelektronik. Hierfür wird die Dämpfung des ursprünglichen Signals im Szintillator berechnet. Es ergibt sich für die Zeitauflösung $\sigma_{TOF} < 150 ps$. Die Ortsauflösung entlang des Szintillatorstabes beträgt $\sigma_x \leq 25 mm$. In Polarwinkelrichtung wird diese durch die Stärke der Stäbe bestimmt. Die inneren 32 Stäbe sind 2 cm stark, die äußeren 3 cm [A⁺02].

Die die Flugzeitwand durchquerenden Teilchen wurden zuvor im Magnetfeld abgelenkt. Danach treffen sie i.A. nicht senkrecht auf. Damit ergibt sich eine gewisse, impulsabhängige Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Teilchen mehrere Stäbe passiert. Mit Hilfe der HGEANT Simulation lässt sich abschätzen, dass $\approx 8\%$ der Treffer solche Mehrfachtreffer sind. Um solche Cluster zu identifizieren, wurden Algorithmen entwickelt, die anhand von Energieverlustmessungen und Flugzeitdifferenzen effizient und präzise entscheiden können, ob solch ein Cluster vorliegt oder ob Signale unabhängigen Spuren entstammen [Zov03b].

Die Zeitauflösung der TOFino Flugzeitwand beträgt $\sigma_{TOFino} \approx 500 ps$. Deren Flugzeitinformation kann bislang nur dann verwendet werden, wenn nur ein Teilchentreffer in einem Szintillatorelement registriert wurde, da sonst eine Zuordnung mit dem dahinterliegenden PreSHOWER-Detektor nicht gelänge.

3.3.3 Impulsrekonstruktion und Spurkandidaten: Die Kickplane-Analyse

3.3.3.1 Spurkandidaten

Da für das in dieser Arbeit betrachtete Experiment im November 2001 nur die inneren Driftkammern vor dem Magnetfeld zur Verfügung standen, musste die Teilchenspur anhand eines Treffers im META-Detektors bestimmt werden. Hierfür wurde ohne weitere Vorauswahl innerhalb eines Sektors jedes innere Spursegment der Driftkammeranalyse mit jedem Ortspunkt eines registrierten Treffers (*Hit*) des META-Detektors zu einem Spurkandidaten kombiniert. Für diese Spurkandidaten wurde im Folgenden der Impuls bestimmt.

3.3.3.2 Impulsbestimmung

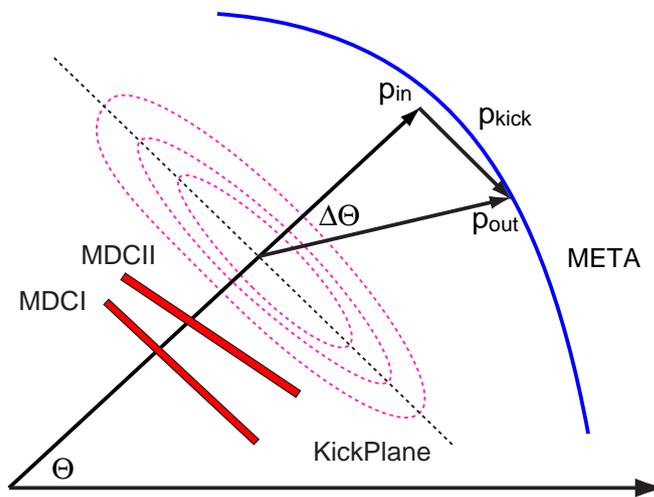


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Kickplane-Methode.

Der Impuls eines geladenen Teilchens p kann anhand seiner Ablenkung im Feld des Magneten rekonstruiert werden, wenn das Magnetfeld bekannt ist. Die Charakteristik der Ablenkung von geladenen Teilchen im toroidalen Feld des Magneten des HADES-Experimentes kann durch eine einmalige Impulsänderung („*Impulskick*“) in einer zweidimensionalen, nahezu flachen Hyperebene (*Kickplane*) [Gar03], approximiert werden. Eine schematische Darstellung der Methode ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Für die Impulsänderung p_{kick} gilt:

$$|\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}| = |\vec{p}_{kick}| = 2 \cdot p \cdot \sin(\Delta\Theta/2)$$

da $p = |\vec{p}_{in}| = |\vec{p}_{out}|$, $|\vec{p}_{in}|$ und $|\vec{p}_{out}|$ bezeichnen den Impulsbetrag vor und nach dem Magnetfeld. $\Delta\Theta$ ist die Bahnablenkung im Magnetfeld. Dieser ergibt sich durch die Einwirkung des magnetischen Feldes auf das geladene Teilchen auf seinem Weg durch das magnetische Feld

$$\Delta\Theta = \frac{q}{p} \cdot \int_{s_1}^{s_2} B(x) \cdot \sin(\alpha) ds,$$

wobei B das ortsabhängige Magnetfeld, α den Winkel, den Teilchenbahn und Magnetfeldrichtung zueinander einnehmen, und s die Teilchenbahn bezeichnet. Im Falle des toroidalen Magnetfeldes im Magneten des HADES-Experimente kann in guter Näherung $\sin(\alpha) = 1$ angenommen werden. Für kleine Ablenkungen, sprich große Impulse, wird $\sin(\Delta\Theta) \simeq \Delta\Theta$. Damit hängt der *Impulskick* nur noch vom Ein- und Austrittspunkt der Spur in das ortsabhängige Magnetfeld ab, da die Bahnlänge und die Feldstärke über die Bahnkrümmung korreliert sind:

$$p_{Kick} = q \cdot B \cdot (s_2 - s_1)$$

Die Hyperebene, in der der einmalige Impulskick auf ein Teilchen mit dem Impuls p anzuwenden ist, wurde mit Hilfe von HGEANT-Simulationen parametrisiert [Gar03]. Auftretende systematische Abweichungen für Teilchen mit niedrigen Impulsen werden durch weitere Tabellen korrigiert werden. Der *Impulskick* beträgt im Mittel $p_{Kick} = 75 \text{ MeV}/c$ und nimmt Werte zwischen $40 \text{ MeV}/c$ und $140 \text{ MeV}/c$ an. Die Impulsauflösung der *Kickplane*-Methode, bei der die beiden inneren Driftkammern und der META-Detektor zur Bestimmung der Teilchentrajektorie benutzt werden (*low resolution*), wird praktisch von der Ortsauflösung des META-Detektors ($\sigma_{META} \gg \sigma_{MDC}$) dominiert. Sie wurde anhand der Simulationsrechnung zu etwa 2% bei einem Impuls von $150 \text{ MeV}/c$ ermittelt und steigt linear bis auf etwa 22% bei einem Impuls von $1400 \text{ MeV}/c$ an.

Am Ende dieses Analyseschrittes liegen somit eine Reihe von Spurkandidaten mit Impulswerten vor, die in der weiteren Analyse verwertet werden.

3.4 Entwickelte Software

Im Rahmen dieser Arbeit wurden aufbauend auf der Klassenbibliothek und Analysesoftware HYDRA die folgenden Klassen erstellt bzw. erweitert:

- Eine proprietäre Datenstruktur zum Verwalten von Teilcheneigenschaften, *HMdcParticle*. Diese umfasst neben dem 4er-Vektor des Teilchens und seiner PID diverse Informationen und Methoden zur nachfolgenden Datenanalyse sowie die gesammelten Informationen vieler zur Rekonstruktion und Bewertung der Spur notwendigen Parameter. Darüber hinaus sind im Falle von Simulationsdaten die von GEANT stammenden Parameter enthalten.
- Auf der Grundlage der vorgenannten Datenstruktur wurde eine graphisch, kinematisch basierte Teilchenidentifikation zur Hadronenanalyse implementiert.
- Abgeleitet von der Klasse *HMdcParticle* wurde die Klasse *HMdcParticlePair* entwickelt, die zusätzlich zu den Teilcheninformationen, die Parameter, die ein Teilchenpaar charakterisieren beinhaltet (invariante Masse, Vertex, Töchter, Öffnungswinkel,...)
- Zum Befüllen der Datenstrukturen *HMdcParticle* und *HMdcParticlePair* wurden Klassen entwickelt, die neben dem Befüllen zum Ende der allgemeinen Analyse, (*HMdcParticleFiller*, *HMdcParticlePairFiller*), auch den Status zu Beginn der Analyse speichern können (*HMdcParticleFillerGeant*, *HMdcParticlePairFillerGeant*). Diese unterschiedlichen Analysezustände werden genutzt, um Akzeptanzen und Effizienzen zu bestimmen (s. Abschnitt 5.2)
- *PTools*, *HPTools*, *MPTools*:
Eine umfangreiche Sammlung von immer wieder auftretenden Routineaufgaben bei der Analyse und Darstellung von Daten. Dabei sind *PTools* (*Processing and Plot Tools*) unabhängig von

HYDRA gestaltet; ebenso die mathematischen Berechnung in *MPTools* (*Mathematical Programming Tools*). Die *HPTools* (*HYDRA Processing and Plot Tools*) enthalten gekapselt Routinen, die zum Ablauf eines HYDRA-Programms verwendet werden können [Hyd].

- Umfangreiche Ergänzungen zum *unpacker* der MDC-Daten. Zielsetzung ist hierbei eine Darstellung und Abfangen diverser Fehlerzustände, die Darstellung zusätzlicher Informationen der Rohdaten, sowie Entwicklung und Implementierung einer flexibleren Struktur zur Anpassung an unterschiedliche Rohdatenformate [Zum05a].
- Neufassung des Konverters des URQMD-Ausgabedatenformats in ein Eingabedatenformat für HGEANT. Dabei erfolgte die Berichtigung der Bestimmung der PID, insbesondere der K_S^0/K_L^0 -Bestimmung [Zum05b].

Kapitel 4

Teilchenidentifikation

Für eine detailliertere, teilchenspezifische Analyse der Daten müssen die im vorhergehenden Kapitel 3.3.3 gewonnenen Trajektorien einer Kategorie - Protonen, π^+ , π^- , Deuteronen und „andere, nicht identifizierte“ - zugeordnet werden. Die Identifikation beschränkt sich hierbei, im Sinne der Zielsetzung der Arbeit, auf Hadronen.

Zu ermitteln sind somit:

- Polarität (Ladung) und
- Masse

Während die Polarität über das Vorzeichen der Krümmung der Trajektorie im Magnetfeld bestimmt wird, stehen zur Hadronenidentifikation verschiedene Methoden zur Verfügung. Anhand der kinematischen Größen der Trajektorien, des Impulsvektors, der Flugzeit, der Krümmung der Flugbahn sowie weiteren Informationen ist eine Identifikation möglich. Eine Übersicht über die bei HADES angedachten und verwendeten Verfahren liefert Anhang A.

4.1 Methode

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Zuordnung der im vorhergehenden Kapitel gefundenen Teilchenspuren zu einer Teilchensorte basierend auf kinematischen Größen, die direkt aus der Impulsbestimmung und der Flugzeitmessung gewonnenen wurden. Durch die Gleichung 4.1,

$$p \cdot c = \beta \cdot \gamma \cdot m \cdot c^2 \quad (4.1)$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\rightarrow p \propto \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}} \quad (4.2)$$

mit p als Impuls, β der Geschwindigkeit in Einheiten von c der Lichtgeschwindigkeit und der Masse m , sind diese miteinander verknüpft. In der 2-dimensionalen dieser vom Impuls und β abhängigen Größen legen grafische Schnitte die Zuordnung zu Proton, Pionen und Deuteronen fest. Diese Schnitte werden anhand der experimentellen Ergebnisse der Daten von November 2001 der vorherigen Kapitel erstellt.

Die Auswahl erfolgt mit den u.g. Ausnahmen ausschließlich anhand kinematischer Überlegungen und der Forderung nach zusammenhängenden, stetigen und geschlossenen (im mathematischen Sinne, *kompakten*) Bereichen.

Den so identifizierten Teilchen wird in den folgenden Analyseschritten ihre nominelle Masse (entsprechend [Eid04]) zugewiesen.

4.1.1 Wahl der Koordinaten

Als geeignete Darstellung der kinematischen Variablen Impuls und Flugzeit wurde die Form

$$\text{Ladung} \times \frac{1}{\text{Impuls}} \quad \text{gegen} \quad \frac{1}{\beta}$$

gewählt. In dieser Darstellung sind der Fehler der von Impuls und Flugzeitmessung abgeleiteten Funktionen gaußverteilt. Die Gleichungen im Anschluss verdeutlichen diesen Sachverhalt, wobei p der Impuls, t die Flugzeit, s die entsprechende Flugstrecke, m die Masse und c die Lichtgeschwindigkeit darstellen. Ausgehend von Gleichung 4.1 erhält man:

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{m \cdot c} \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} = \frac{1}{m \cdot c} \cdot \sqrt{\left(\frac{t \cdot c}{s}\right)^2 - 1}.$$

Die Fehler von $1/p$ sowie $1/\beta$ ergeben sich wie folgt

$$\begin{aligned} \frac{1}{p} &\propto \Delta\Theta_{\text{Impulskick}} \\ \Delta\left(\frac{1}{p}\right) &\propto \Delta(\Delta\Theta) \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} \Delta\left(\frac{1}{\beta}\right) &= \sqrt{\left(\frac{\partial\left(\frac{1}{\beta}\right)}{\partial t} \cdot \Delta t\right)^2 + \left(\frac{\partial\left(\frac{1}{\beta}\right)}{\partial s} \cdot \Delta s\right)^2} \\ &= \frac{t \cdot c}{s} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta s}{s}\right)^2} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Solange der Fehler in der Bestimmung der Länge der Teilchentrajektorie vernachlässigbar bleibt, gilt somit für beide Größen, da die Fehler der Messgrößen ($\Delta\Theta_{\text{Impulskick}}$, Δt) gaußverteilt sind, dass deren Fehler auch gaußverteilt sind. Im Falle von $1/\beta$ reduziert sich diese Aussage zu einer gaußverteilten Komponente.

Als Ergebnis der Simulationsanalyse zeigt Abbildung 4.1 die Differenz zwischen ursprünglichen und rekonstruiertem Wert als Funktion des GEANT-Impulses für Pionen und Protonen. Analog hierzu zeigt Abbildung 4.2 diese für $1/\beta$ als Funktion des Impulses.

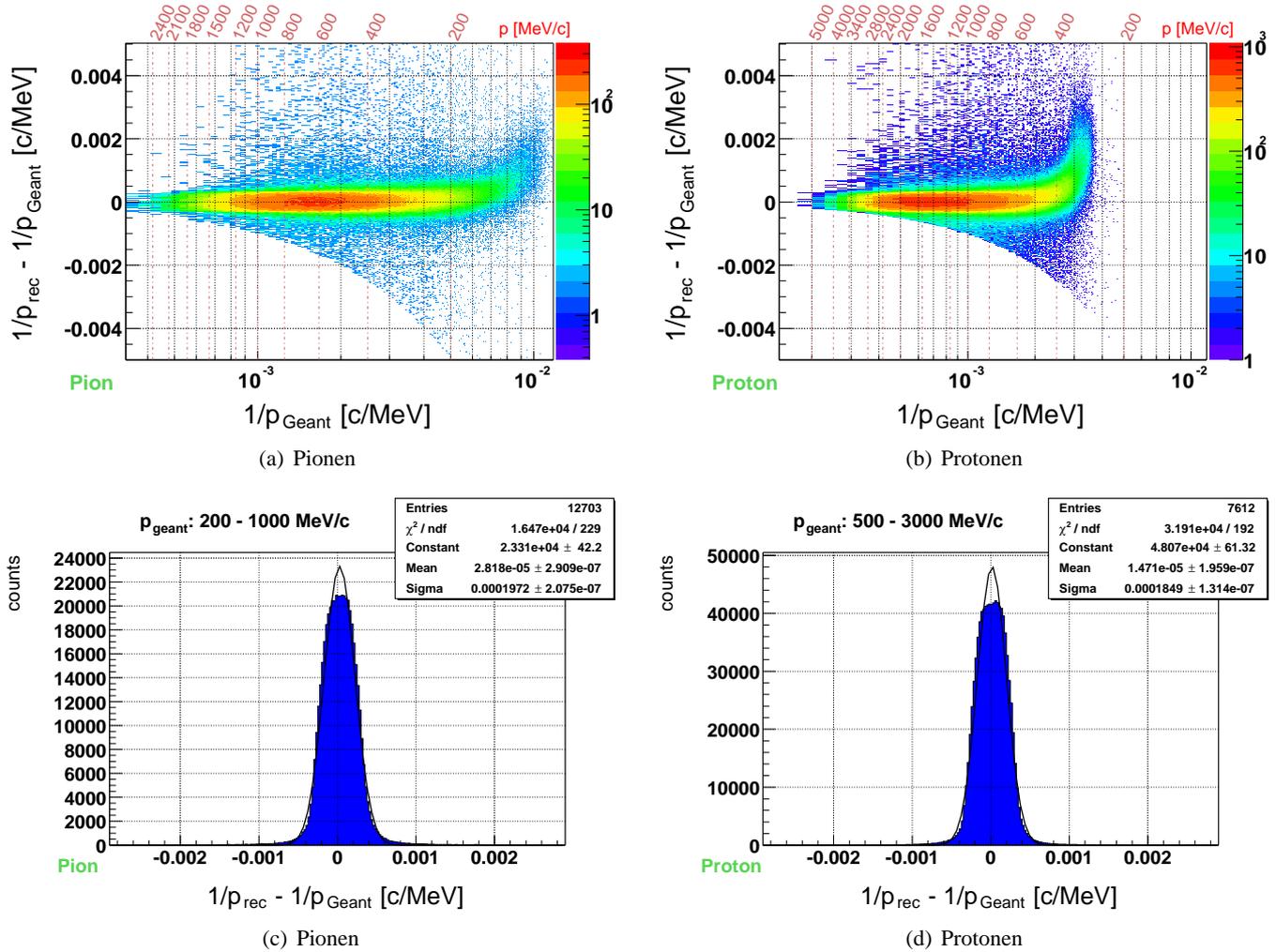


Abbildung 4.1: Darstellung des Fehlers von $1/\text{Impuls}$ als Differenz der rekonstruierten und von der Simulation zu erwartenden Größen aufgetragen gegen $1/\text{Impuls}$ und Impuls für Pionen (4.1.1) und Protonen (4.1(b)). Die Abbildungen 4.1(c) und 4.1(d) zeigen deren Projektionen entlang der Impuls -Achse im angegebenen Impulsbereich. Zusätzlich wurde eine Gaußverteilung an diese Projektionen angepasst.

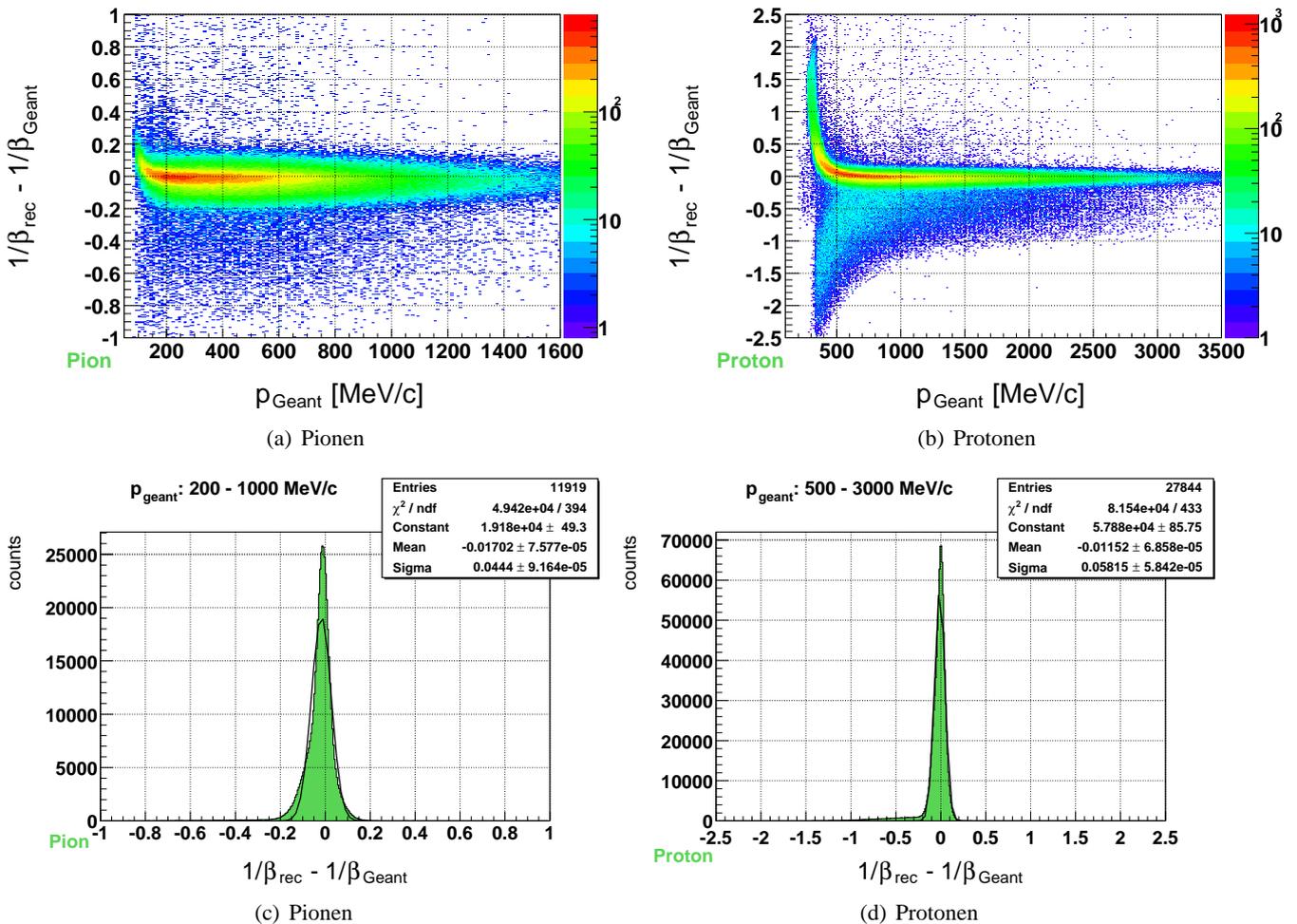


Abbildung 4.2: Darstellung des Fehlers von $1/\beta$ als Differenz der rekonstruierten und von der Simulation zu erwartenden Größen aufgetragen gegen $1/\text{Impuls}$ und Impuls für Pionen (4.2(a)) und Protonen (4.2(b)). Die Abbildungen 4.2(c) und 4.2(d) zeigen die Projektionen entlang der Impuls -Achse im angegebenen Impulsbereich. Zusätzlich wurde eine Gaußverteilung an diese Projektionen angepasst.

Für beide Variablen gilt: Die Projektion dieser 2-dimensionalen Verteilungen auf die Differenzachse ergibt Kurvenverläufe, die sich mit einer Gaußverteilung annähern lassen. In Impulsbereichen unterhalb von $200 \text{ MeV}/c$ ist diese Aussage für Pionen nicht mehr zutreffend, da die Qualität der Spur- und Impulsrekonstruktion [Mar04c, Gar03] in diesen Bereichen nachlässt. Im Falle der Protonen beeinflusst, zusätzlich zum abweichenden Rekonstruktionsmodell, ab einem Impuls kleiner $p \approx 300 \text{ MeV}/c$ Energieverlust im Targetbereich die Ergebnisse.

4.1.2 Selektionsschnitte zur Hadronenidentifikation

Aufgrund der unterschiedlichen Bestückung bzw. Einsatzfähigkeit der Sektoren während der Strahlzeit im November 2001 sowie der differierenden Nachweiseigenschaften der beiden Flugzeit-Systeme TOF und TOFino (vergl. Abschnitt 2.1.2) werden die Selektionsschnitte getrennt für Sektoren und Systeme definiert.

Mit dieser Identifikationsmethode lassen sich endliche Auflösungen der Spurrekonstruktion und Einflüsse durch die Zeitauflösung bei der Identifikation der Teilchen berücksichtigen.

Die größten Unterschiede finden sich hierbei:

1. zwischen den beiden Systemen TOF und TOFino aufgrund der unterschiedlichen Zeitauflösung und Granularität, und
2. zwischen Sektor 1 und den restlichen fünf Sektoren, da in Sektor 1 nur eine Driftkammer (Dubna-Typ) anstelle von zwei Kammern in den anderen Sektoren zur Verfügung stand. Dies führt zu unterschiedlichen Auflösungen und Effizienzen in der Spurrekonstruktion. [Mar04c].

Da sich die Sektoren zwei bis fünf bezüglich ihrer Spektren nicht voneinander unterscheiden, werden für diese jeweils identische Analyseschnitte verwendet.

Abbildung 4.3 zeigt exemplarisch die zur Hadronenidentifikation gewählten grafischen Auswahlsschnitte in der Darstellung $Ladung \times 1/Impuls$ gegen $1/\beta$.

Die Vorteile für die Beschreibung der Daten mittels der reziproken Größen liegt darin, dass die Auswahl der Bereiche durch die gaußsche Fehlerverteilung erleichtert wird. Die Kurvenverläufe sind in großen Bereichen annähernd linear (Proton, Deuteron) bzw. folgen einer einfachen Wurzelfunktion (π^+ , π^-). Dies erleichtert zusätzlich die Definition der Bereiche.

Die Schnitte im Impuls sind für π^+ bis maximal $1 \text{ GeV}/c$ ($1/p = 0.0001 \text{ c}/\text{MeV}$) beschränkt worden, da bei darüber hinausgehenden Werten die Protonen und die positiven Pionen überlappen. Im Bereich oberhalb von $p > 1 \text{ GeV}/c$ werden alle Teilchen dieses Überlappbereichs den Protonen zugeordnet. Zusätzlich wird mittels einer Selektion auf Deuteronen deren Anteil von den Protonen separiert.

Obwohl im Bereich der negativen Pionen keine relevanten, störenden Beiträge von Antiprotonen zu erwarten sind, und die Auswahlbereiche bedeutend größer gewählt werden könnten, wird dieser jedoch für die negative Pionen symmetrisch zu den positiven Pionen eingeschränkt, um deren Symmetrie zu erhalten. Dieser wurde daher durch eine Spiegelung des Schnitts für π^+ an der x-Achse erzeugt.

Darüber hinaus wurden die Pionenbereiche an den Enden zu kleinen Impulsen ($p > 100 \text{ MeV}/c$) verbreitert um die in diesem Impulsbereich verschlechterten Impuls- und Spurrekonstruktionseffizienzen auszugleichen.

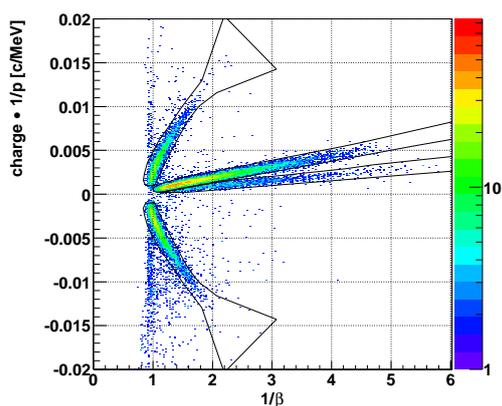


Abbildung 4.3: Methode der Teilchenidentifikation mittels grafischer Auswahlsschnitte in der 2-dimensionalen Auftragung der Experimentdaten von $1/Impuls$ gegen $1/\beta$, exemplarisch für Sektor 2 und das TOF-System. Von oben nach unten sind die Auswahlbereiche von π^+ , Proton, Deuteron und π^- gezeigt. Entlang der Achse $1/\beta \approx 1$ sind darüber hinaus leptonische Beiträge (e^+ , e^-) zuerkennen.

Die Abbildung 4.4 zeigt die in der weiteren Analyse zur Teilchenidentifikation von Protonen, Pionen und Deuteronen verwendeten grafischen Auswahlbereiche. Kontaminationsbeiträge von nicht betrachteten, anderen Teilchen werden im späteren Abschnitt 4.2.2.1 behandelt. Zur Darstellung der Wirkungsweise der Schnitte zeigt die Abbildung 4.5 die gewählten Bereiche exemplarisch für die Summe der Sektoren 2-5 in den konventionelleren Koordinaten $Impuls$ gegen β .

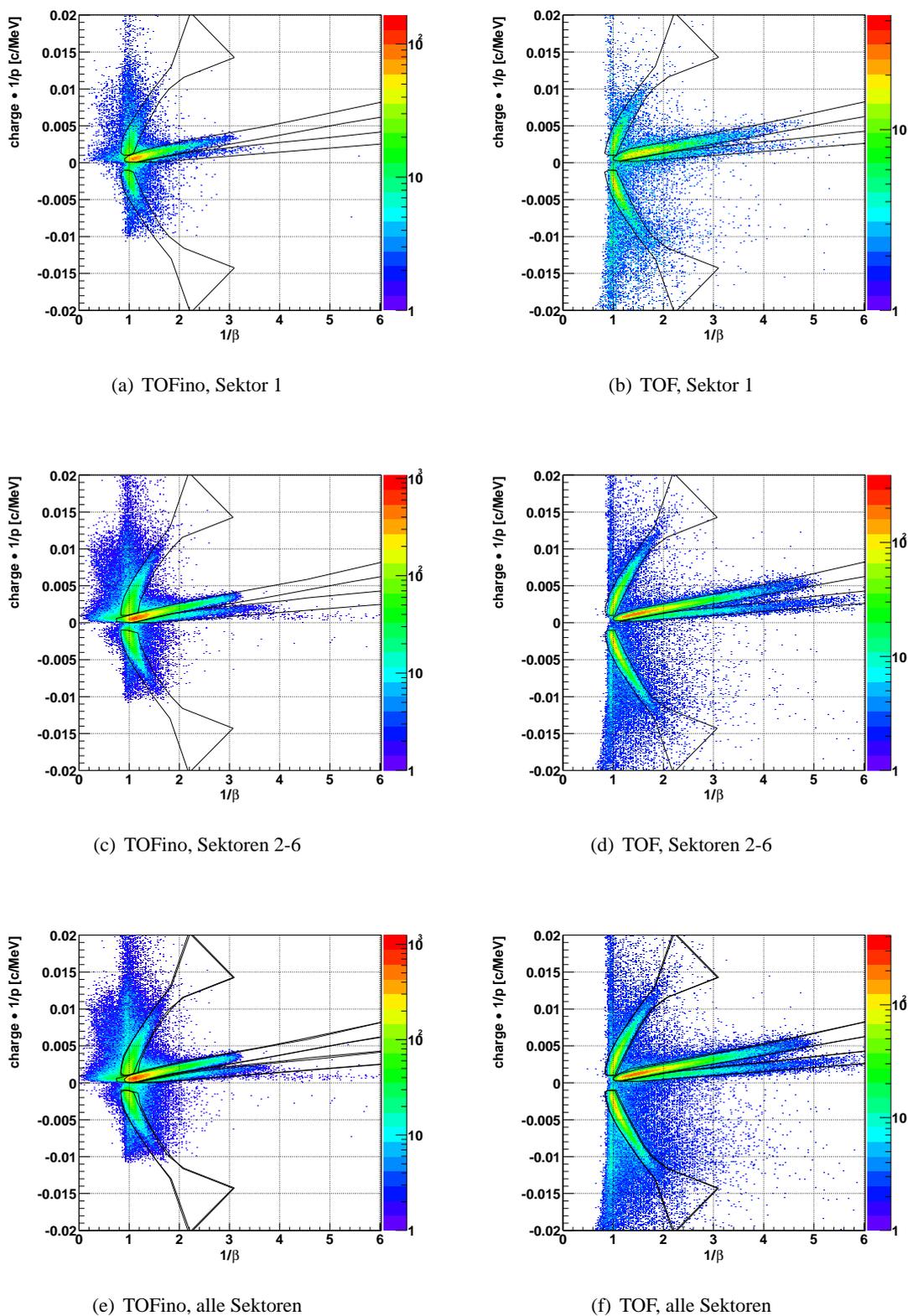


Abbildung 4.4: Definition der Identifikationsschnitte zur Teilchenidentifikation: Die einzelnen Bilder zeigen, die sektor- und systemweise verwendeten grafischen Schnitte in der 2-dimensionalen Darstellung von $1/\text{Impuls}$ [MeV/c] aufgetragen gegen $1/\beta$. In der linken Spalte (a, c, e) sind die des TOFinO-Systems, in der rechten (b, d, f) die des TOF-Systems dargestellt. Zeilenweise, von oben nach unten sind diese unterteilt in die Schnitte für den Sektor 1 (a, b) - da diese identisch behandelt werden können - zusammen für die Sektoren 2-6 (c, d) und in der letzten Zeile (e, f) für die Summe aus allen Sektoren. In jeder Abbildung sind dies von oben nach unten die Schnitte für π^+ , Proton, Deuteron und π^- .

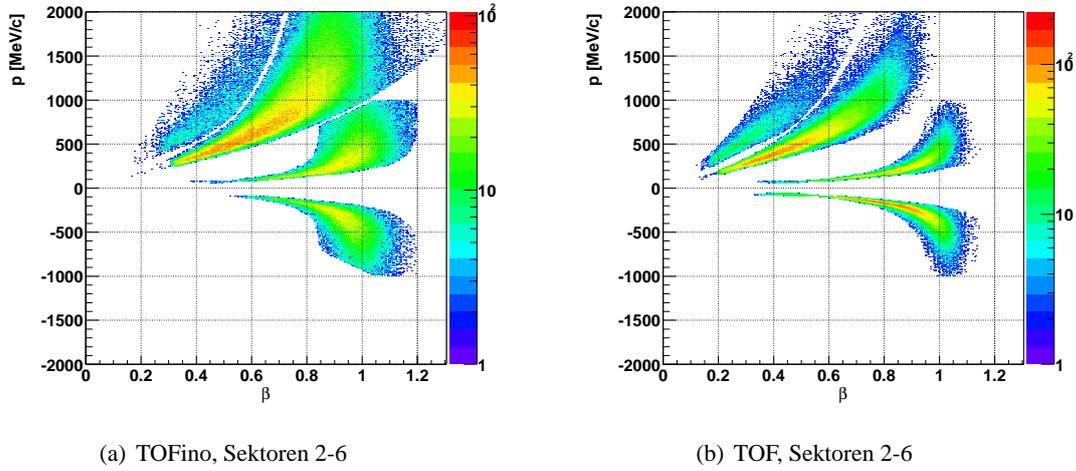


Abbildung 4.5: Anwendung der Identifikationsschnitte zur Teilchenidentifikation: Die beiden Abbildungen zeigen die Selektionsseigenschaften der grafischen Schnitte aus Abbildung 4.4 auf die Experimentdaten von November 2001. Die Darstellung erfolgt in Impuls [MeV/c] \times Ladung aufgetragen gegen β . Die Bereiche sind (von oben nach unten): Deuteron, Proton, π^+ und π^- .

4.2 Korrekturen zur Identifikation

Mit Hilfe von Simulationsrechnungen lassen sich Aussagen zu folgenden Korrekturen für die Teilchenidentifikation bestimmen:

- Effizienz der Identifikation, sowie
- deren Reinheit, d.h. den Grad an Beimischungen von anderen Teilchensorten.

Diese ergeben zusammen mit weiteren Korrekturen (u.a. der Akzeptanz (siehe Abschnitt 5.2)) der folgenden Analyse eine Korrekturmatrix mit deren Hilfe die Rohdaten korrigiert werden.

4.2.1 Effizienz

Die Effizienz der Teilchenidentifikation beschreibt die Fähigkeit dieser Methode ein gegebenes Teilchen dessen Typ spezifiziert ist, korrekt zu identifizieren. In einer Formel ausgedrückt bedeutet dies:

$$\epsilon_{PID} = \frac{\text{korrekt als Teilchen der Sorte } X \text{ identifiziert}}{\text{alle Teilchen der Sorte } X} = \frac{N_{\text{korrekt identifiziert}}^X}{N_{\text{Sim}}^X} \quad (4.5)$$

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz ϵ_{PID} wurden in einer PLUTO-Simulation eine Million Reaktionen mit jeweils zwei Pionen erzeugt. Damit diese Daten in einer realitätsnahen Ereignisreaktion vorliegen wurde sie reaktionsweise in die Ausgangsdaten der URQMD-1.3p-Simulation eingebettet.

Diese kombinierten Rohdaten durchliefen die Analysestufen der GEANT-Simulation unter den Gegebenheiten der Strahlzeit November 2001, unter der Annahme einer idealen, bis auf die Targetposition, unveränderten Geometrie. Die Ergebnisse dieser GEANT-Rechnung durchliefen im Folgenden die gesamte Analysekette bis zur Stufe der Teilchenidentifikation. Nach der Gleichung 4.5 wurden die Anzahl der identifizierten Teilchen mit der ursprünglichen Teilchenzahl zu einer Effizienzmatrix als Funktion des *transversalen Impulses* p_T , der *Rapidity* und der *Teilchensorte* kombiniert. Zusätzlich erfolgte zur Berücksichtigung einer sektoriellen Abhängigkeit eine Unterscheidung dieser Effizienzmatrix nach Sektoren. Wie bereits bei der Bestimmung der Selektionsschnitte beschrieben, bestätigt sich hier auch, dass nur der erste Sektor sich bzgl. seiner Nachweiseigenschaften von den anderen fünf Sektoren unterscheidet. Aus diesem Grund werden im Folgenden die Sektoren 2-6 über eine einzige gemeinsame Matrix behandelt. Wie sich im weiteren herausstellen wird, gilt dieser Zusammenhang auch für die Reinheit 4.2.2 sowie im nächsten Kapitel auch für die Akzeptanzkorrekturen 5.2.1.

Die folgenden Abbildungen 4.6 stellen die gewonnenen Effizienzen und deren relativen Fehler für Protonen und Pionen für die verschiedenen Sektoren dar. Dargestellt sind hierbei die 2-dimensionalen Verteilungen als Funktion des *transversalen Impulses* p_T [MeV/c] und der *Rapidity* y . Es zeigt sich, dass im Allgemeinen in den Kernbereichen für Protonen und Pionen die Identifikationseffizienz über 90% liegt. Der Unterschied zwischen den beiden Sektorbereichen ergibt im Vergleich etwa 5-10 % schlechtere Effizienzen im Sektor 1.

Wegen der limitierten Statistik belaufen sich in den Randbereichen der Effizienzmatrizen die relativen Fehler auf Werte von $\Delta\epsilon_{PID}/\epsilon_{PID} > 10 - 20\%$, die zu unbrauchbaren Korrekturfaktoren führen. Um eine realistische Korrektur zu gewährleisten, wurden deshalb aus den Effizienzmatrizen Bereiche ausgeblendet, in der der relative Fehler sich außerhalb der in Tabelle 4.1 angegebenen Werte befand. Nach Anwendung dieser Kriterien auf die Matrizen von Abbildung 4.6 ergeben sich die bereinigten Effizienzen aus Abbildung 4.8. Entsprechend hierzu stellen die Abbildungen 4.7 und 4.9 die durch die Projektion von ausgewählten Rapidityintervallen gewonnenen Verteilungen als Funktion des transversalen Impulses dar.

Sektor(en)	$\frac{\Delta\epsilon_{PID}}{\epsilon_{PID}} < \text{Maximum}$ Maximum [%]
1	20
2-6 (gemeinsam)	10

Tabelle 4.1: Erlaubte Bereiche für die relativen Fehler der Effizienzmatrizen: Bereiche mit relativen Fehlern außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

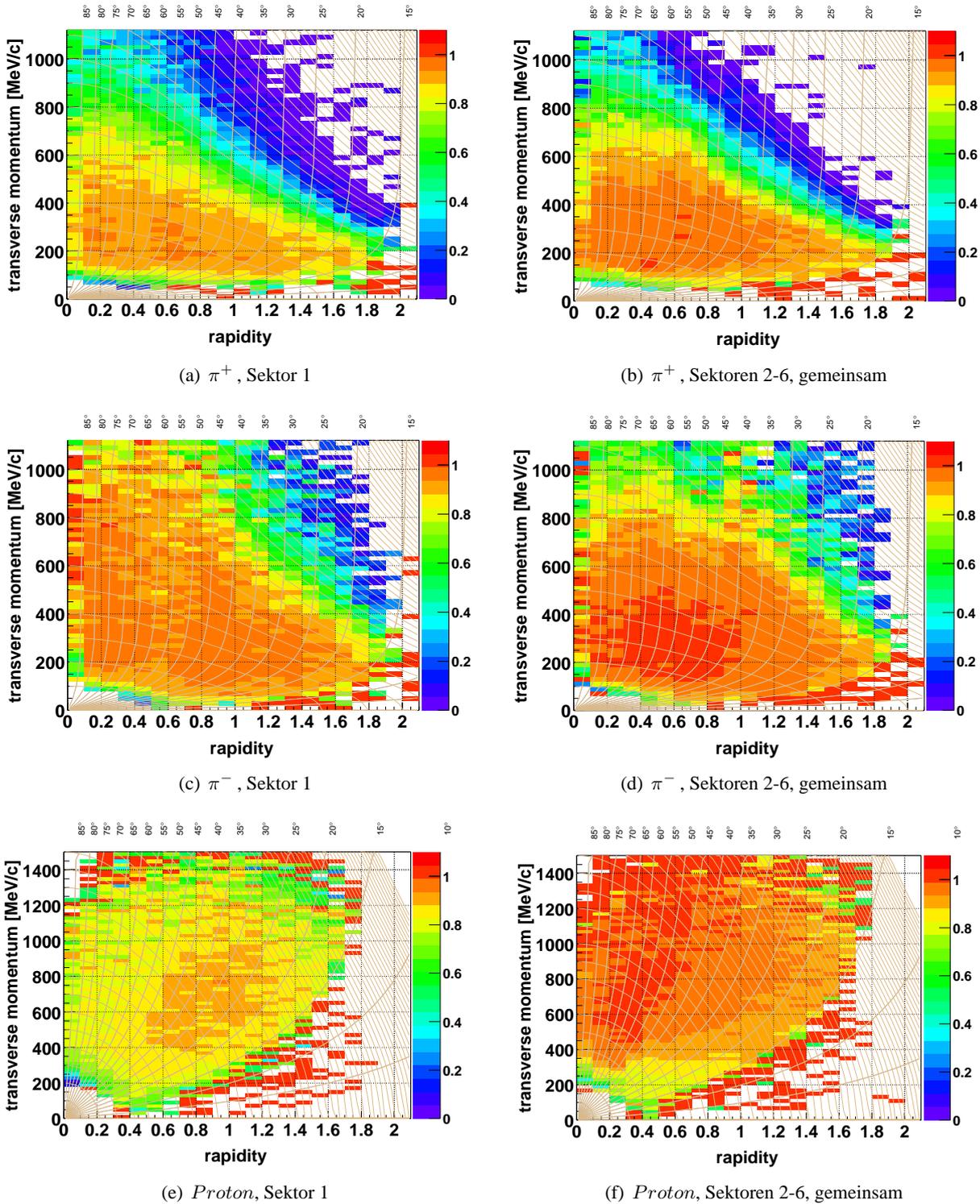
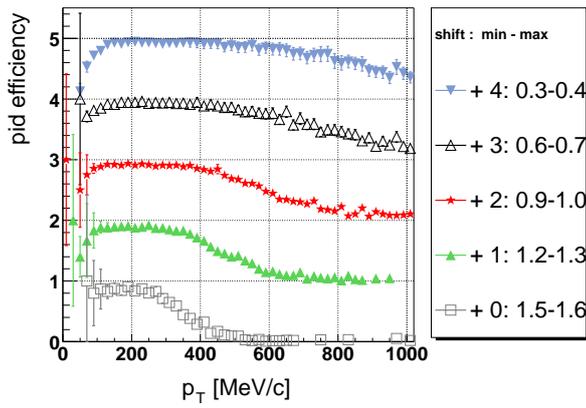
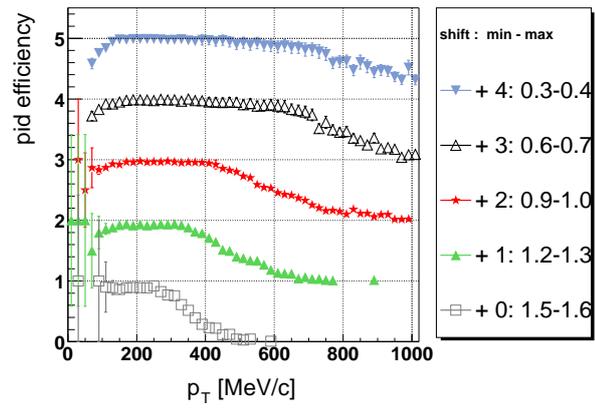
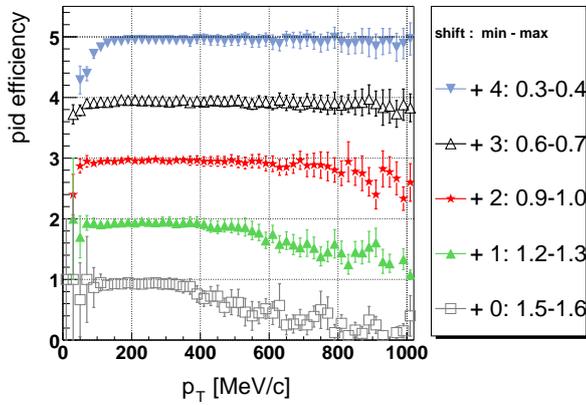
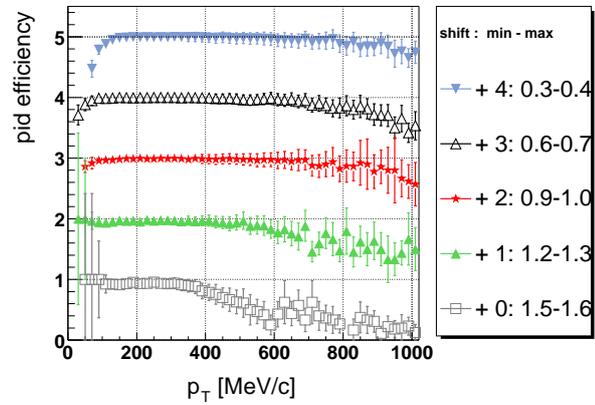
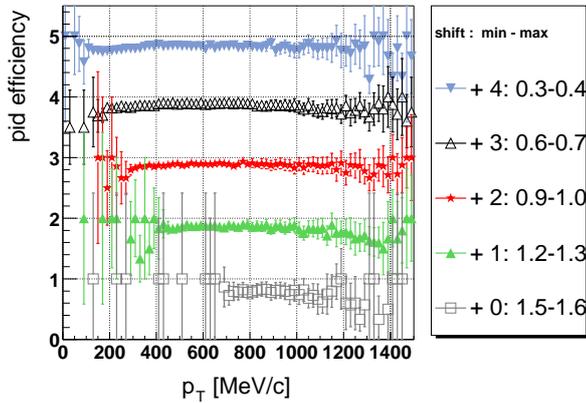
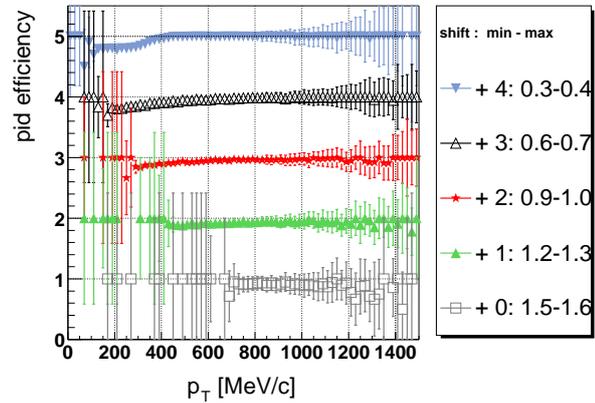


Abbildung 4.6: Effizienz der Teilchenidentifikation als Funktion des transversalen Impulses p_T [MeV/c] und der Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 4.7: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der Effizienz der Teilchenidentifikation in Abbildung 4.6 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

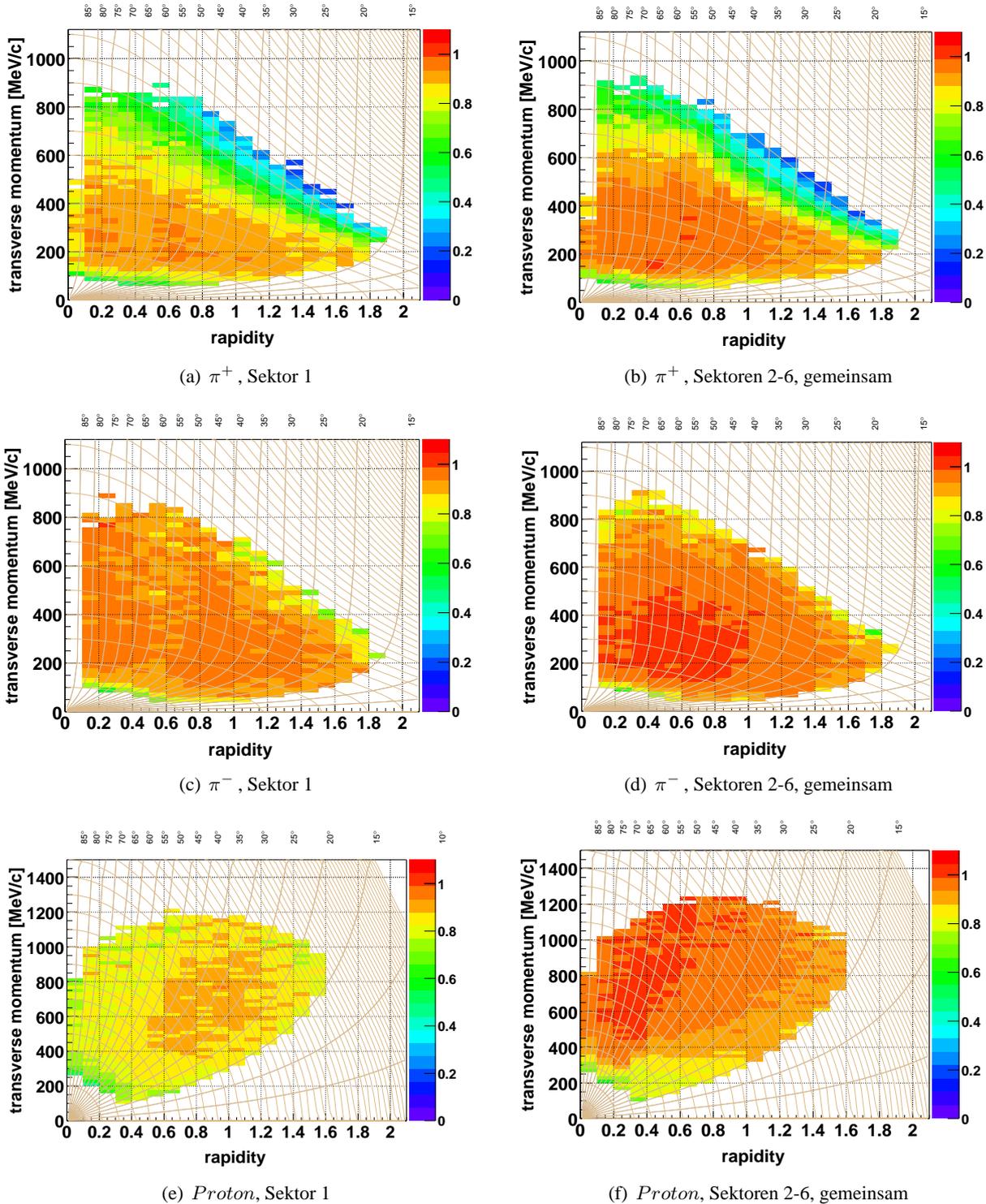
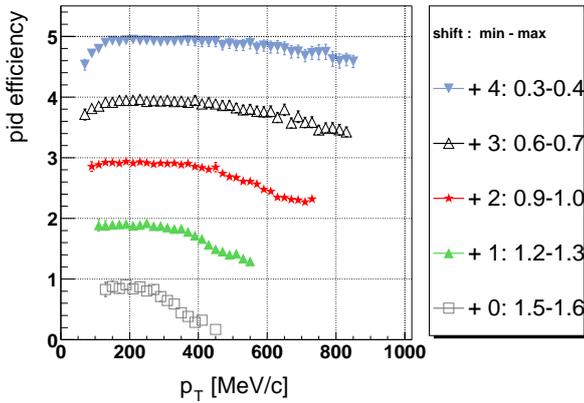
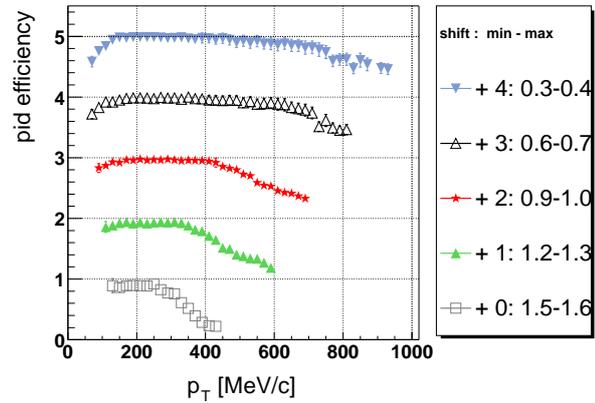
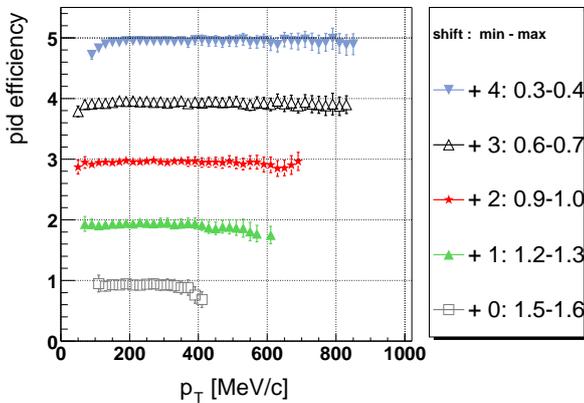
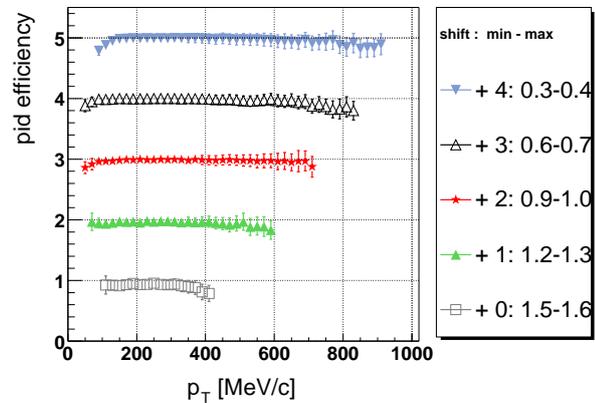
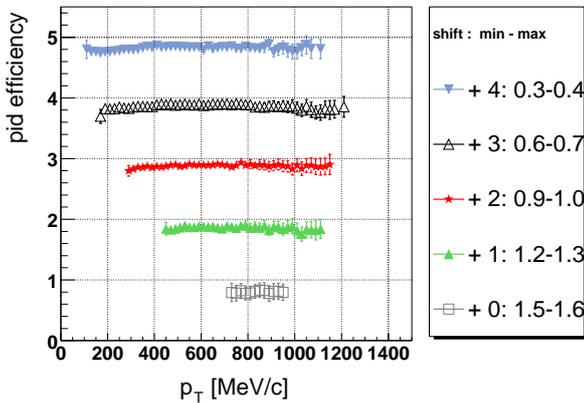
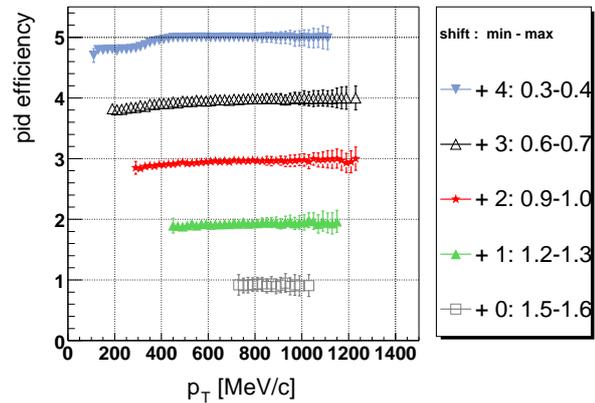


Abbildung 4.8: bereinigte Effizienz der Teilchenidentifikation als Funktion des transversalen Impulses p_T [MeV/c] und der Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle 4.1: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 4.9: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der bereinigten Effizienz der Teilchenidentifikation in Abbildung 4.8 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

4.2.2 Reinheit („Purity“)

Das zweite Kriterium, das zur Bewertung der Güte der Hadronenidentifikation herangezogen wird, ist neben der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Identifikationseffizienz, die sogenannte Reinheit oder auch „Purity“ des Identifikationsverfahrens. Sie ist ein Maß für die Fehlidentifikation von Teilchen oder, in anderen Worten, die zusätzliche Beimischung von Teilchen einer falschen Spezies zur Menge der zu einer Sorte richtig identifizierten Elemente. Dies wird wiederum in Form eines Verhältnisses definiert:

$$\begin{aligned} \eta_{Purity} &= \frac{\text{Teilchen der Sorte } X \text{ identifiziert}}{\text{korrekt als Teilchen der Sorte } X \text{ identifiziert}} = \frac{N_{\text{identifiziert}}^X}{N_{\text{korrekt identifiziert}}^X} \quad (4.6) \\ &= \frac{N_{\text{korrekt identifiziert}}^X + N_{\text{Kontamination}}^X}{N_{\text{korrekt identifiziert}}^X} = 1 + \frac{N_{\text{Kontamination}}^X}{N_{\text{korrekt identifiziert}}^X} \end{aligned}$$

Der optimale Wert beträgt 1. Werte darüber beschreiben die zusätzliche Kontamination.

Eine alternative Darstellung ist die inverse Darstellung der Gleichung 4.6:

$$\epsilon_{Purity} = \frac{\text{korrekt als Teilchen der Sorte } X \text{ identifiziert}}{\text{Teilchen der Sorte } X \text{ identifiziert}} \quad (4.7)$$

Sie verdeutlicht dabei mehr den Anteil an korrekt identifizierten Teilchen, im Gegensatz zur vorhergehenden Betonung auf der zusätzlichen Kontamination.

Zur Bestimmung von η_{Purity} wurden die Simulationsdaten der URQMD-Simulation mit etwa 600.000 Reaktionen verwendet. Sie wurde nach Gleichung 4.6 bestimmt. Wiederum (vergl. Abschnitt 4.2.1) werden diese als Funktion des *transversalen Impulses* p_T [MeV/c] und der dimensionsfreien *Rapidität* dargestellt. Ebenso erfolgt auch hier eine sektorielle Unterscheidung in die zwei Gruppen *Sektor 1* und *Sektoren 2-6*.

Die Abbildungen in 4.10 zeigen die gewonnenen „Purity“-Verteilungen der intuitiveren, reziproken Größe $\epsilon_{Purity} = 1/\eta_{Purity}$ für Protonen und Pionen. Hierbei sind diese als 2-dimensionale Verteilungen als Funktion des *transversalen Impulses* p_T [MeV/c] und der *Rapidität* y dargestellt. Dies erfolgt getrennt nach den beiden oben beschriebenen Sektorbereichen.

Es ergeben sich für die Pionen Werte in Kernbereichen um $\eta_{Purity}^{\pi} \approx 1.1 - 1.3$ bzw. $\epsilon_{Purity}^{\pi} \approx 80 - 90\%$. Die Kontamination der Protonen ist bedeutend geringer. Die Werte betragen hierbei $\eta_{Purity}^{Proton} \approx 1.0 - 1.1$ bzw. $\epsilon_{Purity}^{Proton} \approx 95 - 100\%$. Im nachfolgenden Abschnitt 4.2.2.1 wird auf die verschiedenen Quellen für diese Kontamination eingegangen.

Wiederum erfolgt eine Bereinigung der Matrizen in den Randbereichen aufgrund der dort limitierten Statistik. Für eine realistische „Purity“-Beschreibung wurden aus den Matrizen solche Bereich ausgeblendet, in der der relative Fehler $\Delta\epsilon_{Purity}/\epsilon_{Purity}$ sich außerhalb der in Tabelle 4.2 angegebenen Werte lag. Nach Anwendung dieser Kriterien auf die Matrizen von Abbildung 4.10 ergeben sich die bereinigten Matrizen für ϵ_{Purity} aus Abbildung 4.12. Zur Ergänzung zeigen die Abbildungen 4.11 und 4.13 die Verteilungen bezüglich des transversalen Impulses von ausgewählten Rapiditätsintervallen.

Sektor(en)	$\frac{\Delta \epsilon_{Purity}}{\epsilon_{Purity}} < \text{Maximum} [\%]$
1	60
2-6	40

Tabelle 4.2: Erlaubte Bereiche für die relativen Fehler der „Purity“-Matrizen: Bereiche mit relativen Fehlern außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

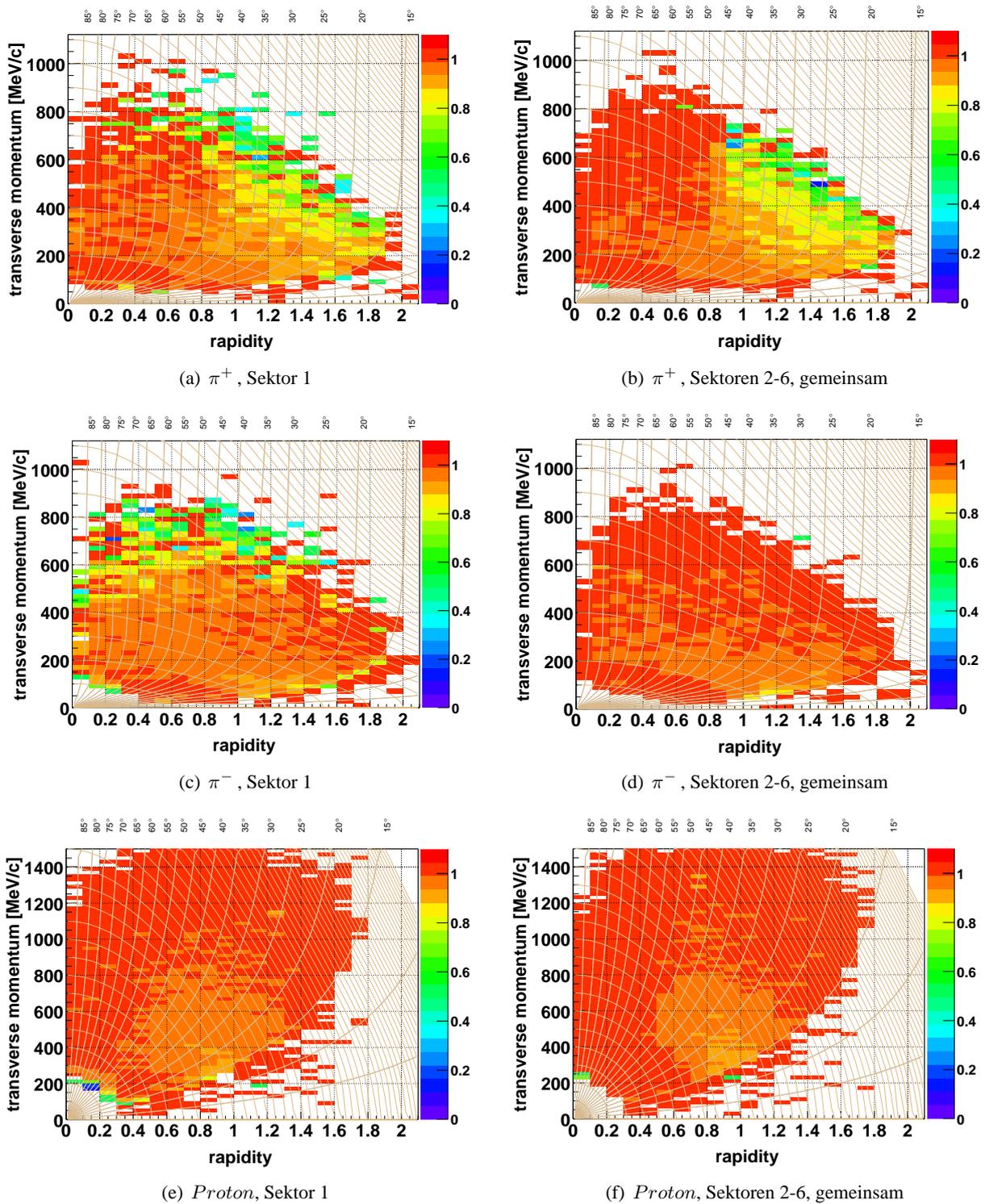


Abbildung 4.10: „Purity“ der Teilchenidentifikation als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität η : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

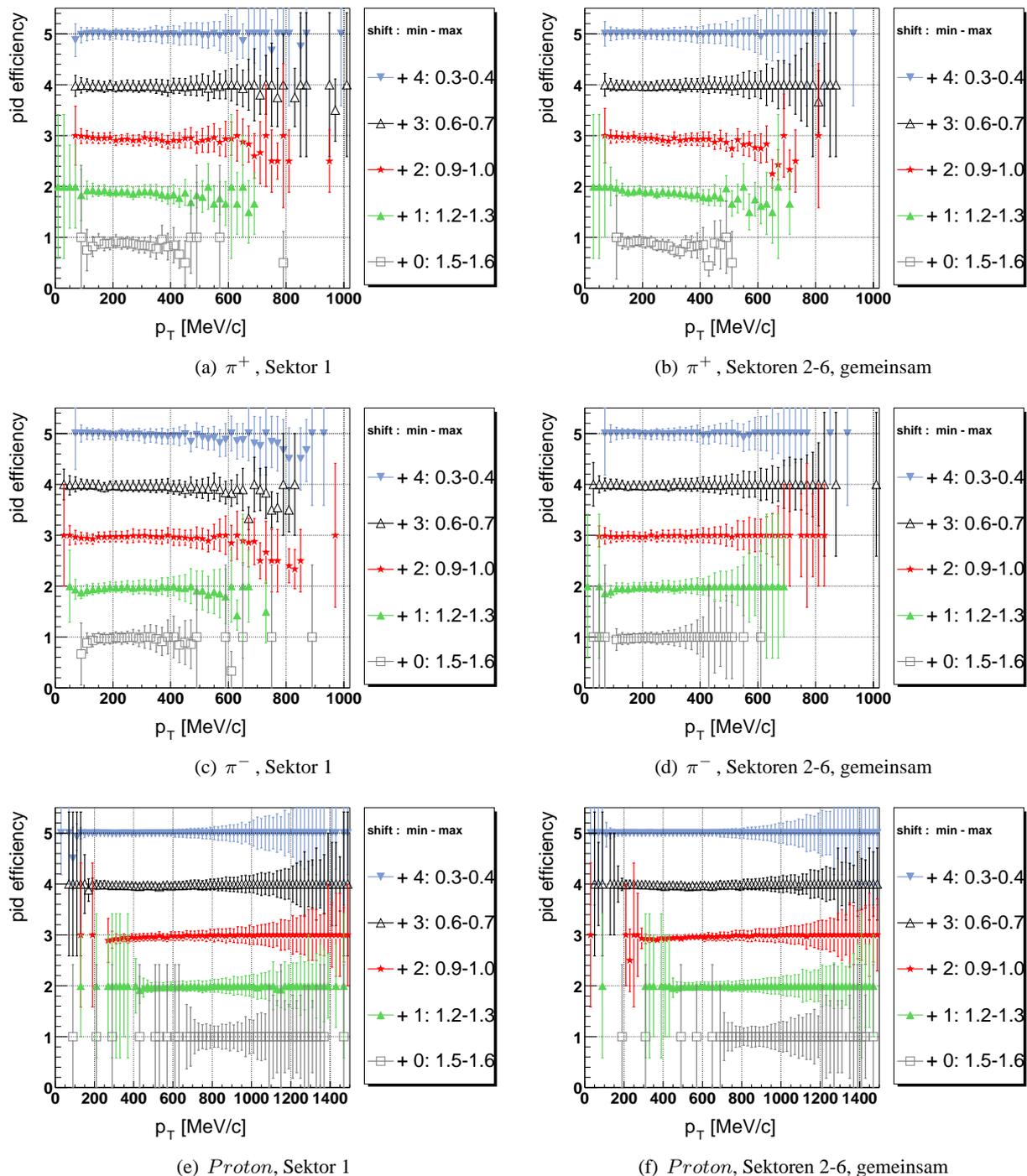


Abbildung 4.11: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der „Purity“ der Teilchenidentifikation in Abbildung 4.10 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

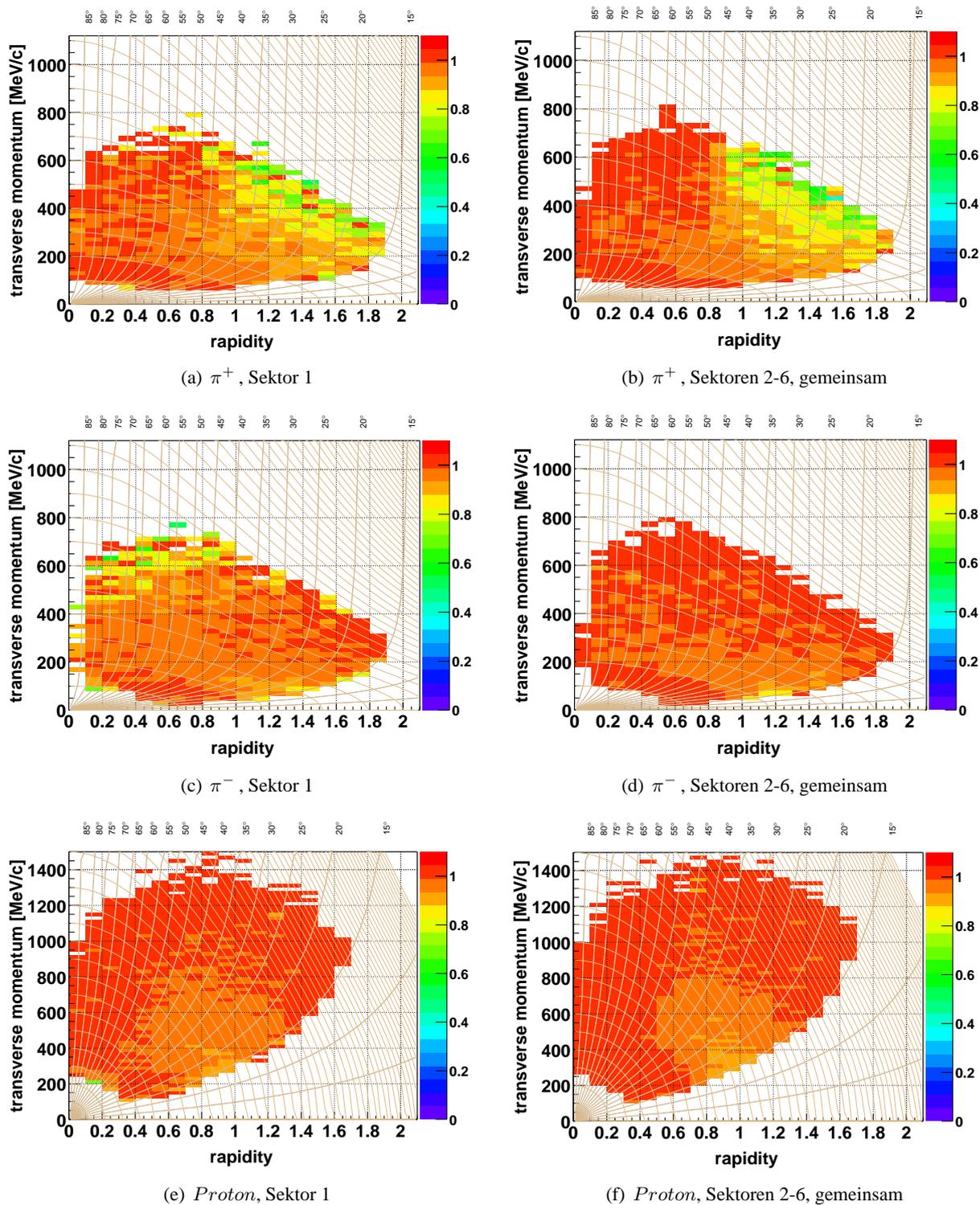
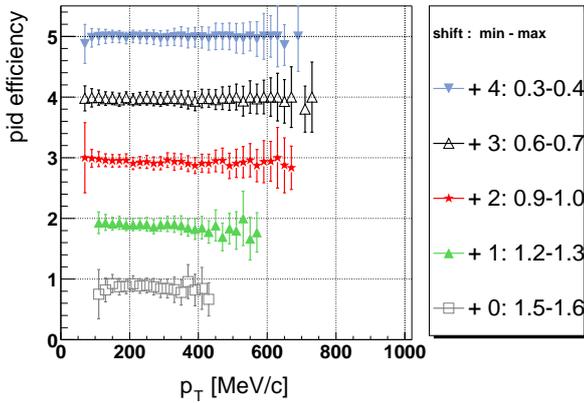
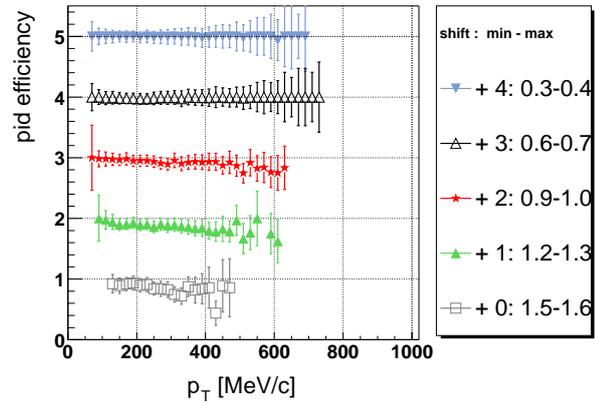
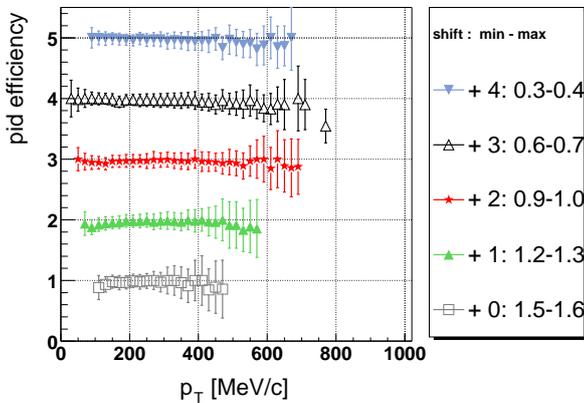
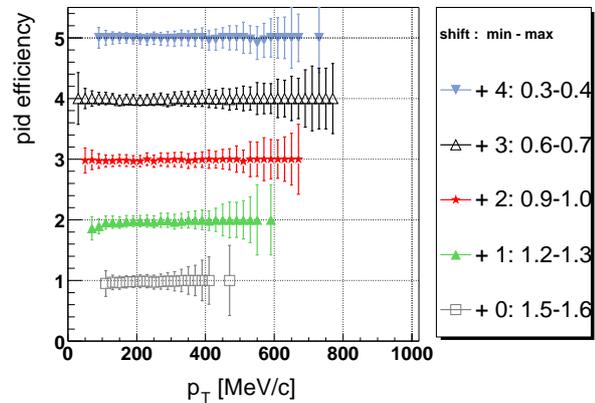
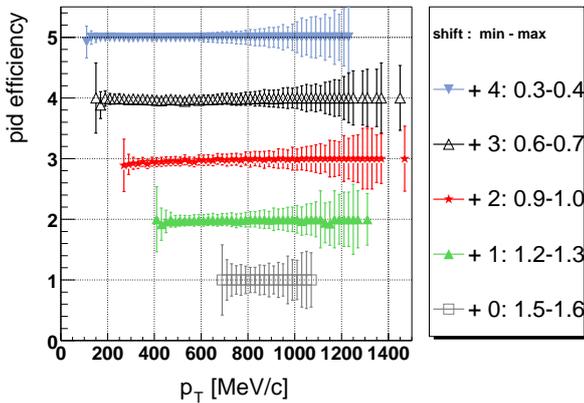
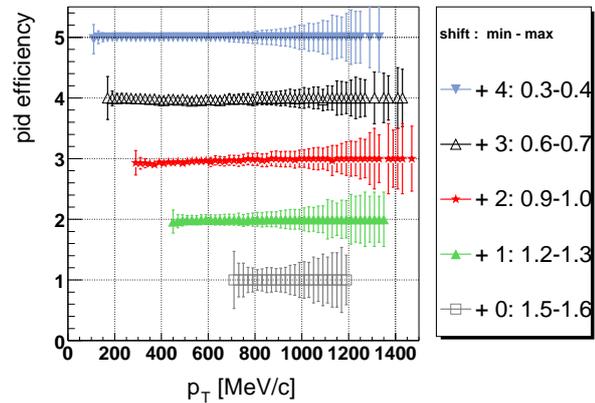


Abbildung 4.12: Bereinigte Verteilung der „Purity“ ϵ_{Purity} als Funktion des transversalen Impulses p_T [MeV/c] und der Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle 4.2: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 4.13: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der bereinigten „Purity“ der Teilchenidentifikation in Abbildung 4.12 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

4.2.2.1 Kontaminationsbeiträge

In diesem abschließendem Abschnitt der Teilchenidentifikation werden die Quellen für Kontaminationsbeiträge untersucht, die die Reinheit oder „Purity“ bei der Hadronenidentifikation beeinflussen. Hierzu wurde ausgehend von den Simulationsdaten die wahre Identität und gegebenenfalls der Entstehungsprozess anhand der Spurinformationen in GEANT rekonstruiert.

Integral werden bei den Protonen $\approx 95 - 98\%$ Reinheit und bei den Pionen $\approx 80 - 90\%$ Reinheit erreicht. In den folgenden Abbildungen sind die Ergebnisse dieser Untersuchung für Pionen (4.15) und Protonen (4.14) gezeigt. Darin werden die relativen Anteile der Beiträge von diversen Teilchensorten zur identifizierten Teilchensorte bis zu einem relativen Beitrag von 1% als Funktion vom rekonstruierten Impuls dargestellt.

Im einzelnen ergeben sich für die verschiedenen Protonen und Pionen die folgenden Quellen, die zu den Verunreinigungen beitragen:

- Fehlkombinationen (keine gemeinsame Spur, „no common track“):
Es zeigt sich, dass aufgrund der in Kapitel 3, Abschnitt 3.3.3 beschriebenen grundsätzlichen Eigenschaften der *Kickplane*-Analyse nur mit den inneren Driftkammern, die Kontamination der Teilchen durch Fehlkombinationen von Spursegmenten und Treffern im META-Detektor von unterschiedlichen Spuren (*no common track*) den Hauptanteil darstellt. Im Falle der Pionen liegt der relative Anteil bei 15 – 20 %, bei Protonen zwischen 2 und 5 %. In Bereichen unterhalb von 100 MeV/c hingegen dominiert dieser Prozess, aufgrund der starken Krümmung der Trajektorien.
- Speziell für Pionen:
 - Proton-Pion-Überlapp:
Die positiv geladenen Pionen erfahren die Verunreinigung durch die Fehlidentifikation der deutlich häufigeren Protonen, deren Anteil sich von 300 MeV/c an von 2 % bis auf 20 % bei 1000 MeV/c steigert.
 - Müonen, Zerfall des Pions:
Eine weitere Ursache für Fehlidentifikationen ist der Zerfall des Pions gemäß $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$ in Müonen und (Anti-)Neutrinos. Die mittlere Zerfallszeit im Eigensystem von geladenen Pionen beträgt $\tau_{\pi^\pm} = 2.6 \times 10^{-8} s$ [Hag02]. Gefaltet mit der Impulsverteilung ergibt sich, dass etwa 15 % der Pionen innerhalb des Detektorbereichs zerfallen. Davon entfallen ca. 5 % auf Zerfälle vor den Driftkammern. Diese werden in den Abbildungen 4.15(a) und 4.15(b) als identifizierte Müonen aufgeführt. Pionen, die jedoch erst zwischen inneren Driftkammern und META-Detektor zerfallen, werden, da sie für GEANT zwei unterschiedliche Spuren darstellen als „no common track“ eingestuft. Sie können jedoch durch Einbeziehen der Vorläufer und Entstehungsprozesse im nachhinein isoliert werden und werden bei den Korrekturen berücksichtigt. Die Zerfallsprozesse tragen einen Anteil von 2 – 5 %.
Im Rahmen dieser Analyse werden Müonen aus zerfallenen Pionen weiterhin als Pionen betrachtet, da sie den überwiegenden Anteil des Impulses weitertragen.
 - δ -Elektronen, hochenergetische *knock-out* Elektronen:
Diese Quelle stellt neben den oben beschriebenen Pionenzfällen eine weitere Quelle für Fehlidentifikation dar. Pionen treffen dabei auf Atome und streuen elastisch an deren Hüllenelektronen.
 - Desweiteren tragen bis zu maximal 2% Elektronen bzw. Positronen zu den Spektren bei.

- Spezifisch für Protonen:
 - Proton-Pion-Überlapp:

Wie bereits vorher (Abschnitt 4.1, S. 31) erwähnt, wird die geringe Beimischung von positiv geladenen Pionen im Bereich oberhalb eines Impulses von $1\text{ GeV}/c$ zugunsten der erwartungsgemäß häufigeren Protonen toleriert. Deren Beimischung setzt bei einem Impuls von $800\text{ MeV}/c$ ein und trägt einen maximalen Anteil von 5%. Da der betroffene Impulsbereich hauptsächlich vom TOFINO-Detektor (18° - 45°) überdeckt wird, sind in den 2-dimensionalen Darstellungen von Abbildung 4.10 die Bereiche unterhalb von 45° betroffen.
 - δ -Elektronen, hochenergetische Knock-out Elektronen:

Wie bei den Pionen entstehen als Anteil der „no common track“ - Spuren δ -Elektronen beim Auftreffen von Protonen auf Atome. Sie haben mit steigendem Impuls einen maximalen Anteil von 2%.

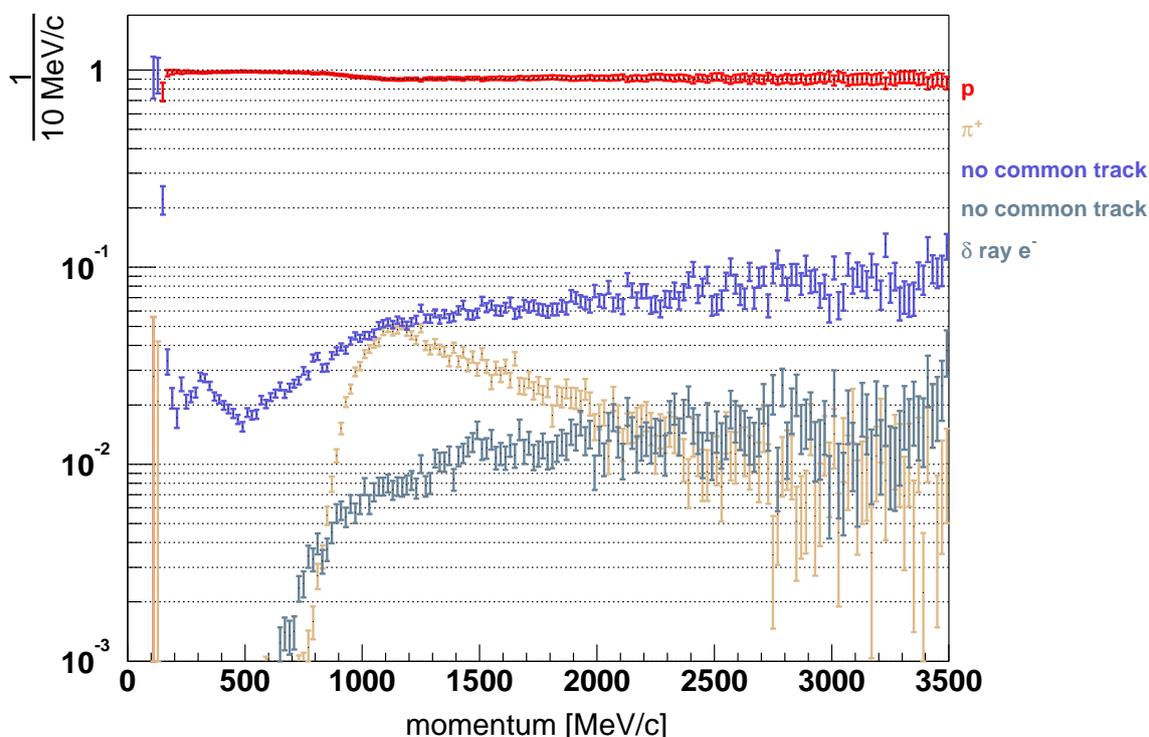


Abbildung 4.14: Die Abbildungen zeigen die relativen Beiträge zum Protonensignal als Funktion des rekonstruierten Teilchenimpulses. Protonen stellen den überwiegenden Anteil der Verteilung dar. Neben den positiven Pionen, stellen „no common track“s den Hauptanteil der Kontamination dar. Dies sind falsche Kombinationen von zwei unabhängigen Spursegmenten/META-Treffern. Eine Untergruppe dieser sind Spuren deren Ursprung in der Fehlkombination von δ -Elektronen liegen. Beiträge von weniger als 0.1% wurden vernachlässigt.

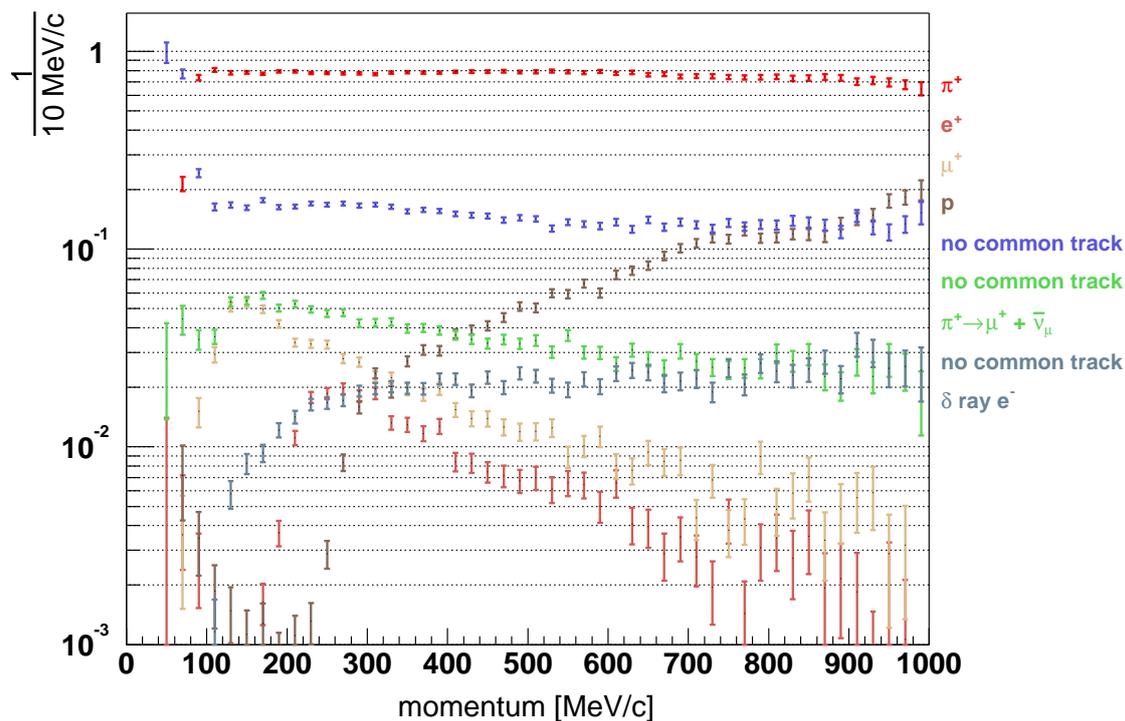
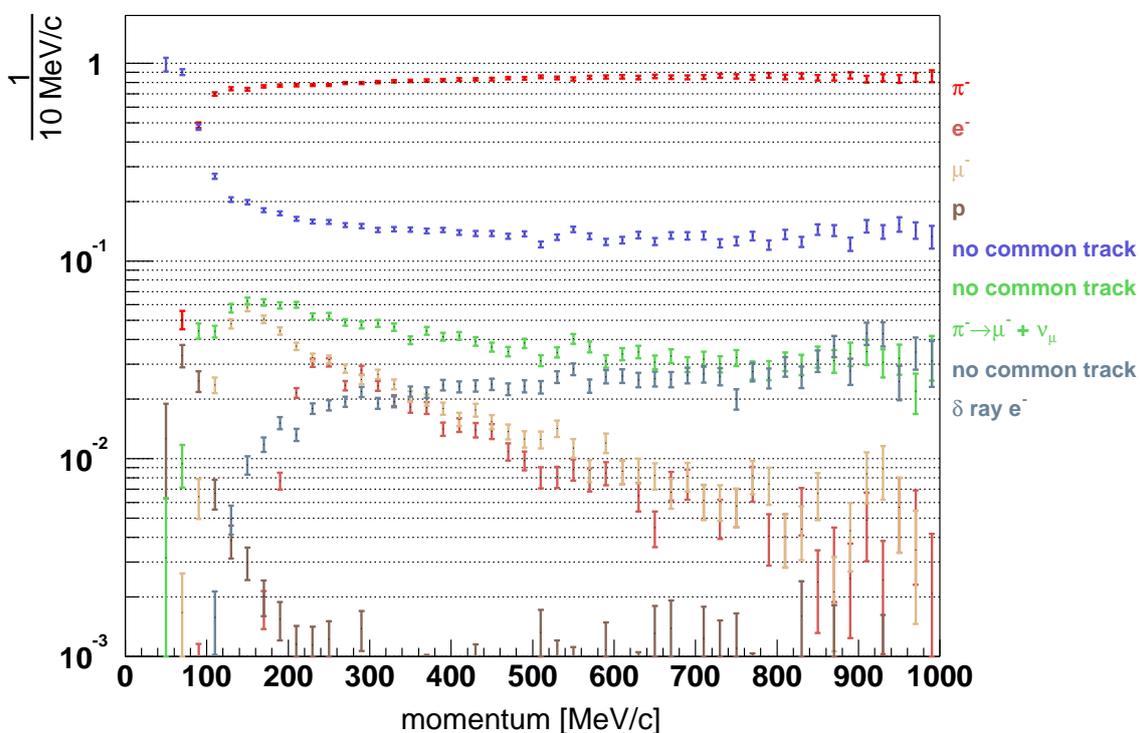
(a) π^+ (b) π^-

Abbildung 4.15: Die Abbildungen zeigen die relativen Beiträge zum π^+ - (4.15(a)) und zum π^- -Signal (4.15(b)) als Funktion des rekonstruierten Teilchenimpulses. Neben realen Teilchen, welche falsch identifiziert werden, ist die Klasse der falsch rekonstruierten Spuren, „no common tracks“, gezeigt. Letztere sind nochmals unterteilt in die verschiedenen Beiträge, die der Pionenzерfall und δ -Elektronen-Produktion liefern.

Kapitel 5

Hadronen, Analyse und Ergebnisse

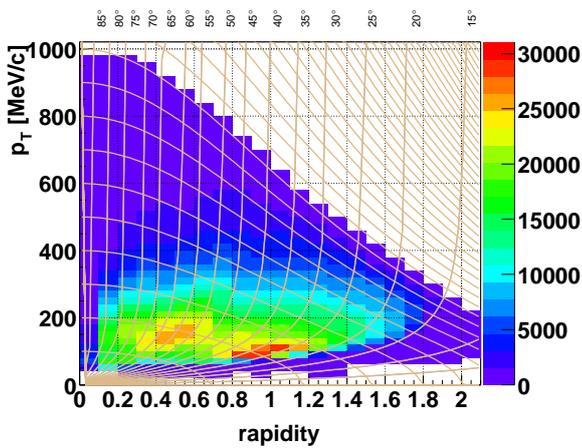
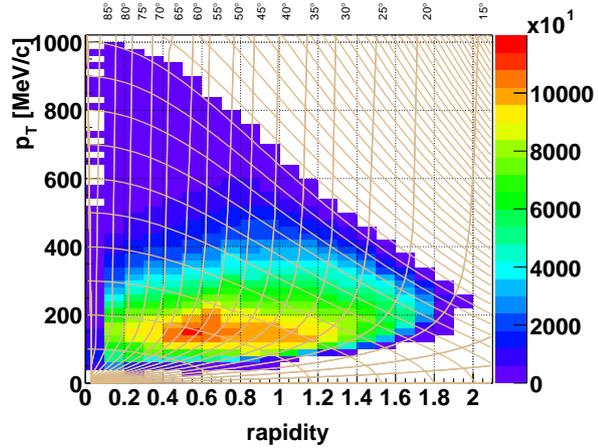
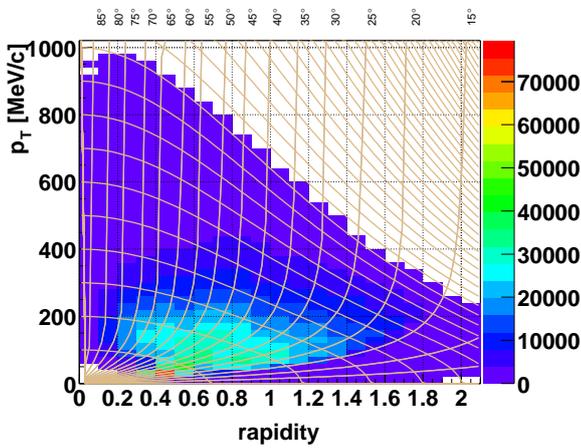
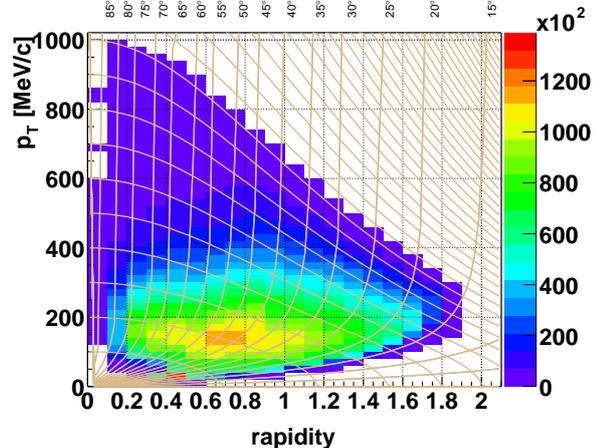
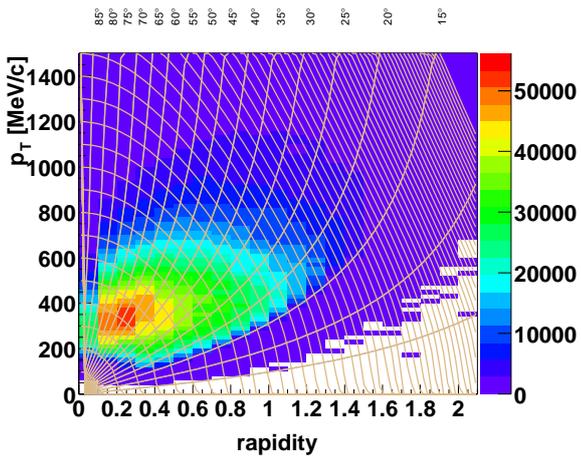
Nachdem im vorhergehenden Kapitel 4 die Verfahren zur Identifikation der Hadronen im Rahmen dieser Analyse vorgestellt wurden, wird dieses Kapitel zunächst die Rohspektren des Experiments im November 2001, Abschnitt 5.1, darstellen. Im Anschluss erfolgt die Diskussion der notwendigen Korrekturen, wobei als dritter Aspekt die Akzeptanzkorrekturen behandelt werden wird. Daraufhin werden die kombinierten Korrekturen auf die Rohspektren angewendet. Abschließend werden, mit dem Schwerpunkt auf die Pionen, die Ergebnisse differentieller und integraler Observablen dargelegt.

5.1 Rohspektren

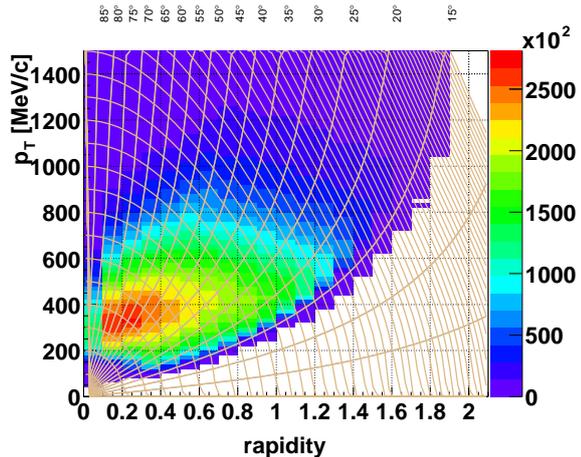
Basierend auf der zur Teilchenidentifikation beschriebenen Methode (4.1) ergibt die Analyse der $\approx 4 \times 10^7$ Reaktionen des Experiments C + C im November 2001 die in Abbildung 5.1 gezeigten, unkorrigierten Spektren von

$$\frac{d^2N}{dp_T dy}$$

(N : Anzahl, $p_T [MeV/c]$: Transversalimpuls, y : Rapidität), für π^+ , π^- und Protonen. Die Darstellung erfolgt dabei getrennt nach den beiden Sektorklassen *Sektor 1* und *Sektor 2-6*.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 5.1: Unkorrigierte Rohspektren der Hadronen als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität η : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

5.2 Korrekturen

Zur weiteren Analyse müssen, bevor die Daten weiter ausgewertet werden können, die Rohdaten bezüglich

- Identifikationseffizienz,
- Reinheit („Purity“)
- und Akzeptanz

korrigiert werden. Die beiden ersten Punkte wurden, da sie ausschließlich durch das Hadronenidentifikationsverfahren beeinflusst sind, bereits im vorangehenden Kapitel (Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2) beschrieben. Die verbleibende dritte Komponente, die Akzeptanz, wird im folgenden Abschnitt behandelt.

5.2.1 Akzeptanz

Die Akzeptanz im Sinne dieser Analyse umfasst mehrere Aspekte:

Zunächst die teilchenunabhängige, rein *geometrische Akzeptanz*, die den Raumwinkel, den die aktiven Nachweisflächen des Detektors einnehmen, beschreibt. Hinzu kommt die impuls- und ladungsabhängige *kinematische Akzeptanz*, welche die Effekte des Magnetfeldes hinsichtlich eines Herein- oder Herausbiegens von Trajektorien in/aus aktiven Regionen des Detektors berücksichtigt. Letztlich schließt sie die Analyseeffizienz mit ein. Diese beschreibt die Modifikationen, welche während der Analyse der Daten auftreten. Dies können Verluste aufgrund endlicher Auflösungen, analysebedingte Ausschlusskriterien, aber auch Gewinne durch Fehlkombinationen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Akzeptanz nicht weiter aufgeschlüsselt, sondern berechnet sich als das Verhältnis der Teilchenzahl der am Ende der Impuls- und Spurkandidatenrekonstruktion (*Kickplane*-Analyse, Abschnitt 3.3.3) vorhanden Trajektorien zur Zahl der ursprünglich vom Target aus in den Detektor entsendeten Spuren:

$$\epsilon_{\text{Akzeptanz}} = \frac{\text{Teilchen der Sorte } X \text{ rekonstruiert}}{\text{Teilchen der Sorte } X \text{ entsendet}} \quad (5.1)$$

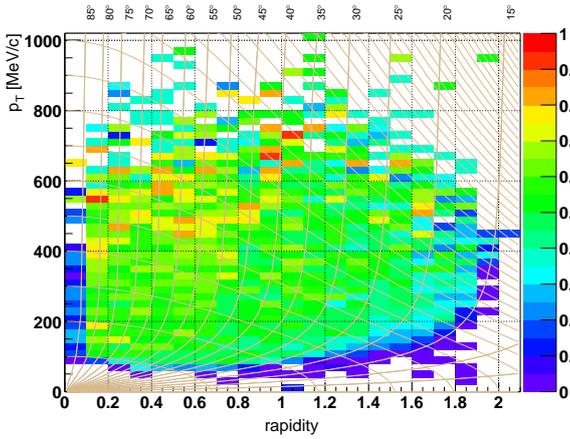
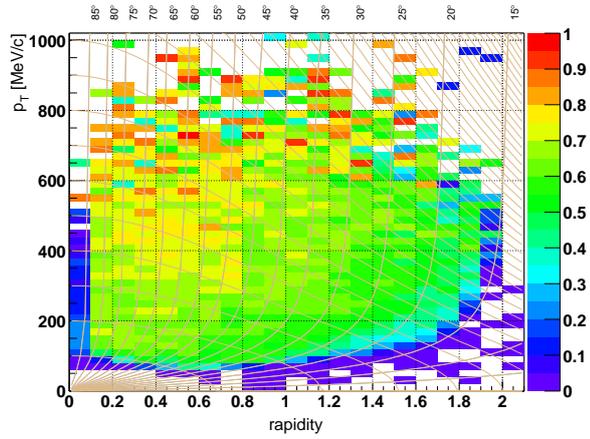
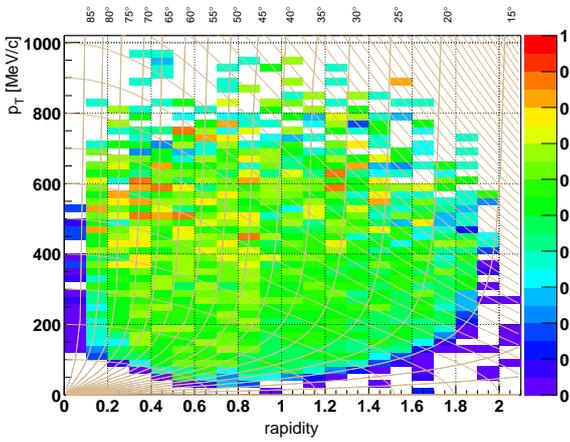
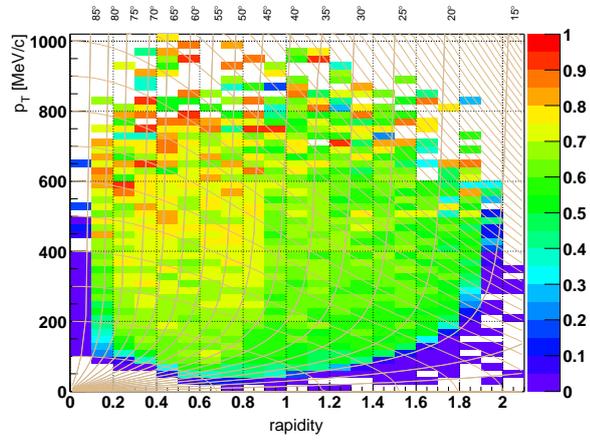
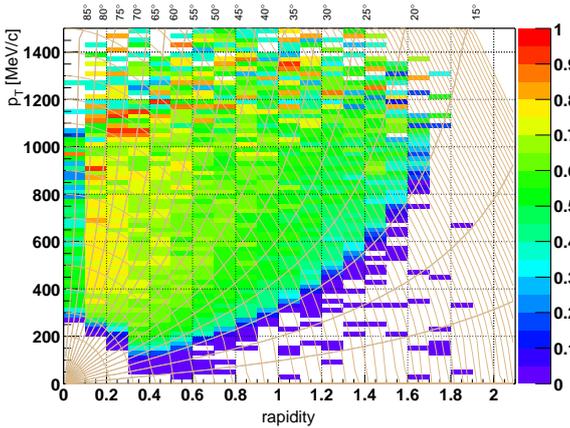
Analog zur Bestimmung der Reinheit und Effizienz der Teilchenidentifikation (Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2) wurden hierzu Daten der HGEANT-Simulation verwendet und daraus gemäß Gleichung 5.1 $\epsilon_{\text{Akzeptanz}}$ als Funktion des *transversalen Impulses* p_T [MeV/c] und der dimensionsfreien *Rapidität* y bestimmt. Zusätzlich erfolgte eine Unterscheidung in die beiden Sektorengruppen: *Sektor 1* und *Sektor 2-6* um die unterschiedliche Detektorbelegung in diesen beiden Sektoren zu berücksichtigen.

Die Abbildungen in 5.2 zeigen die gewonnenen Akzeptanz-Verteilungen für Protonen und Pionen. Hierbei sind diese als Funktion von *transversalem Impuls* p_T [MeV/c] und *Rapidität* y aufgetragen. Dies erfolgt getrennt nach den beiden oben beschriebenen Sektorbereichen. Die entsprechenden Verteilungen als Funktion des transversalen von ausgewählten Rapiditätsintervallen zeigt Abbildung 5.3.

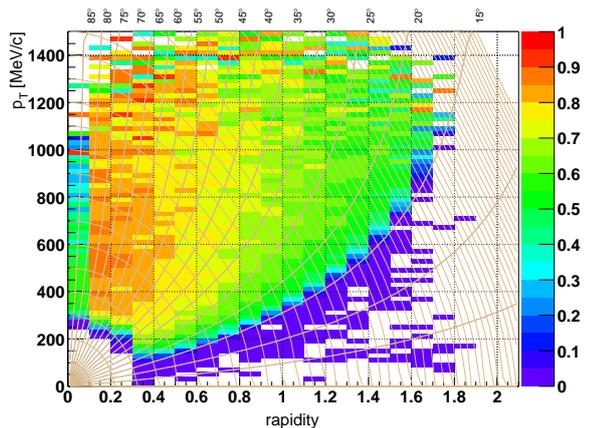
Es ergeben sich Akzeptanzen im Bereich von $\approx 50 - 80\%$ für den *Sektor 1* und $\approx 65 - 90\%$ für die *Sektoren 2-6*. Der Hauptanteil an der Ineffizienz liegt an dem geometrischen Schatten, den die Magnetspulen in der Akzeptanz einnehmen. Sie überdecken jeweils $\approx 5^\circ$ an den äußeren Rändern eines 60° breiten Sektors. Dies entspricht $\frac{1}{6} \approx 16\%$ der gesamten polaren Akzeptanz.

Die unterschiedliche Akzeptanz der beiden Sektorklassen liegt dagegen an der verminderten Spurrekonstruktionseffizienz [Mar04c] im ersten Sektor, in dem nur eine aktive Driftkammer zur Verfügung stand. In beiden Sektoren ist jeweils eine Übergangszone bei einem Laborwinkel von 45° zu finden. Sie spiegelt den Übergang zwischen den beiden unterschiedlich effizienten Detektorsystem TOF und TOFin

wieder. Dieser Unterschied besteht hauptsächlich in der verminderten Fähigkeit des TOFino-Detektors mehr als einen Treffer pro Szintillatorelement nachzuweisen (siehe Abschnitt [2.1.2](#)).

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 5.2: Akzeptanz als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

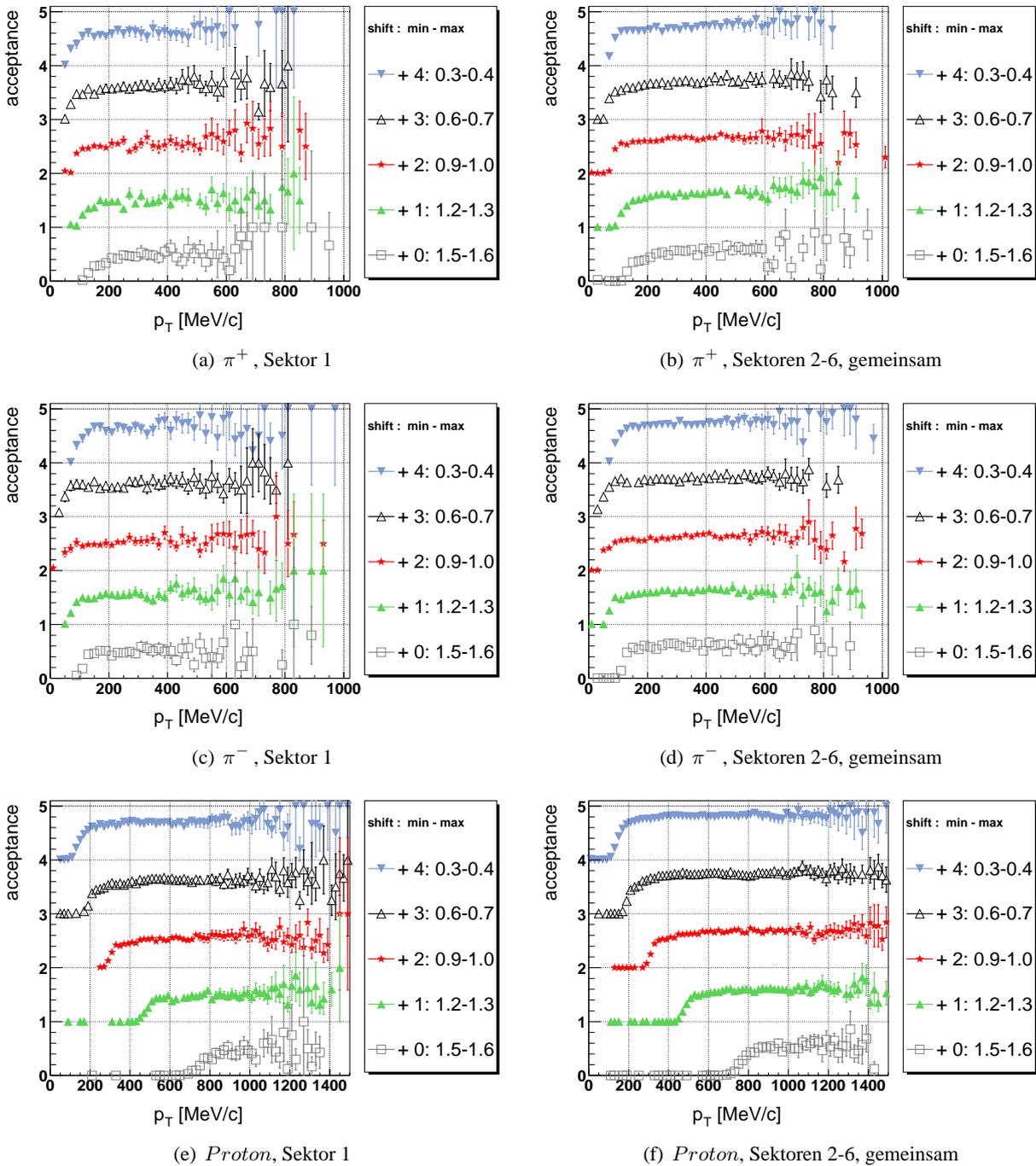


Abbildung 5.3: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der Akzeptanz in Abbildung 5.2 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

Auch im Falle dieser Akzeptanz-Matrizen ergeben sich an den Rändern aufgrund der limitierenden Statistik relative Fehler von $\Delta\epsilon_{Akzeptanz}/\epsilon_{Akzeptanz} > 20-50\%$ die zu nicht realistischen Korrekturfaktoren führen. Um somit eine realistische Akzeptanz-Matrix zu erhalten wurden die Matrix wie folgt bereinigt: Akzeptanzwerte, deren relativer Fehler die Grenzen der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte überschreiten, bleiben unberücksichtigt. Zusätzlich wurde eine untere Schranke für die Akzeptanz gewählt um extreme Korrekturfaktoren $1/\epsilon_{Akzeptanz} > 10$ auszuschließen.

Die somit bereinigten Verteilungen für die Akzeptanz $\epsilon_{Akzeptanz}$ zeigt Abbildung 5.4 und entsprechend Abbildung 5.5 deren Projektionen.

Sektor(en)	$\epsilon_{Akzeptanz} \geq \text{Minimum}$	$\frac{\Delta\epsilon_{Akzeptanz}}{\epsilon_{Akzeptanz}} < \text{Maximum} [\%]$
1	0.1	50
2-6 (gemeinsam)	0.1	20

Tabelle 5.1: Erlaubte Bereiche für die absoluten Werte und relativen Fehler der Akzeptanz-Matrizen: Bereiche außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

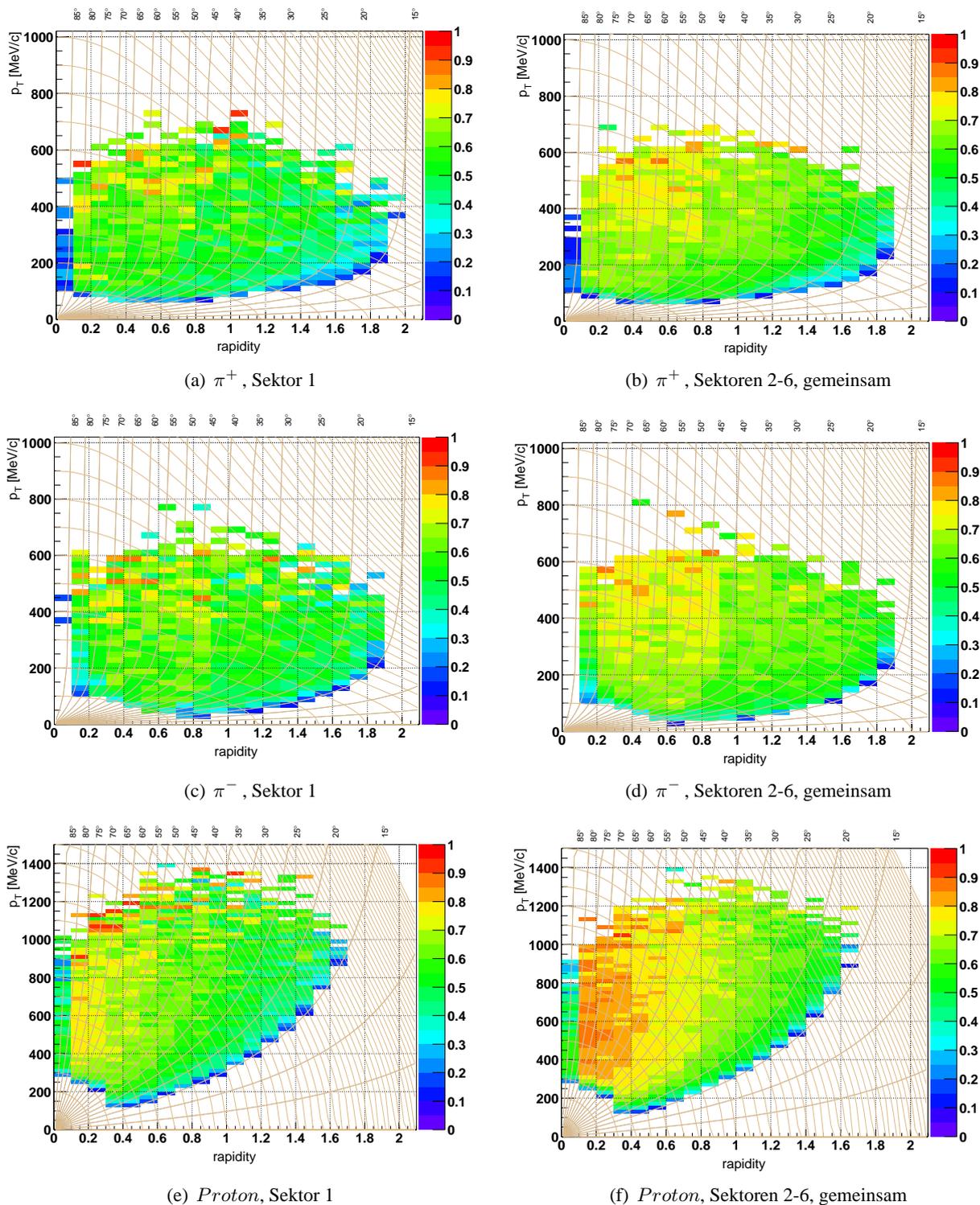
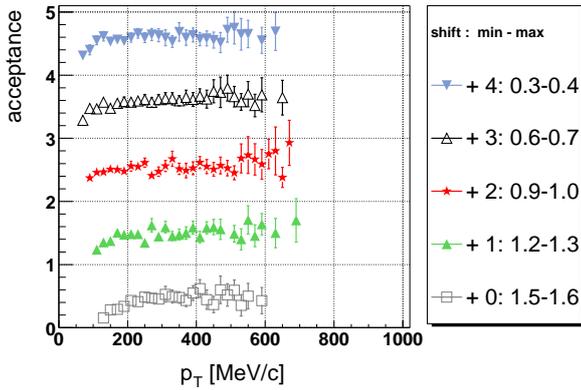
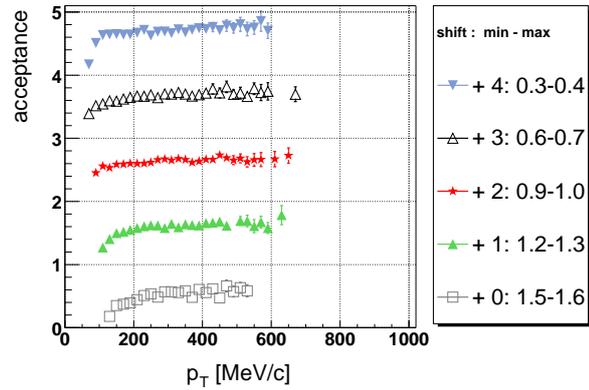
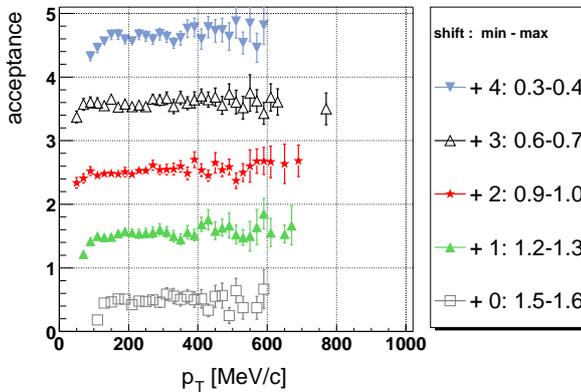
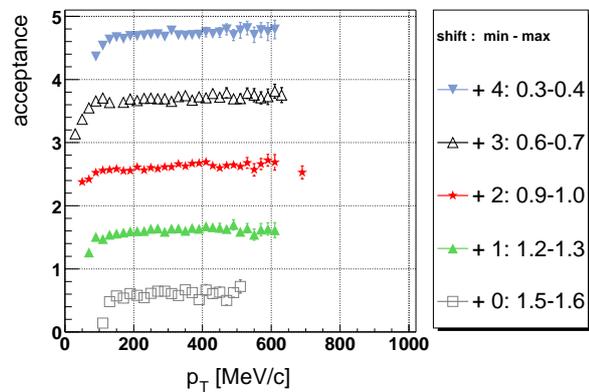
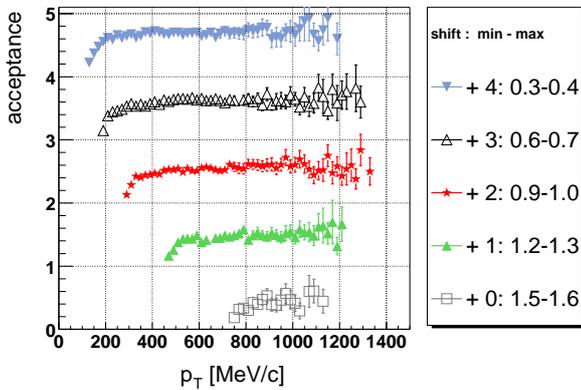
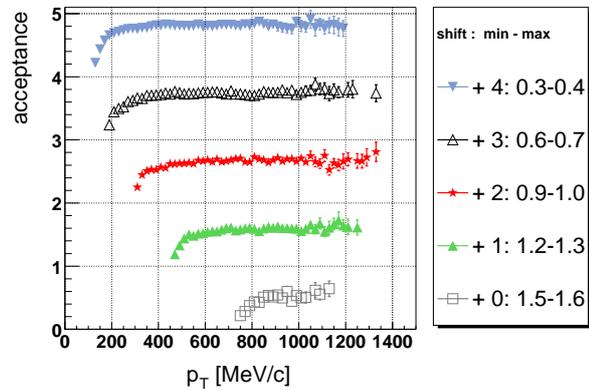


Abbildung 5.4: Bereinigte Akzeptanz als Funktion von als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle 5.1: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 5.5: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der bereinigten Akzeptanz der in Abbildung 5.4 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

5.2.2 Kombination aller Korrekturen

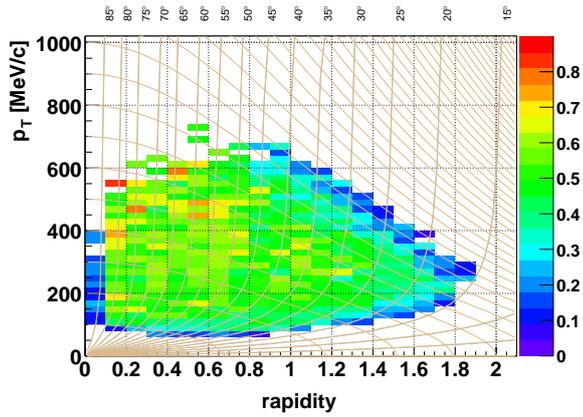
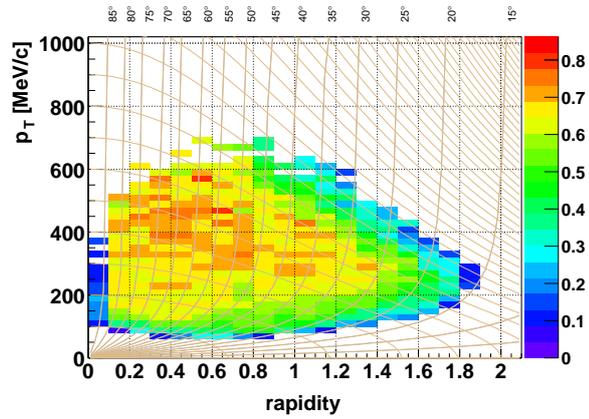
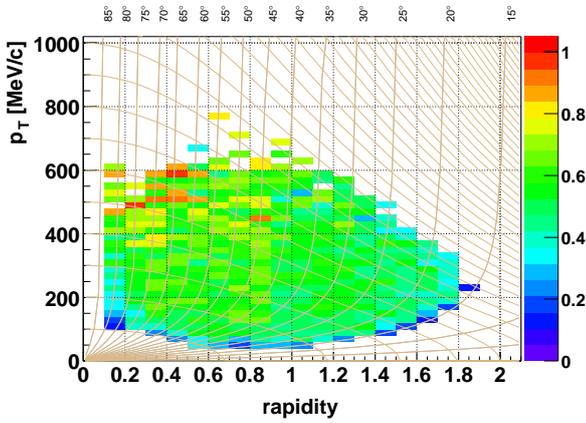
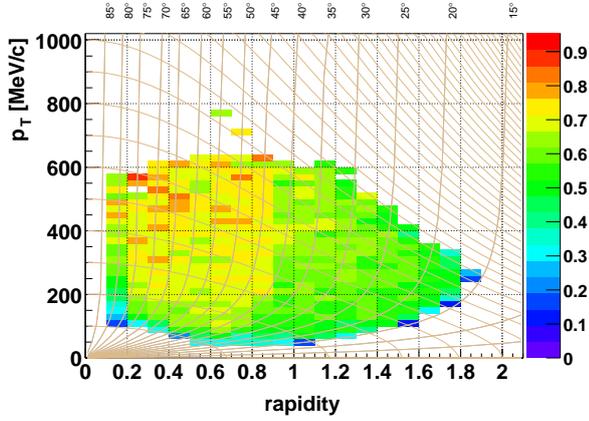
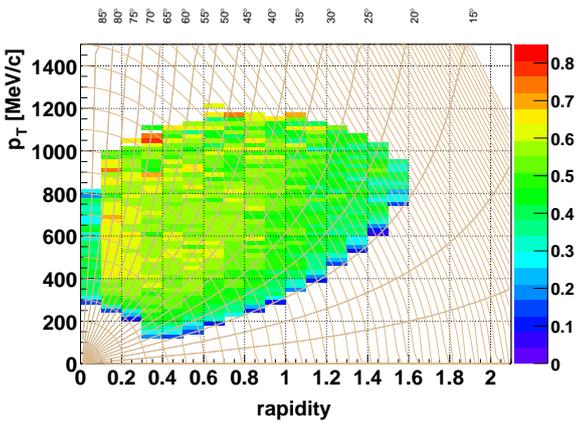
Nachdem für jede Teilchensorte (π^+ , π^- , Proton) die jeweiligen drei Verteilungen für Akzeptanz, Identifikationseffizienz und Reinheit vorliegen, werden diese zu einer gemeinsamen Korrekturmatrix kombiniert. Der Gewichtungsfaktor w mit dem die Rohspektren in jedem Rapiditäts und Transversalimpulsintervall korrigiert, genauer, multipliziert werden, berechnet sich somit wie folgt:

$$w = \frac{1}{\epsilon_{Akzeptanz}} \frac{1}{\epsilon_{PID}} \frac{1}{\epsilon_{Purity}} \quad (5.2)$$

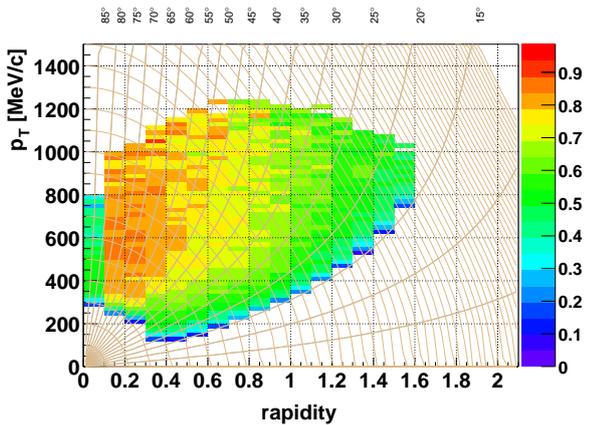
$$\text{bzw.:} = \frac{\eta_{Purity}}{\epsilon_{Akzeptanz} \epsilon_{PID}} \quad (5.3)$$

Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis dieser Berechnung als Funktion der Rapidität und des Transversalimpulses. Zur besseren, intuitiveren Darstellung wird die Verteilung des reziproken Wertes $1/w$ gezeigt. Diese Darstellung entspricht einer integralen Wahrscheinlichkeit zum Nachweis eines Teilchens.

Die Gewichtungsfaktoren liegen im zentralen Bereich der Verteilung bei $w \approx 1,5 - 2,5$, entsprechend 40-80 % für $1/w$. An den Randbereichen der Verteilung werden Werte in der Größenordnung von 10 erreicht. Abbildung 5.7 zeigt darauf aufbauend die Transversalimpulsverteilungen ausgewählter Rapiditätsintervalle.

(a) π^+ , Sektor 1(b) π^+ , Sektoren 2-6, gemeinsam(c) π^- , Sektor 1(d) π^- , Sektoren 2-6, gemeinsam

(e) Proton, Sektor 1



(f) Proton, Sektoren 2-6, gemeinsam

Abbildung 5.6: Reziproke Wichtungsfaktoren $1/w$ als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität η nach Anwendung der Beschränkung des Laborimpulses auf maximal $900 \text{ MeV}/c$: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

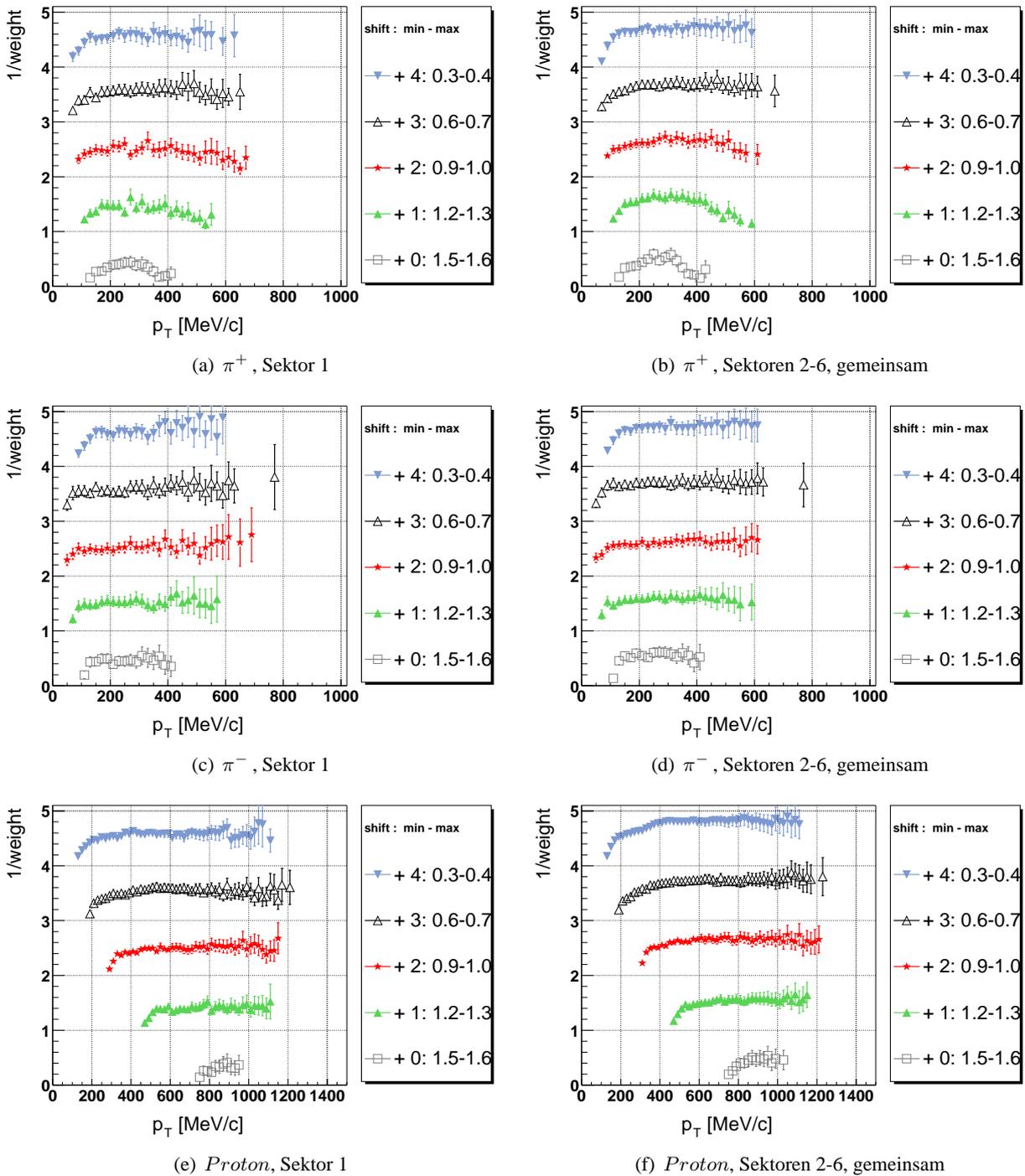


Abbildung 5.7: Ausgehend von der 2-dimensionalen Darstellung der reziproken Wichtungsfaktoren der in Abbildung 5.6 wurden in diesen Intervalle in der Rapidität gewählt und auf die p_T -Achse projiziert. Die Projektionen wurden zur Darstellung um jeweils einen festen Wert verschoben, ohne dabei die Fehler zu verändern. Die entsprechenden Werte finden sich in den nebenstehenden Legenden zusammen mit den Grenzen der Rapiditätsintervalle. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6.

Um weiterhin überschießende Korrekturen an den statistisch limitierten Rändern der Verteilungen zu unterdrücken, wurden im Falle der Pionen eine zusätzliche Beschränkung der Verteilungen auf Werte unterhalb eines Laborimpulses von $900 \text{ MeV}/c$ angewendet. Abbildung 5.8 zeigt die Spektren der Pionen nach dieser weiteren Optimierung.

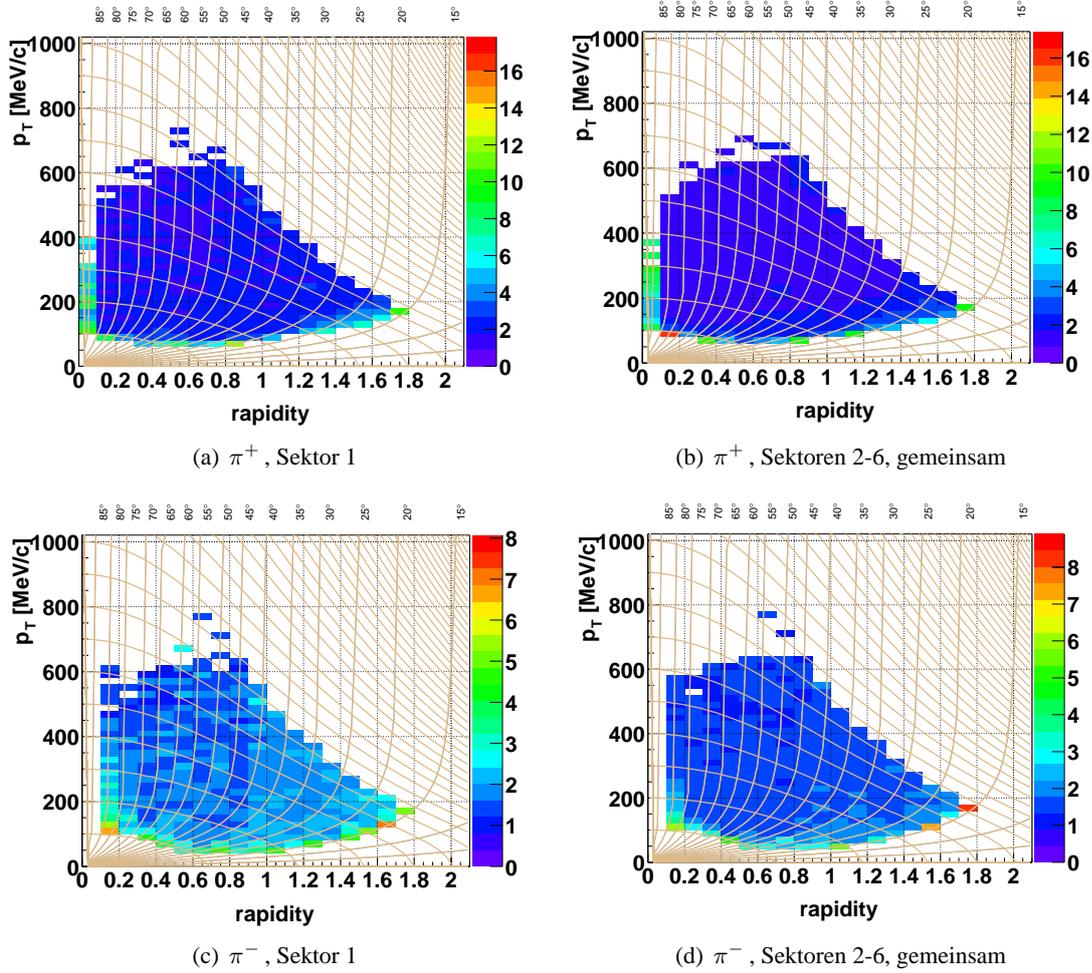


Abbildung 5.8: Optimierte Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Spektren der Pionen als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Beschränkung des Laborimpulses auf maximal $900 \text{ MeV}/c$. Von oben nach unten sind diese für π^+ und π^- dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

5.2.3 Korrigierte Hadronenspektren

Die unkorrigierten Verteilungen für Pionen und Protonen aus Abschnitt 5.1 werden für jede der beiden Sektorkategorien *Sektor 1* und *Sektor 2-6* separat mit den Wichtungsfaktoren multipliziert. Danach werden die Ergebnisse der beiden Sektorkategorien addiert. Es ergeben sich daraus die in Abbildung 5.9 gezeigten finalen, korrigierten Verteilungen für $\frac{d^2N}{dp_T dy}$. Diese Verteilungen bilden die Grundlage der folgenden Analysen bzgl. integraler und differentieller Größen.

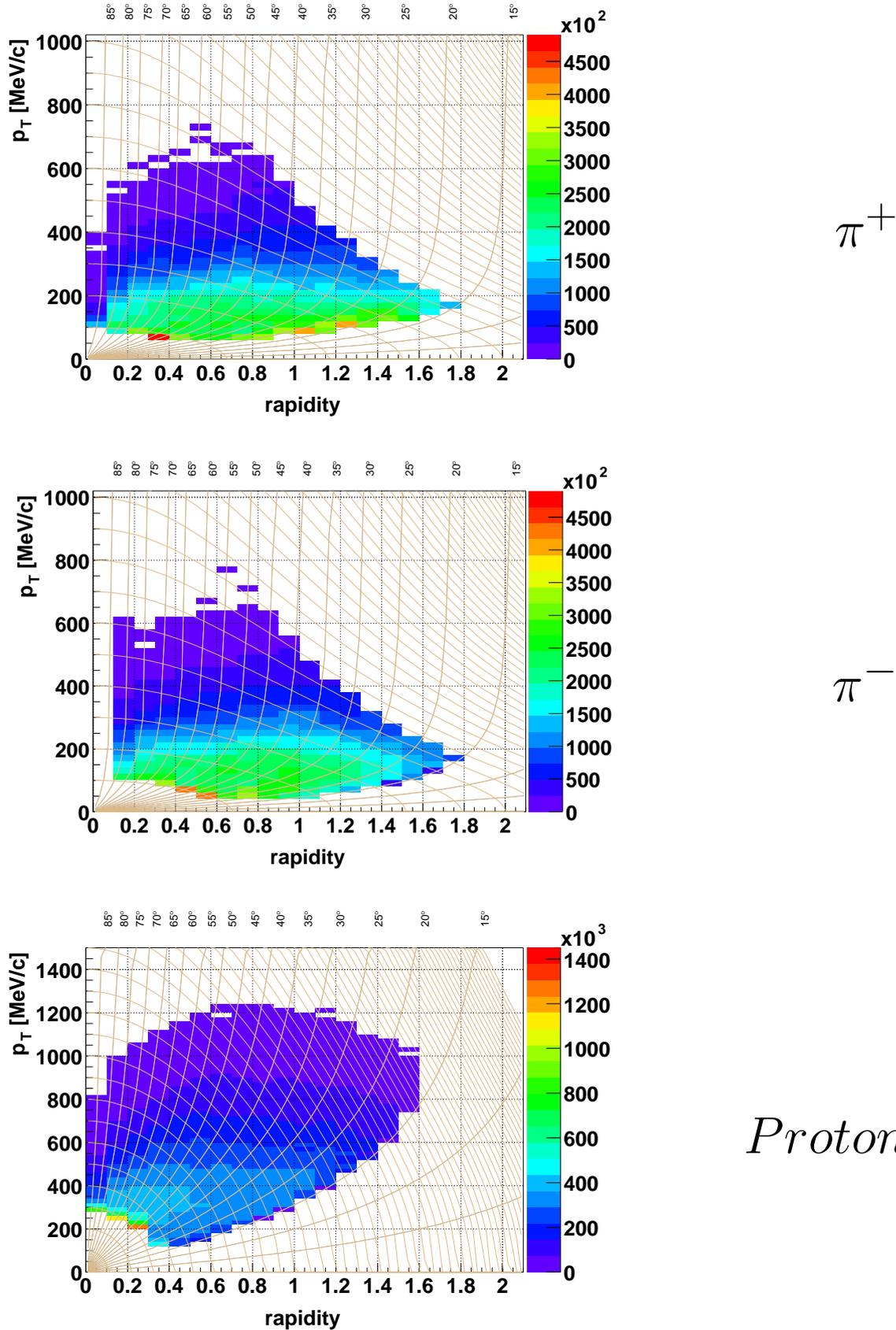


Abbildung 5.9: Nach der sektorweisen Korrektur ergibt sich nach der Addition der Sektorbeiträge die differentielle Zählrate $\frac{d^2 N}{d p_T d y}$. Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

5.3 Differentielle Größen

Ausgehend von den korrigierten Spektren aus Abbildung 5.9 werden in diesem Abschnitt die Ergebnisse differentiell als Funktion des Impulses, der Rapidität und daraus abgeleiteter Größen betrachtet.

Innerhalb dieses Abschnitts wird die übliche Konvention $\hbar = c = 1$ und $\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$, mit $2\pi\hbar$ dem Planckschen Wirkungsquantum und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c .

5.3.1 Invariante Darstellung als Funktion der transversalen Masse m_T

Die allgemeine Darstellung einer differentiellen Zählrate bzw. eines Wirkungsquerschnittes in einer lorentzinvarianten Form ist:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} \quad (5.4)$$

Hierbei stellt E die Energie und $\frac{d^3 N}{dp^3}$ die pro Phasenraumvolumen gezählten Größen da. Wobei p in kartesischen Koordinaten gewählt ist.

Durch eine Koordinatentransformation lässt sich diese als Funktion der Rapidität und des transversalen Impulses p_T bzw. der transversalen Masse m_T ($p_T dp_T \equiv m_T dm_T$) darstellen:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{p_T} \frac{d^3 N}{dp_T dy d\phi} = \frac{1}{m_T} \frac{d^3 N}{dm_T dy d\phi} \quad (5.5)$$

Unter der Annahme einer azimuthalen Symmetrie lässt sich dieser über ϕ integrieren und ergibt:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{dm_T dy} \quad (5.6)$$

Da sich die m_T - Darstellung besser analytisch behandeln lässt, wird diese im Folgenden verwendet.

Hierzu werden die korrigierten Spektren als Funktion der Rapidität und des transversalen Impulses aus Abbildung 5.9 jeweils innerhalb eines Rapiditätsintervall der Breite 0.1 auf die p_T -Achse projiziert. Dabei werden die p_T Werte mit Kenntnis der Ruhemasse m_0 gemäß $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ in die transversale Masse umgerechnet und mit $\frac{1}{m_T}$ gewichtet. Das Ergebnis dieser Rechenoperation zeigen die invarianten Verteilungen in 5.10, 5.11 und 5.12 für π^+ , π^- und Protonen. Insgesamt werden bei den Pionen bis zu 17 Intervalle projiziert, bei den Protonen bis zu 15. Es wird somit fast der gesamte mögliche Rapiditätsbereich überdeckt.

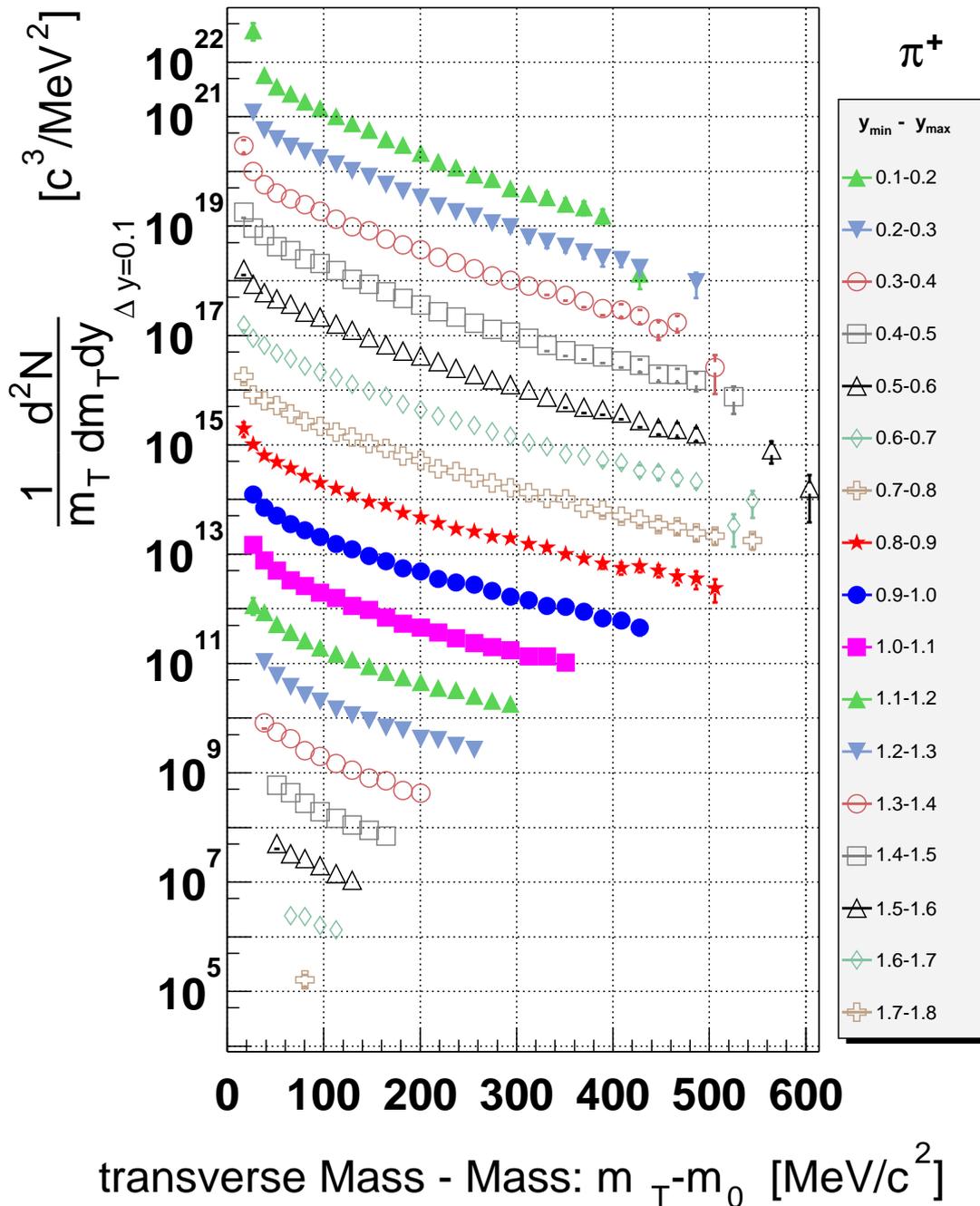


Abbildung 5.10: π^+ : Invariante Verteilung als Funktion der transversalen Masse m_T . Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren jeweils um Potenzen von 10 multipliziert. Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwerpunktsrapidität ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} . Die übrigen Verteilungen ergeben sich entsprechend.

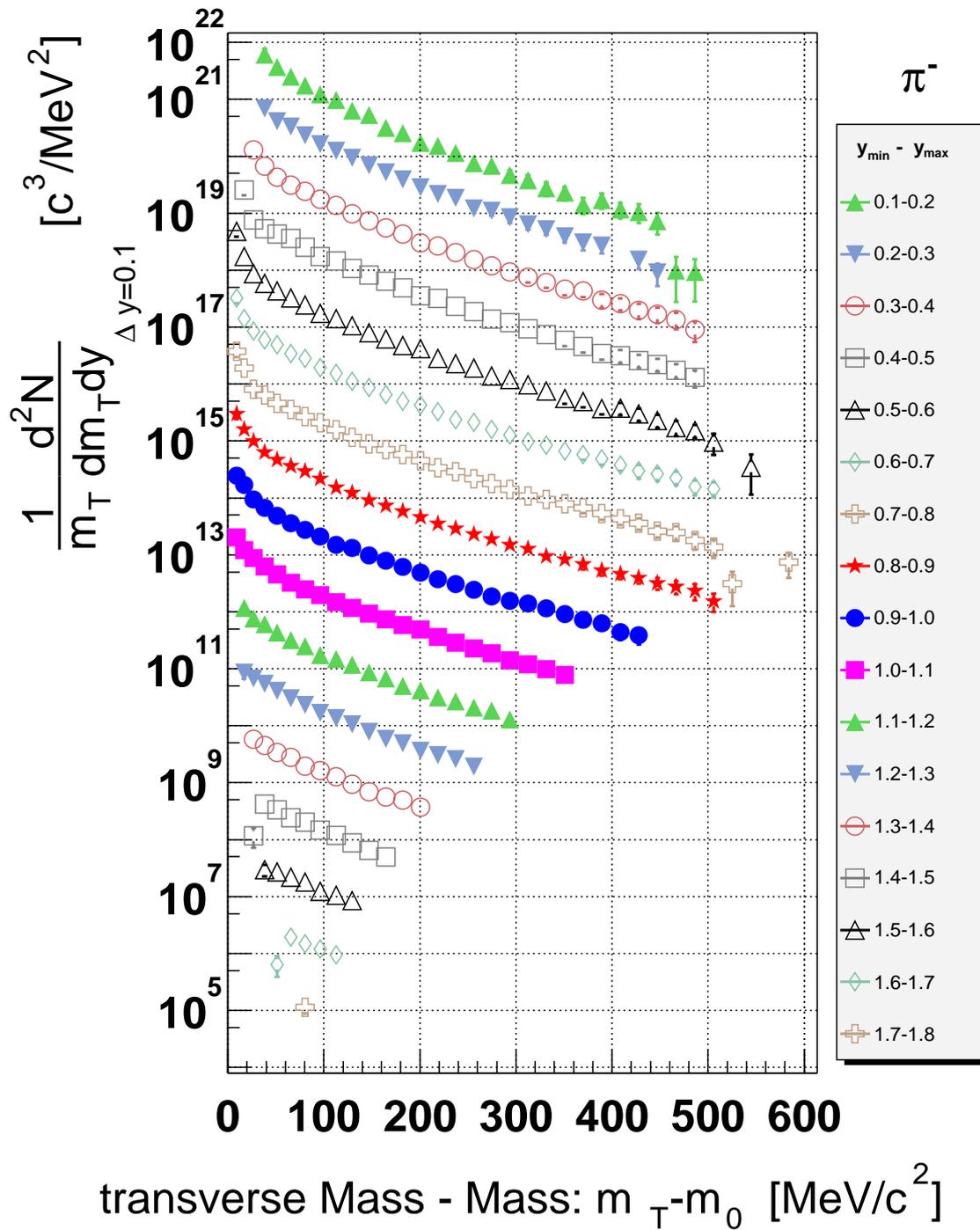


Abbildung 5.11: π^- : invariante Verteilung als Funktion der transversalen Masse m_T . Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren jeweils um Potenzen von 10 multipliziert. Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwerpunktsrapidität ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} . Die übrigen Verteilungen ergeben sich entsprechend.

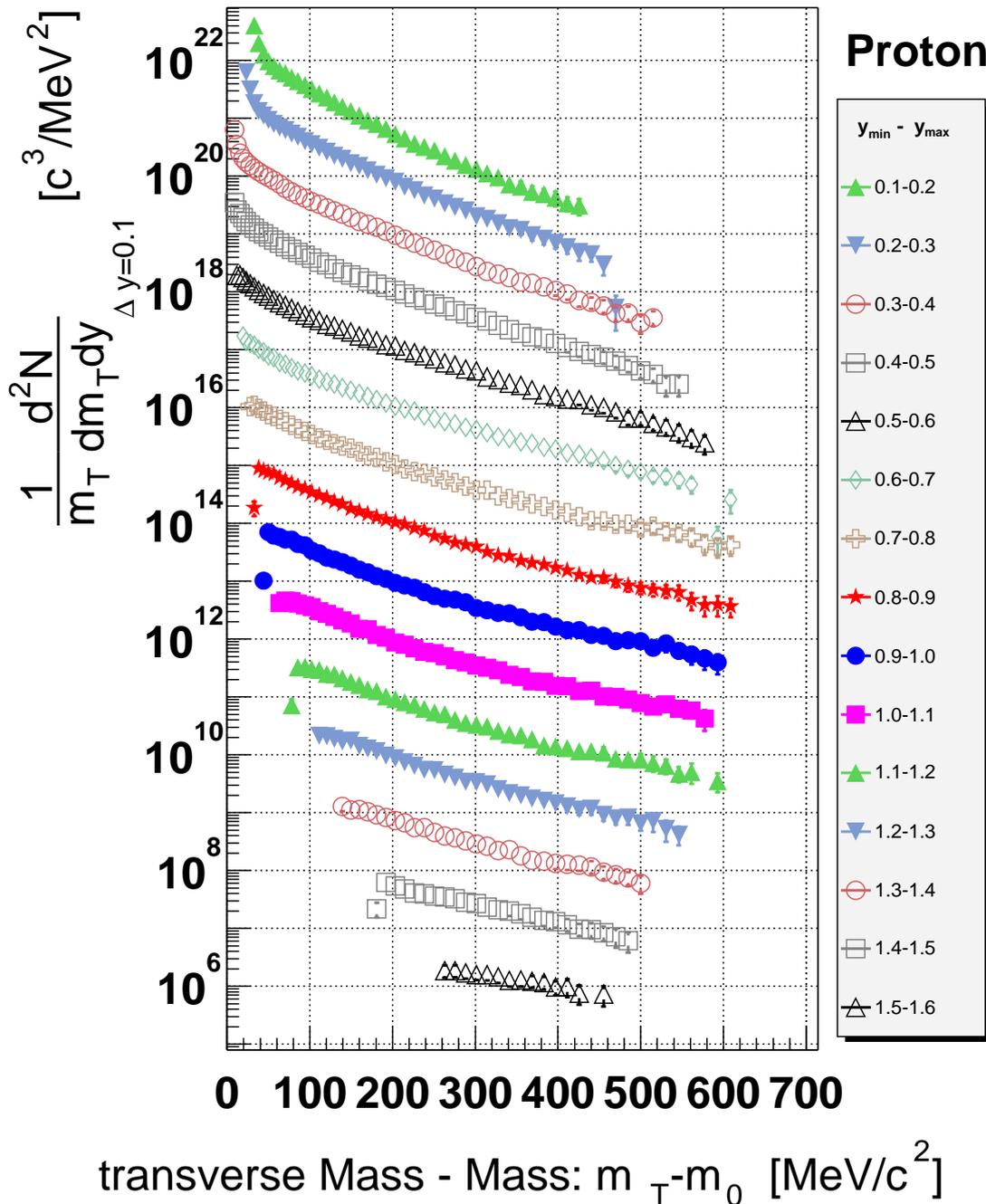


Abbildung 5.12: Protonen: invariante Verteilung als Funktion der transversalen Masse m_T . Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren jeweils um Potenzen von 10 multipliziert. Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwerpunktsrapidität ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} . Die übrigen Verteilungen ergeben sich entsprechend.

5.3.1.1 Charakterisierung der Transversalimpulsverteilung - inverser Steigungsparameter

Eine Möglichkeit zur quantitativen Beschreibung der spektralen Verteilungen

$$\frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{d m_T dy} \Big|_{\Delta y}$$

für π^+ und π^- liegt in der Anpassung mit der Summe von zwei Exponentialfunktionen, die in ihrer Form einer Boltzmann-Verteilung $C \cdot \exp(-E/T)$ (E: Energie, T: inverser Steigungs (Slope) Parameter, C: Normierungskonstante) entsprechen. In Formeln bedeutet dies: ausgehend von der invarianten Zählrate (Gleichung 5.7), lässt sich diese mit dem Ansatz der Gleichung 5.8 mit Gleichung 5.9 beschreiben. Die Grundidee liegt darin, dass sich die differentielle Verteilung $\frac{d^3 N}{dp^3}$ durch eine Summe von Boltzmann-Verteilungen beschreiben lassen (Gleichung 5.8).

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2 N}{d m_T dy} \quad (5.7)$$

$$\frac{d^3 N}{dp^3} \propto C_1 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_2}\right) \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh(y) \\ \rightarrow E \frac{d^3 N}{dp^3} &= m_T \cosh(y) \left(C_1 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_2}\right) \right), \end{aligned} \quad (5.9)$$

wobei y die mittlere Rapidität im Schwerpunktsystem der Reaktion im gegebenen Intervall darstellt. m_T ist die transversale Masse, E die Energie im Schwerpunktsystem, $T_{1,2}$ die inversen Steigungsparameter (*inverse slope parameter*) und $C_{1,2}$ die Normierungskonstanten.

Die vorliegenden Spektren der Abbildungen 5.10 und 5.11 wurden mit Funktionen des Typs 5.9 angepasst. Die Abbildungen 5.13 und 5.14 zeigen als Ergebnis die Kurvenverläufe für alle verwendbaren Intervalle. Die Intervallgrenzen in $m_T - m_0$, in dem die Anpassung erfolgte, wurden so gewählt, dass die Anpassung konvergierte, d.h. Randpunkte mit geringer Statistik wurden vernachlässigt. Die den Messwerten überlagerte Kurve zeigt jeweils den verwendeten Bereich. Eine detaillierte Auflistung der durch die Anpassung bestimmten Parameter sowie der verwendeten Intervallgrenzen ist in Anhang C dargestellt.

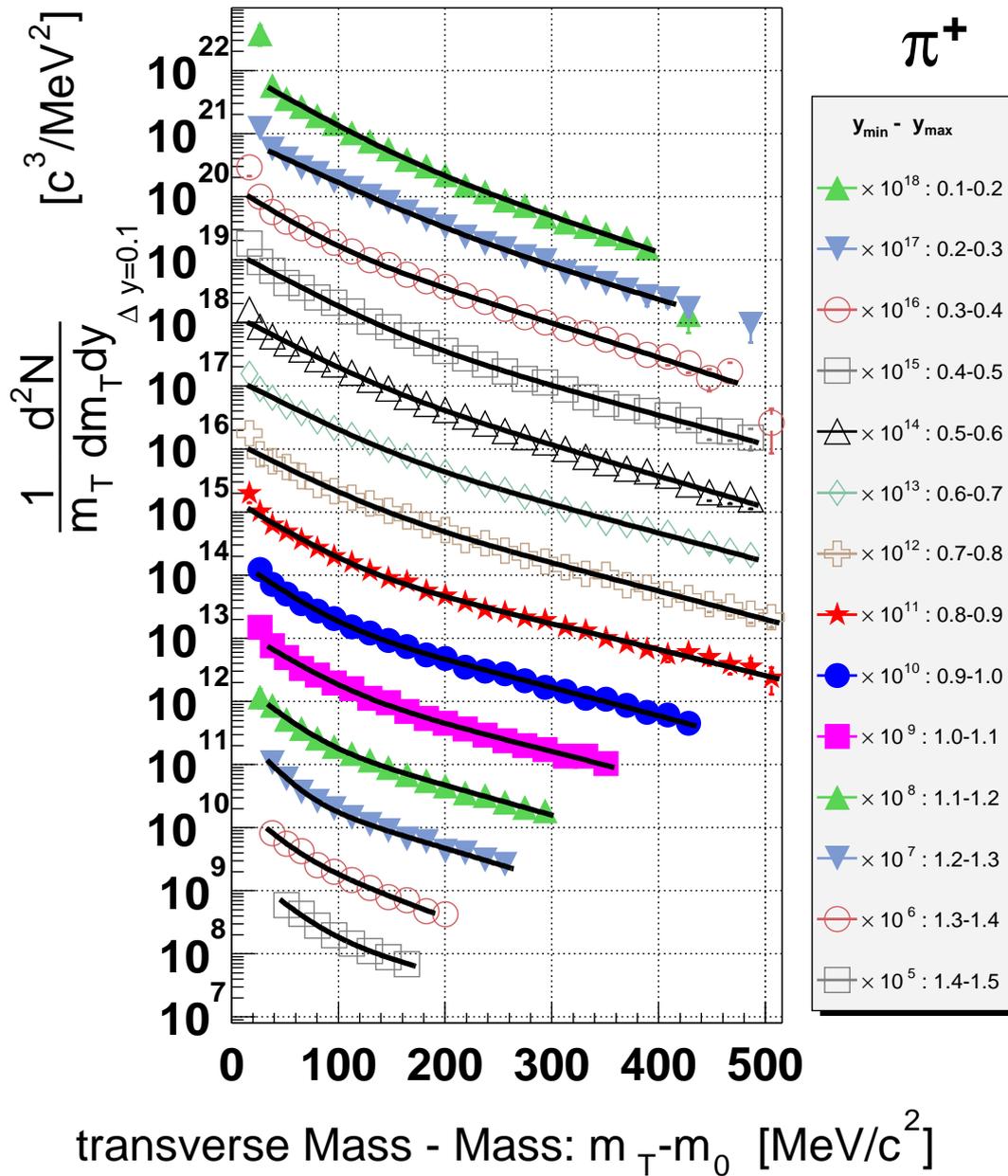


Abbildung 5.13: π^+ , invariante Verteilung als Funktion der transversalen Masse m_T aus Abbildung 5.10, überlagert mit der angepassten Funktion aus Gleichung 5.9. (Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwerpunktsrapidität ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} . Die übrigen Verteilungen ergeben sich entsprechend.)

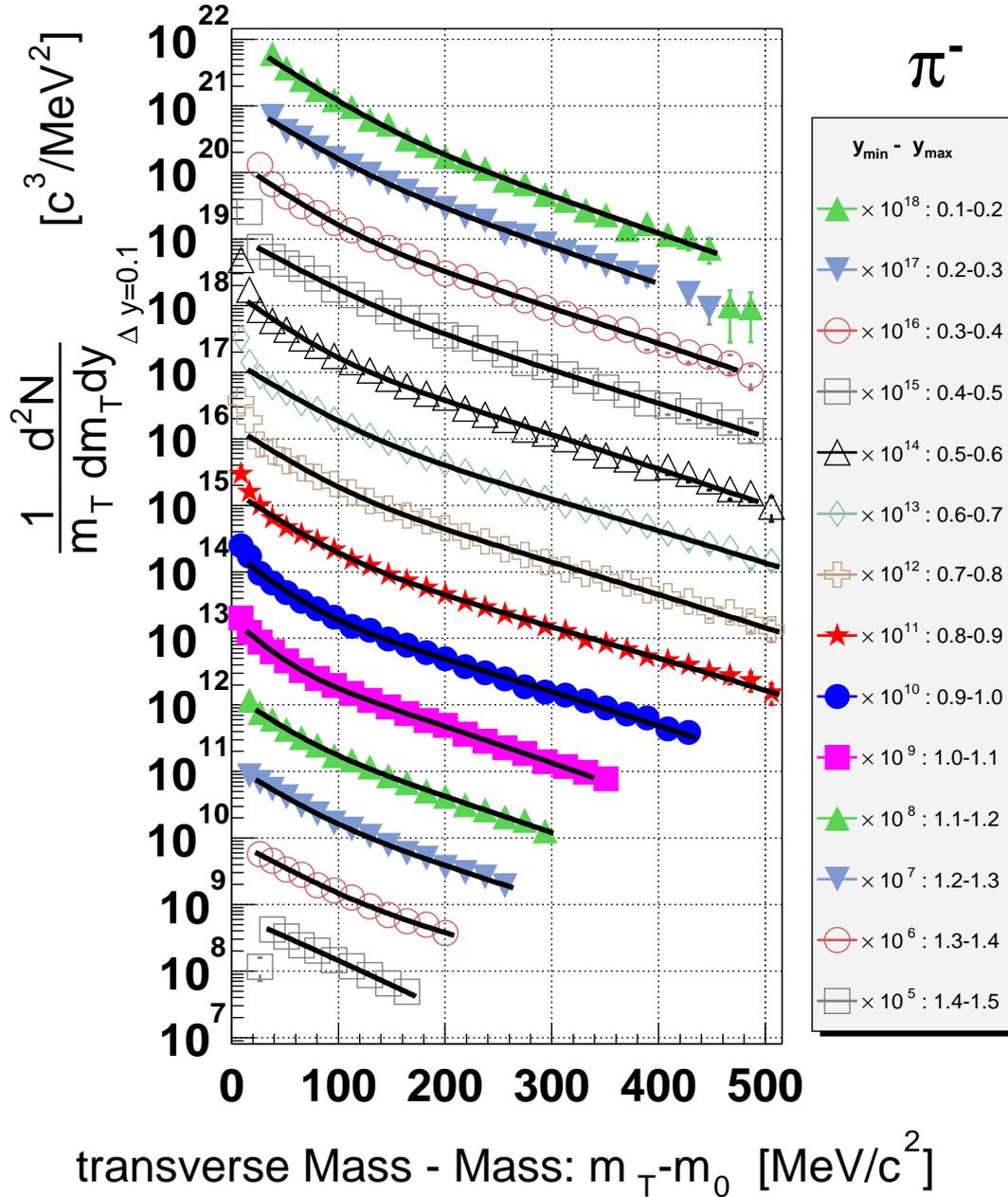


Abbildung 5.14: π^- , invariante Verteilung als Funktion der transversalen Masse m_T aus Abbildung 5.11, überlagert mit der angenäherten Funktion aus Gleichung 5.9. (Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwerpunktsrapidität ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} . Die übrigen Verteilungen ergeben sich entsprechend.)

Trägt man die ermittelten inversen Steigungsparameter der Anpassung, T_1 und T_2 , als Funktion der Rapidität auf, so ergeben sich die in Abbildung 5.15 gezeigten Verteilungen für π^+ und π^- . Diese Verteilungen wurden wiederum mit einer Konstanten angepasst. Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Tabelle 5.15 zusammengefasst. T_1 und T_2 sind dabei über einen weiten Rapiditätsbereich im Rahmen der Fehler konstant. Positiv und negative geladene Pionen scheinen sich demzufolge gleich zu verhalten.

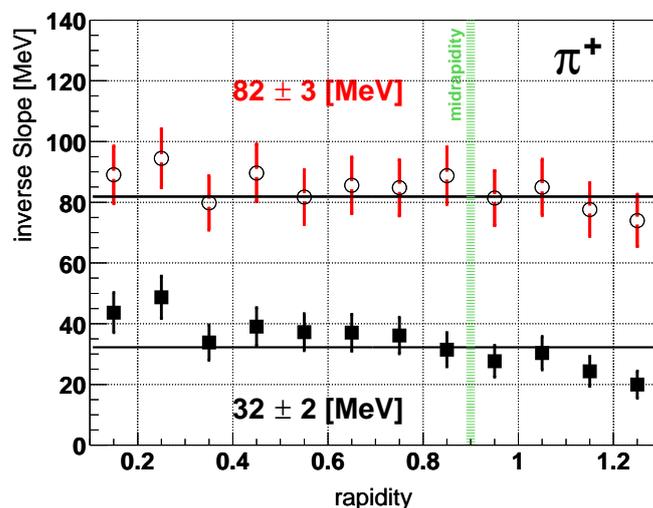
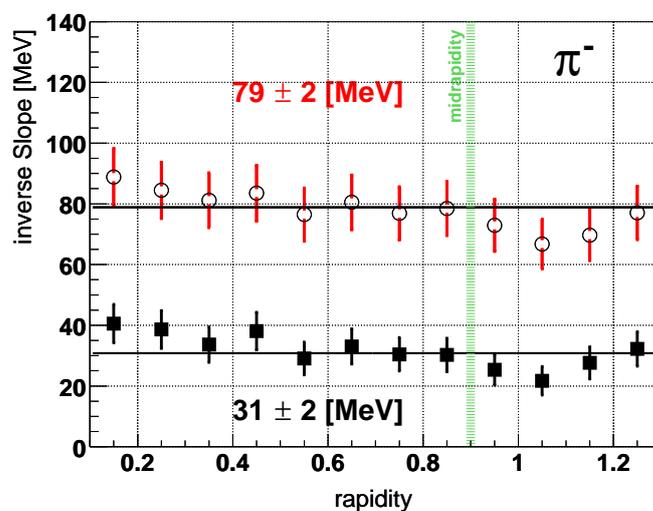
(a) π^+ (b) π^-

Abbildung 5.15: Verteilung der beiden inversen Steigungsparameter der Anpassung, T_1 und T_2 , als Funktion der Rapidität. Die vertikale Linie bezeichnet die Schwerpunktsrapidität von $\approx 0,9$.

	T_1	T_2
π^+	$82 \pm 3 \text{ MeV}$	$32 \pm 2 \text{ MeV}$
π^-	$79 \pm 2 \text{ MeV}$	$31 \pm 2 \text{ MeV}$
$\frac{\pi^+}{\pi^-}$	$1,04 \pm 0,05$	$1,03 \pm 0,09$

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Anpassung der Verteilung der inversen Steigungsparameter mit einer Konstanten.

5.3.2 Rapiditätsverteilung $\frac{dN}{dy}$

Zur Bestimmung der Rapiditätsverteilung wurde die Gleichung 5.9 mit Gleichung 5.7 kombiniert, nach $\frac{d^2N}{dm_T dy}$ aufgelöst und analytisch integriert - der Vorfaktor $1/2\pi$ ging dabei in die Normierungskonstanten $C'_{1,2} \rightarrow C_{1,2}$ ein. Für den allgemeinen Fall des Integrals im Intervall $[a, b]$ ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2N}{dm_T dy} &= m_T \cosh(y) \left(C'_1 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_1}\right) + C'_2 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_2}\right) \right) \\ \rightarrow \frac{d^2N}{dm_T dy} &= m_T^2 \cosh(y) \left(C_1 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_2}\right) \right) \end{aligned} \quad (5.10)$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \frac{dN}{dy} \Big|_{[a,b]} &= \int_a^b \frac{d^2N}{dm_T dy} dm_T \\ &= \left[-C_1 T_1 \left(m_T^2 + 2 \frac{T_1}{\cosh(y)} \left(m_T + \frac{T_1}{\cosh(y)} \right) \right) \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) \right. \\ &\quad \left. - C_2 T_2 \left(m_T^2 + 2 \frac{T_2}{\cosh(y)} \left(m_T + \frac{T_2}{\cosh(y)} \right) \right) \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) \right]_a^b \end{aligned} \quad (5.11)$$

mit $E = m_T \cosh(y)$

Unter der Annahme, dass $T_{1,2} > 0$ gilt, kann dieses Integral auf den gesamten Bereich $[m_0, \infty[$ extrapoliert werden.

$$\frac{dN}{dy} \Big|_{\Delta y} = \int_{m_0}^{\infty} \frac{d^2N}{dm_T dy} dm_T = \sum_{i=1}^2 \left(C_i T_i \left(m_0^2 + 2 \frac{T_i}{\cosh(\bar{y})} \left(m_0 + \frac{T_i}{\cosh(y)} \right) \right) \exp\left(-\frac{m_0 \cosh(\bar{y})}{T_0}\right) \right) \quad (5.12)$$

Mit den aus den Anpassungen zur Bestimmung der inversen Slope Parameter stammenden Normierungskonstanten C_1 und C_2 sowie T_1 und T_2 lassen sich die Integrale für jedes Intervall bestimmen. \bar{y} ist hierbei die mittlere Rapidität im betrachteten Rapiditätsintervall Δy . Die sich hieraus ergebenden Rapiditätsverteilungen sind in Abbildung 5.16 gezeigt. Die angegebenen Fehler ergeben sich durch die Fortpflanzung der Fehler der Anpassung. Zusätzlich wurden in diesen Abbildungen an der Schwerpunktsrapidität gespiegelte Verteilungen überlagert.

Es ergeben sich um die Schwerpunktsrapidität zentrierte Rapiditätsverteilungen. Diesen ist in Abbildung 5.17 die Rapiditätsverteilung einer isotrop emitierenden, thermischen Quelle [BMSWX95] ($T \approx 80 \text{ MeV}$) überlagert. Aufgrund der großen Fehler konnte kein stabiler Parametersatz über eine Anpassung bestimmt werden.

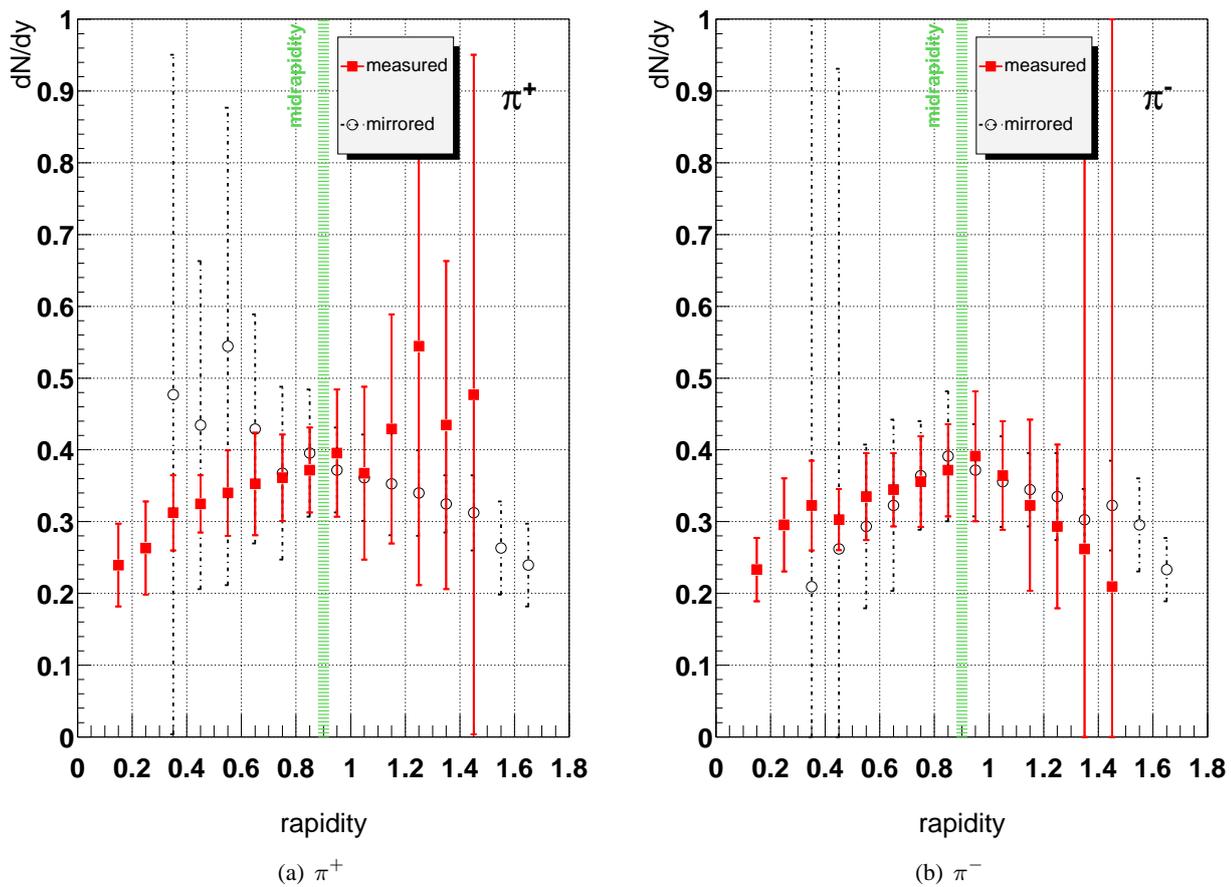


Abbildung 5.16: Rapiditätsverteilung für π^+ und π^- . Die roten, gefüllten Symbole stellen die ermittelte Verteilung dar, während die offenen, weißen Symbole die an der Schwerpunktsrapidität ($y = 0,9$) gespiegelte Verteilung darstellt.

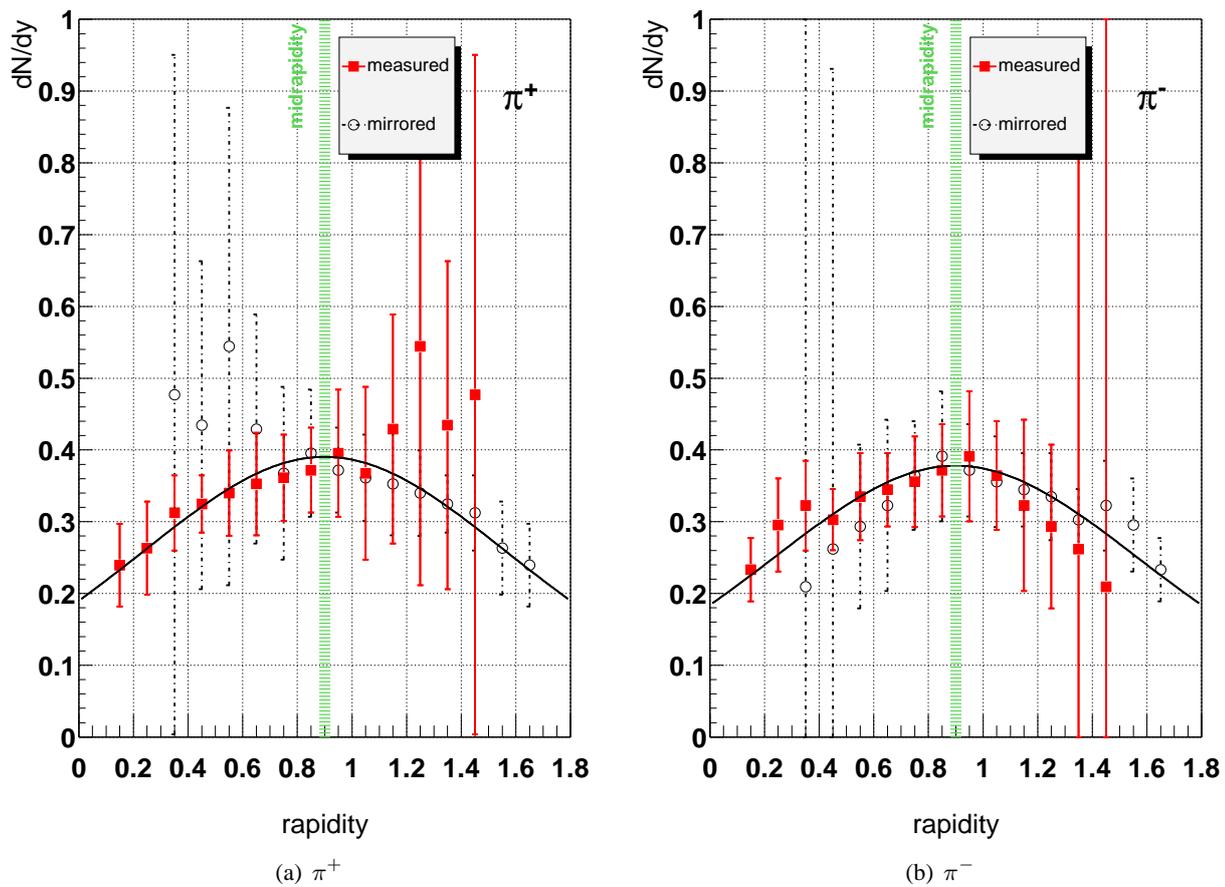


Abbildung 5.17: Rapiditätsverteilung für π^+ und π^- aus Abbildung 5.16 überlagert mit der Verteilung einer isotrop emittierenden, thermischen Quelle.

5.3.3 $\frac{\pi^+}{\pi^-}$ -Verhältnis

Bildet man in den Intervallen der Projektionen aus Abbildung 5.9 jeweils das Verhältnis von π^+ zu π^- so ergeben sich die Spektren in Abbildung 5.18.

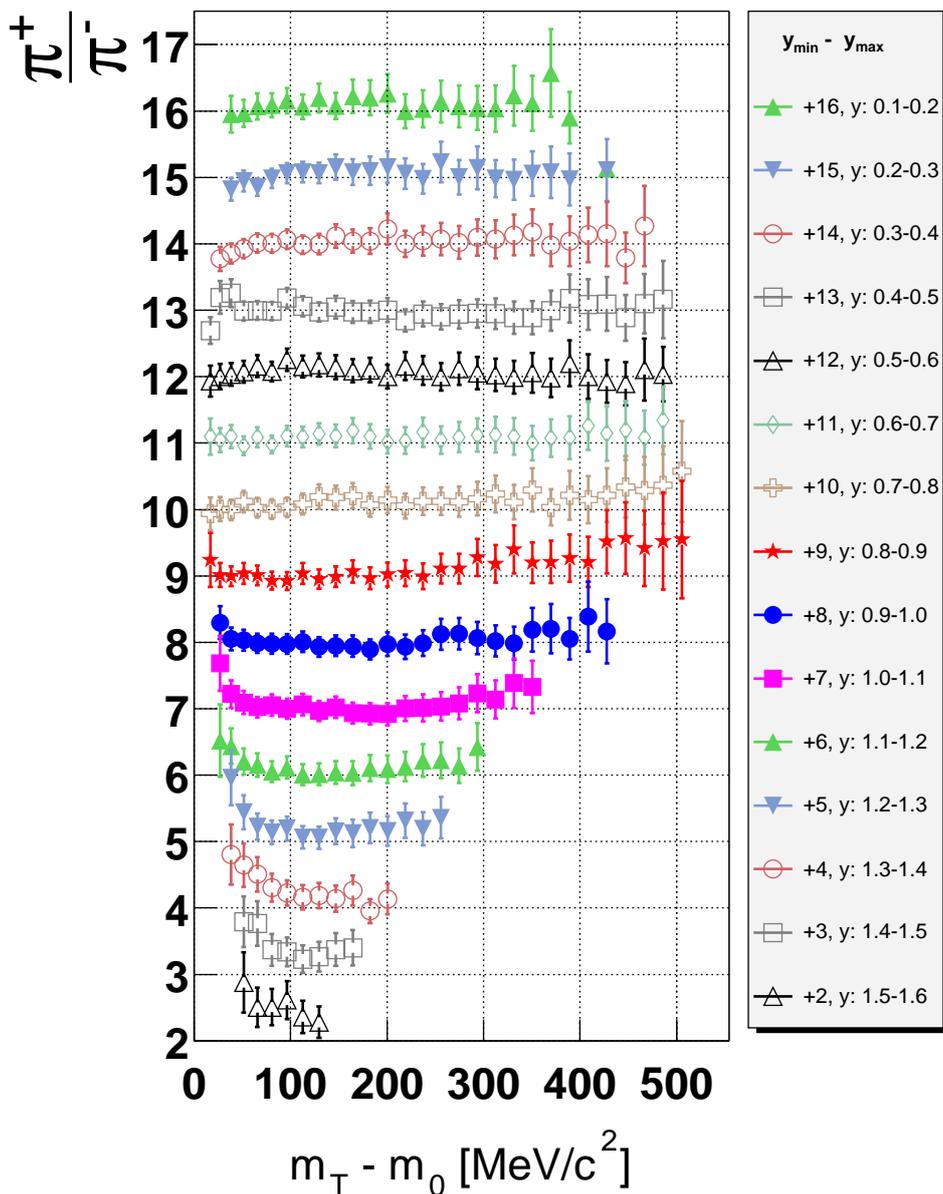


Abbildung 5.18: π^+ zu π^- - Verhältnis als Funktion der transversalen Masse m_T . Jeweils für ein Rapi- ditätsintervall der Breite 0,1. Zur besseren Darstellung wurden die Spektren jeweils um ein einen festen Betrag gegeneinander verschoben.

Die zentrale Kurve mit den roten, gefüllten Sternen stellt das Intervall $y \in [0.8, 0.9]$ unterhalb der Schwer- punktsrapidity ($y_{CM}^{2AGeV} \approx 0.9$) dar, darunter mit den blauen, gefüllten Kreisen befindet sich die Kurve des Intervalls $y \in [0.9, 1.0]$ oberhalb von y_{CM} .

Für das isospinsymmetrische System C+C ist ein Wert

$$R = \frac{\langle \pi^+ \rangle}{\langle \pi^- \rangle} = 1$$

zu erwarten. Dieses ist in großen Bereichen der Spektren gut erfüllt. Abweichungen hiervon deuten auf evtl. noch unverstandene Akzeptanzeffekte im vom TOFINO-Detektor abgedeckten Bereich. Andererseits können Absenkungen des Verhältnisses im Bereich kleiner m_T im Bereich $y < 0,8$ auf einen Einfluss der Coulombwechselwirkung der Reaktionszone mit den unterschiedlich geladenen Pionen hinweisen [För98].

5.4 Integrale Größen

Anzahl und Teilchenmultiplizität

Durch Aufaddieren der Inhalte einzelnen Intervalle der in Rapidität und transversalem Impuls doppelt-differentiellen Zählraten der Spektren in Abbildung 5.8 ergeben sich die in Tabelle 5.3 aufgeführten Anzahl der nachgewiesenen Hadronen. Die Fehler ergeben sich aus einer Mittelung der Fehler der Korrekturmatrizen und werden für Pionen zu $\pm 15\%$ und für Protonen zu $\pm 10\%$ abgeschätzt.

	π^+	π^-	Proton	$\pi^+ + \pi^-$
Anzahl	$(38,3 \pm 5,7) \times 10^6$	$(36,5 \pm 5,5) \times 10^6$	$(117,8 \pm 11,8) \times 10^6$	$(74,8 \pm 7,9) \times 10^6$

Tabelle 5.3: Anzahl der nachgewiesenen Hadronen (Pionen und Protonen).

Normiert auf die $4,2 \times 10^7$ gemessenen Reaktionen ergeben sich die Teilchenmultiplizitäten der Tabelle 5.4:

	π^+	π^-	Proton	$\pi^+ + \pi^-$
Multiplizität [1/Reaktion]	$0,91 \pm 0,14$	$0,87 \pm 0,13$	$2,80 \pm 0,28$	$1,78 \pm 0,19$

Tabelle 5.4: Hadronenmultiplizitäten für Pionen und Protonen.

Das Verhältnis

$$R = \frac{\langle \pi^+ \rangle}{\langle \pi^- \rangle} = \frac{0,91 \pm 0,14}{0,87 \pm 0,13} = 1,05 \pm 0,22$$

stimmt im Rahmen der Fehler gut mit dem für ein isospinsymmetrischen Stoßsystem C+C zu erwartenden Wert

$$R^{iso} = 1$$

überein.

Kapitel 6

Korrelationsanalyse

In diesem Kapitel werden im Folgenden die Analysemethoden und -mittel dargestellt, mit deren Hilfe aus den Pionen, die in den Kapiteln 4 und 5 analysiert wurden, Pion-Pion Korrelationsspektren abgeleitet werden können.

Der Hauptaugenmerk dieser Analyse liegt hierbei auf der Suche nach dem Zerfallskanal des neutralen Kaons in geladene Pionen:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

Das neutrale Kaon tritt in zwei Modifikationen auf, die sich nicht durch ihre Quantenzahlen unterscheiden lassen, sondern nur über ihre Zerfallscharakteristika. Die Tabelle 6.1 [Eid04] zeigt die wichtigsten Eigenschaften dieser beiden Modifikationen K_S^0 und K_L^0 .

	K_S^0	K_L^0
Quantenzahlen $I (J^P)$	$\frac{1}{2} (0^-)$	
Masse	$497,65 \text{ MeV}/c^2$	
mittlere Lebensdauer τ	$0,89 \times 10^{-10} \text{ s}$	$5,18 \times 10^{-8} \text{ s}$
$c\tau$	$2,68 \text{ cm}$	$15,51 \text{ m}$
wichtige Zerfallskanäle und deren relativen Verzweigungs- verhältnisse (BR)	<i>BR</i>	<i>BR</i>
	$\pi^+ \pi^-$ 68,95%	$\pi^\pm e^\mp \nu_e (K_{e3}^0)$ 38,81%
	$\pi^0 \pi^0$ 31,05%	$\pi^\pm \mu^\mp \nu_e (K_{\mu 3}^0)$ 27,19%
	$\pi^+ \pi^- \gamma$ $1,8 \times 10^{-3}$	$3\pi^0$ 21,05%
	$\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ $4,7 \times 10^{-3}$	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ 12,59%
	$\pi^+ \pi^- \pi^0$ $3,2 \times 10^{-7}$	$\pi^+ \pi^-$ (CP verletzend) $2,1 \times 10^{-3}$
	$3\pi^0$ (CP verletzend) $< 1,4 \times 10^{-5}$	$\pi^0 \pi^0$ (CP verletzend) $9,3 \times 10^{-4}$

Tabelle 6.1: grundlegende Eigenschaften der neutralen Kaonen K_S^0 und K_L^0 [Eid04]

Aufgrund der langen mittleren Lebensdauer und zugehörigen mittleren Flugstrecke von $\beta\gamma \cdot c\tau > 15 \text{ m}$ spielen die Zerfälle von K_L^0 eine untergeordnete, vernachlässigbare Rolle. Bei einer mittleren Flugstrecke von ca. 2-3 m im HADES-Detektor zerfällt nur ein geringer Anteil der K_L^0 ($\leq 10\%$) innerhalb

des Detektors und wiederum davon nur 0,2% in den Kanal $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Deshalb liegt der Augenmerk auf den Zerfällen des K_S^0 . Mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = 0,89 \times 10^{-10} s$ und $c\tau = 2,67 cm$ zerfällt dieses vollständig innerhalb des HADES-Detektorsystems. Die Rekonstruktion dieses Zerfalls dorthin wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

Mit der mittleren Lebensdauer lässt sich auf die Energieunschärfe, die Breite der Kaonenverteilung im invarianten Massenspektrum schließen:

$$\begin{aligned} \Delta E \cdot \tau &= \hbar \\ \rightarrow \Delta E &= \frac{197,3 MeV fm}{2,67 cm} = 7,4 \mu eV \end{aligned}$$

Die Zerfallsbreite von $\approx 10 \mu eV$ für das K_S^0 -Signal liegt weit außerhalb - 11 Größenordnungen - der Auflösungsgrenzen des HADES-Detektor, dessen Massenauflösung auf einige MeV/c^2 ausgelegt ist (Designauslegung: 1% Massenauflösung im Bereich der ω -Masse von $m_\omega \mapsto 7 - 8 MeV/c^2$). Jegliche Signalform des Signals kann somit vernachlässigt werden. Damit kann die gemessene Breite des Kaonensignals als experimentelles Maß für die Massenauflösung des HADES-Detektors verwendet werden.

6.1 Methode

Ziel dieser Analyse ist es somit aus der Menge der pro Kollision erzeugten Pionen, $\pi^+\pi^-$ Kombinationen aus positiven und negativen Pionen zu bilden und daraus Kandidaten für Paare, die einem Zerfall entstammen, herauszufiltern. Für jedes Paar lässt sich mittels Addition der Energie-Impuls-Vierervektoren der Partner ein Vierervektor dieser Pion-Pion-Kombination ermitteln (P_i : Vierervektor, E_i : Gesamtenergie, \vec{p}_i : 3-dimensionaler Impulsvektor, m : Masse).

$$\begin{aligned} P_1 &= \begin{pmatrix} E_1 = \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_1^2} \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} & P_2 &= \begin{pmatrix} E_2 = \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_2^2} \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} \\ P_{\pi^+\pi^-} &= \sum_{i=1}^2 P_i = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^2 E_i \\ \sum_{i=1}^2 \vec{p}_i \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Dabei wird auch hier die nominelle Masse der Pionen angenommen (vergl. Kapitel 5).

Anhand des Paar-Vierervektors 6.1 lässt sich die bzgl. einer Lorentztransformation invariante Masse, die Länge des Energie-Impuls-Vierervektors, bestimmen:

$$\begin{aligned} \left(m_{invariant}^{\pi^+\pi^-}\right)^2 &= P_\mu P^\mu \\ \rightarrow m_{invariant}^{\pi^+\pi^-} &= \sqrt{\left(\sum_{i=1}^2 E_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^2 \vec{p}_i\right)^2} \end{aligned} \quad (6.2)$$

Unter Zuhilfenahme des relativistischen Energiesatzes $E_i = \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_i^2}$ und nach Ausquadrieren ergibt sich hieraus:

$$m_{invariant}^{\pi^+\pi^-} = \sqrt{2 \left(m_{\pi^\pm}^2 + \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_1^2} \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_2^2} - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 \right)} \quad (6.3)$$

Durch weiteres Transformieren erhält man schließlich:

$$m_{invariant}^{\pi^+\pi^-} = \sqrt{2 \left(m_{\pi^\pm}^2 + \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_1^2} \sqrt{m_{\pi^\pm}^2 + \vec{p}_2^2} - |\vec{p}_1| |\vec{p}_2| \cos \Theta_{1,2} \right)} \quad (6.4)$$

Hierbei ist $\Theta_{1,2}$ der Winkel, den die beiden Impulsvektoren einschließen.

Die invariante Masse stellt somit in jedem beliebigen Bezugssystem die Masse des zerfallenen Teilchens dar. Das invariante Massenspektrum wird im Folgenden die Kenngröße sein, die es zu untersuchen gilt. Der im Folgenden beschriebene Kombinationsalgorithmus beschreibt die Bedingungen, unter denen Paare von Pionen zur Bestimmung dieses Spektrums hinzugezogen werden.

6.1.1 Kombinationsalgorithmus

Der Kombinationsalgorithmus bildet zu jedem Satz von Pionen innerhalb eines Kollisionsereignisses jede mögliche Kombination von positiven mit negativen Pionen. Ausgeschlossen werden jedoch die folgenden Fälle:

Die Kickplane-Analyse (s. Abschnitt 3.3.3) kombiniert, innerhalb eines Sektors, alle existierenden Spursegmente der inneren Driftkammern mit allen Treffern im META-Detektor. Für die gefundenen Kombinationen wird dann der Impuls und die Flugstrecke bestimmt. Hierbei entstehen (vergl. Abbildungen 4.15) ca. 10-15% Fehlkombinationen, die sich im Rahmen der Möglichkeiten dieser Analyse nicht weiter entfernen lassen. Bei der Kombination von auf diese Art und Weise ermittelten Paaren werden nun nur solche Paarkombinationen zugelassen, bei denen weder das gleiche innere Segment noch der gleiche META-Treffer doppelt verwendet werden. Es muss also gelten:

$$\begin{aligned} \text{inneres Spur-Segment Pion 1} &\neq \text{inneres Spur-Segment Pion 2} \\ &\text{und} \\ \text{äußerer META-Treffer Pion 1} &\neq \text{äußerer META-Treffer Pion 2} \end{aligned}$$

Abbildung 6.1 verdeutlicht nochmals beide zum Ausschluss führenden Kriterien.

Während bis jetzt die Analyse sich auf beliebige Pion-Pion-Paare anwenden lässt (siehe u.a. im Kapitel 8), so haben die folgenden Betrachtungen bzgl. weiterer Analyseschritte und Auswahlkriterien auf die gewonnenen Pion-Pion-Kombinationen ihren Schwerpunkt auf der Identifikation von K_S^0 -Mesonen.

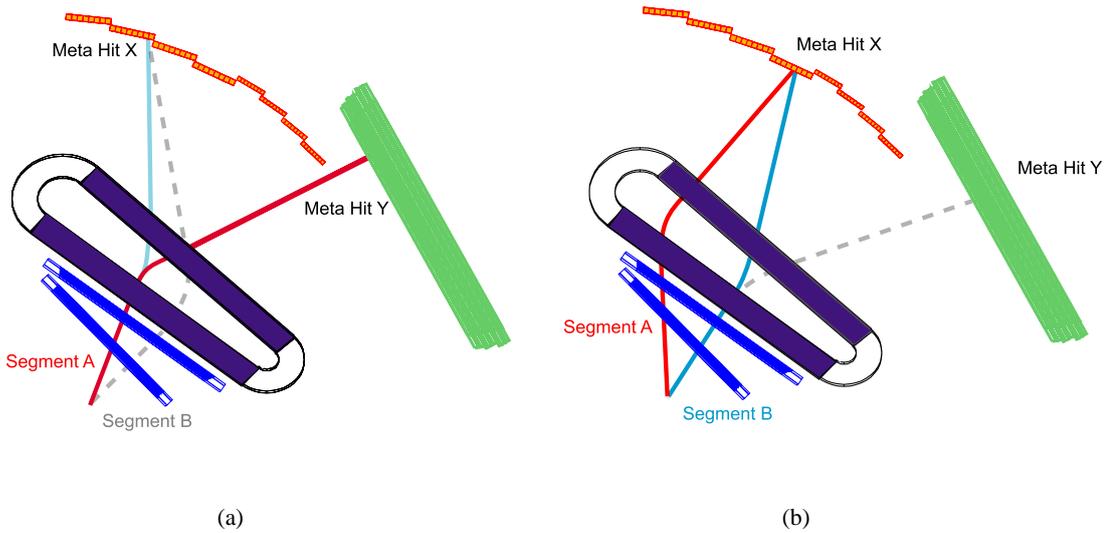


Abbildung 6.1: Ausschlusskriterien bei der Kombination von Paaren. Kombinationen von Paaren mit identischen Segmenten 6.1(a) und/oder META-Treffern 6.1(b) werden ausgeschlossen. (Die gestrichelten Linien stellen jeweils einen möglichen Ursprung des kombinierten Hits/Segments dar).

6.2 Simulation

Zur Ermittlung der zu erwartenden Paar-Multiplizitäten pro Kollision sowie zur Abschätzung und Auswahl weiterer Analyseschritte und -kriterien bei der Bestimmung von K_S^0 -Mesonen wird in diesem Abschnitt die hierzu verwendeten Simulations-Methoden beschrieben. Dabei wurden neben einer statistisch basierten Abschätzung in Abschnitt 6.2.1 zwei verschiedene Ereignisgeneratoren verwendet um damit unterschiedliche, nahezu komplementäre Fragestellungen effizient bearbeiten zu können. In Abschnitt 6.2.2 werden die grundlegenden Eigenschaften des K_S^0 und ihr Einfluss auf die Nachweismöglichkeiten untersucht. Dazu wird ein Ereignisgenerator benutzt, der mit hoher Statistik K_S^0 erzeugt.

Zur Untersuchung des Verhaltens des K_S^0 in einem realistischen UntergrundszENARIO wurde stattdessen in Abschnitt 6.2.3 eine URQMD-Simulation gewählt.

6.2.1 $\pi^+\pi^-$ -Paarmultiplizitäten - Abschätzung

Nimmt man die im Kapitel 5 ermittelten mittleren Pionenmultiplizitäten so lässt sich *a priori* abschätzen, dass nur etwa $\approx 15\%$ der untersuchten Reaktionen ein oder mehrere $\pi^+\pi^-$ -Paare ermöglichen. Aus diesen lassen sich der Abschätzung zufolge $\approx 1.5 \times 10^7$ Paarkombinationen bilden. Die für diese Abschätzung verwendete Methode - inklusive Vergleichen mit Simulationsergebnissen und solchen der experimentellen Daten - wird im Detail im Anhang D beschrieben.

6.2.2 PLUTO-Simulation

Für eine detaillierte Betrachtung der Eigenschaften von K_S^0 unter den vom HADES-Detektor gegebenen Randbedingung wurden mit dem Simulationspaket PLUTO++ [KH00] K_S^0 -Mesonen erzeugt. Für die Verteilung der Kaonen im Ortsraum wurde eine isotrope Emission im Schwerpunkt-System einer $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion bei 2 GeV pro Nukleon angenommen. Die Impulsverteilung entspricht der

eines Feuerball-Modells bei einer Temperatur des Wärmebads von 80 MeV . Abbildung 6.2 zeigt die Ergebnisse des erzeugten Datensatzes für eine Million Ereignisse mit ausschließlich einem Kaon pro Ereignis. Zu sehen sind hier die Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilung, die Winkelverteilung und die Verteilung von $\beta\gamma = \frac{p}{m}$, die für eine Zerfallslängenbestimmung im Laborsystem benötigt wird.

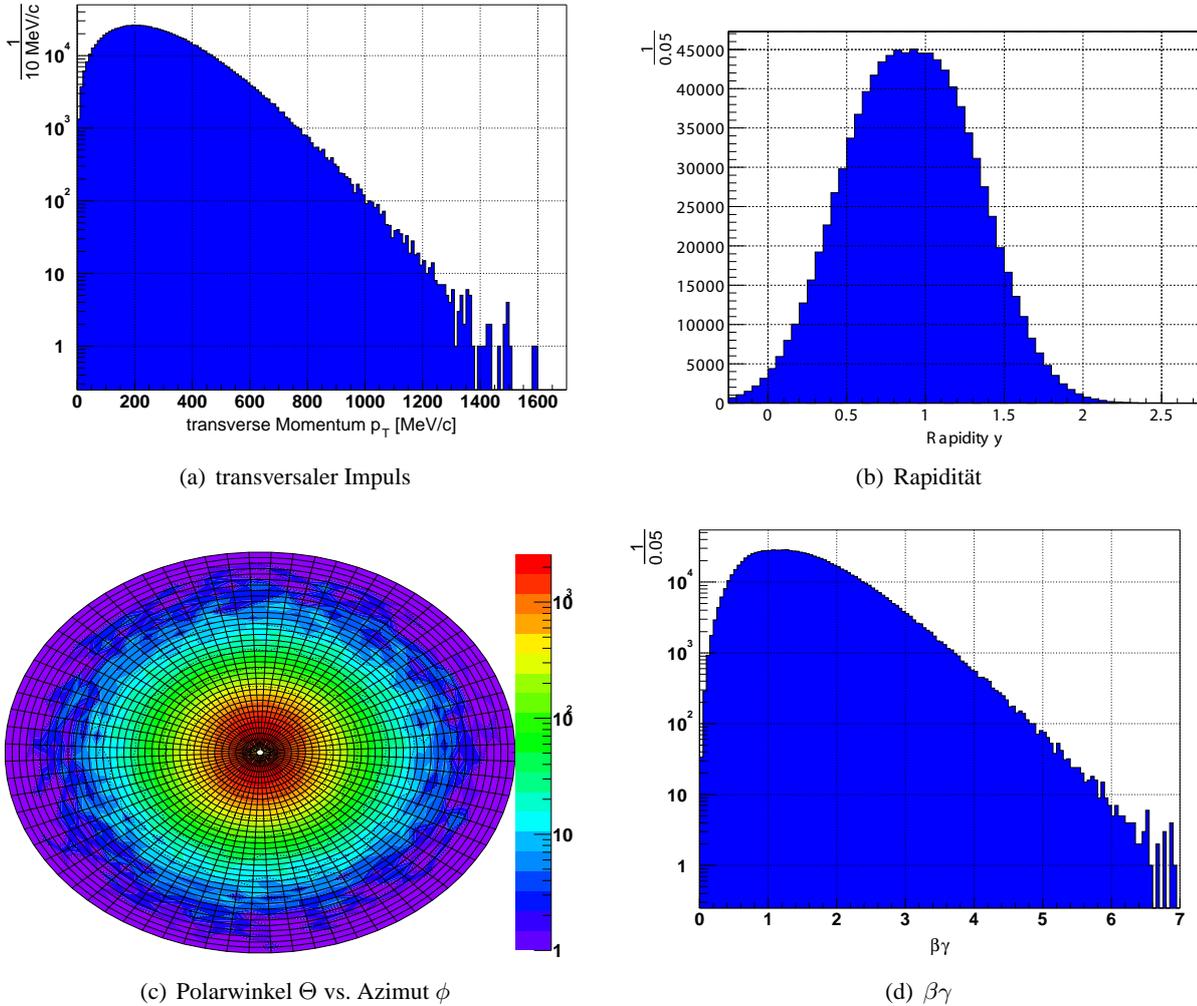


Abbildung 6.2: Simulation von einer Million K_S^0 mit dem Paket PLUTO++ [KH00]. Die einzelnen Bilder zeigen die Transversalimpuls- (6.2(a)), Rapiditäts- (6.2(b)), Azimut/Polar (6.2(c)) und $\beta\gamma$ -Verteilung (6.2(d)) für den erzeugten Datensatz. Es wurde eine Impuls- und Ortsverteilung entsprechend einem Feuerball-Modell mit einem Wärmebad von $80\text{ MeV}/c$ im Schwerpunktsystem einer $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Reaktion bei 2 GeV pro Nukleon angenommen.

Die mittels PLUTO generierten Kaonen wurden an das Simulationspaket HGEANT weitergereicht. Dieses berechnet deren Trajektorien innerhalb des HADES-Detektors mit den Gegebenheiten der Strahlzeit von November 2001. Dabei lässt es die Kaonen entsprechend ihren Zerfallslängen- und Kanälen (vergl. Tabelle 6.1) zerfallen.

Im Anschluss daran wurden die gewonnenen Informationen mit der Simulationsanalyse weiterverarbeitet (vergl. Abschnitt 3.2). Mit Hilfe dieser PLUTO/HGEANT-Simulation ließen sich Fragestellungen

bezüglich der grundlegenden Charakteristika eines K_S^0 -Zerfalls in zwei Pionen untersuchen.

- Akzeptanz

Der Begriff Akzeptanz wird im Folgenden verwendet um die Wahrscheinlichkeit zum Nachweis eines $\pi^+\pi^-$ -Paares aus dem Zerfall eines Kaons zu beschreiben. Dazu gehören die Einflüsse der geometrischen und kinematischen Akzeptanz sowie der Rekonstruktionseigenschaften der Analyse.

Die zur Bestimmung verwendete Simulation umfasste einen Satz von 100.000 Reaktionen, welche jeweils nur ein Kaon enthalten. Davon zerfielen $\approx 68\%$ über den Kanal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Von diesen fand die Analyse $\approx 1.3 \times 10^4$ $\pi^+\pi^-$ -Paare. Somit wird nur etwa jedes fünfte $\pi^+\pi^-$ -Paar das von einem K_S^0 stammt, gemeinsam nachgewiesen.

Abbildung 6.3 zeigt den Vergleich der Paarverteilung bzgl. der Polarwinkel der einzelnen Trajektorien vor und nach der Analyse. Klar zu erkennen sind hierbei die Grenzen des Detektors bei 18° und 85° .

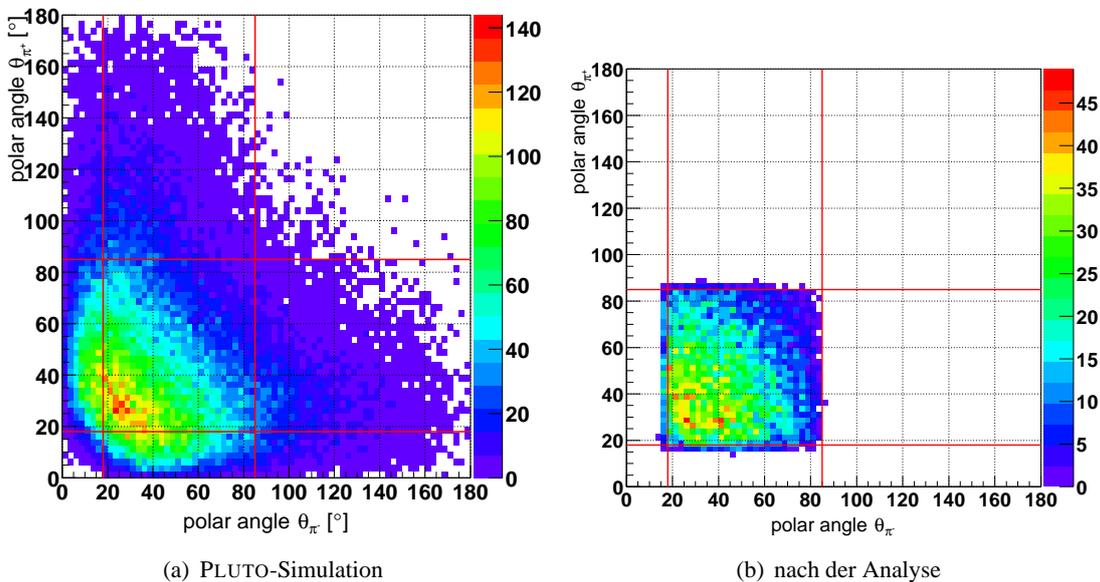


Abbildung 6.3: Paarverteilung der Polarwinkel θ_{π^-} gegen θ_{π^+} der PLUTO-Simulation, vor (6.3(a)) und nach (6.3(b)) der vollständigen Simulation.

Weitere, detailliertere Betrachtung zu den Unterschieden finden sich im Abschnitt Akzeptanzkorrekturen des Kapitels 7.

- Öffnungswinkel

Abbildung 6.4 zeigt die Öffnungswinkelverteilung der $\pi^+\pi^-$ -Paare, die aus dem Zerfall eines K_S^0 entstammen. Der minimale Öffnungswinkel beträgt hierbei ca. 20° . Der maximale liegt hingegen bei ca. 160° . Es ergibt sich ein mittlerer Öffnungswinkel von 72° . Der Abbildung ist die Verteilung überlagert, die sich nach der Analyse ergibt. Die Akzeptanz für sehr große Öffnungswinkel ($> 140^\circ$) ist stark verringert.

- Zerfallsvertex

Die prominente Eigenschaft des K_S^0 ist sein Zerfall außerhalb des primären Reaktionsvertex. Die

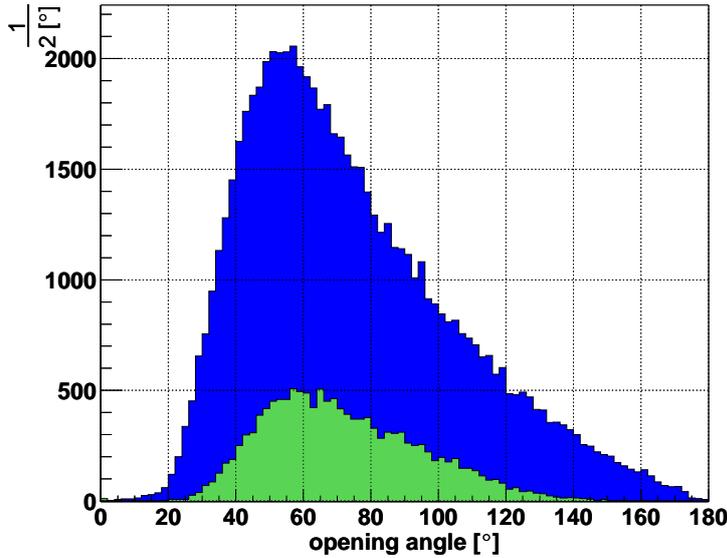


Abbildung 6.4: Öffnungswinkelverteilung des Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, vor (blau) und nach (grün) der Analyse. Aufgrund der Akzeptanz ist die Amplitude um $\approx 80\%$ verringert, der mittlere Öffnungswinkel jedoch vergrößert sich jedoch nur um wenige Grad von 74° auf 72° . Ab einem Öffnungswinkel von 110° beginnt das Signal gegenüber PLUTO nachzulassen.

mittlere Zerfallszeit eines K_S^0 beträgt (vergl. Tabelle 6.1) $\tau = 0,89 \times 10^{-10} \text{s}$ und ergibt damit $c\tau = 2,67 \text{cm}$. Im Schwerpunktsystem der Reaktion ergibt sich dem Zerfallsgesetz entsprechend eine exponentielle Zerfallsvertexverteilung. Durch die Transformation wird diese mit der Impulsverteilung bzw. der Verteilung von $\beta\gamma$ (Abbildung 6.2(d)) gefaltet, gemäß der Lorentz-Transformation:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} t \\ z \end{pmatrix}_{\text{Labor}} &= \gamma \begin{pmatrix} \beta c & 1 \\ 1 & \frac{\beta}{c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ z \end{pmatrix}_{\text{Schwerpunktsystem}} \\ &\text{für } \begin{pmatrix} \tau \\ 0 \end{pmatrix} \text{ ergibt sich} \\ \begin{pmatrix} t \\ z \end{pmatrix}_{\text{Labor}} &= \begin{pmatrix} \gamma\tau \\ \beta\gamma c\tau \end{pmatrix} \stackrel{\text{bzw. } p/c = \beta\gamma m}{=} \begin{pmatrix} \gamma\tau \\ \frac{p}{m_{K^0}}\tau \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.5)$$

Abbildung 6.5 zeigt diese Verteilung für die simulierten Kaonen, die in die Akzeptanz des HADES-Detektors gelangen. Ein Vergleich mit einer exponentiellen Zerfallskurve ergibt im Laborsystem einen um den Faktor $1,2 - 2,7$ größeren Wert, $z \approx ct$, von $3,3 - 6 \text{cm}$ innerhalb dessen die Anzahl der K_S^0 auf $1/e$ der ursprünglichen abgesunken ist.

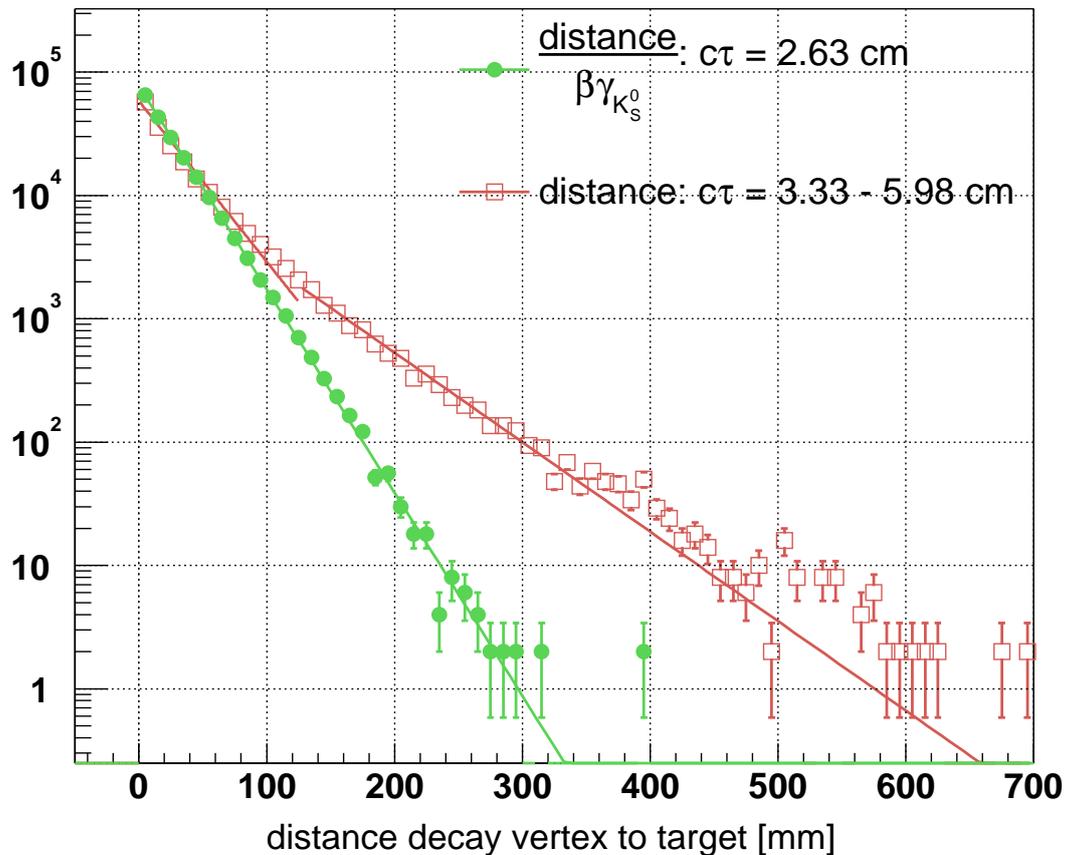


Abbildung 6.5: Verteilung des Abstands des Zerfallsvertex des K_S^0 zum Ursprung aus der Simulation von 100.000 K_S^0 Reaktionen. Die rote Kurve (offene Quadrate) stellt die mit der $\beta\gamma$ -Verteilung der K_S^0 gefaltete Verteilung dar, so wie sie am Ende der Simulation zur Verfügung steht. Bei Kenntnis des $\beta\gamma$ -Wertes jedes einzelnen Zerfall lässt sich die unverfälschte Verteilung (grün, gefüllte Kreise) rekonstruieren. Die Exponentialfunktionen $A \cdot e^{d/c\tau}$, mit denen die Funktionen angenähert wurden, ergeben für die grüne Kurve annähernd den Literaturwert, wobei die realen Werte zwischen 3,3 cm und 6,0 cm liegen.

- Massenauflösung

Ein weiterer zu untersuchender Aspekt besteht in der Verteilung der invarianten Masse von π^+ und π^- , die von K_S^0 -Zerfällen stammen. Abbildung 6.6 zeigt deren Verteilung für die in der HADES-Akzeptanz detektierten in $\pi^+\pi^-$ zerfallenen Kaonen. Die Verteilung wurde mit einer Gaußverteilung angepasst. Tabelle 6.2 zeigt deren Ergebnisse.

Hierbei ergibt sich eine Massenauflösung von $22,1 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$. Dies entspricht einer prozentualen Auflösung von 4,6% im Bereich der K_S^0 -Masse. Der Mittelwert der Verteilung ist um ca. 1 % gegenüber dem Nominalwert kleiner.

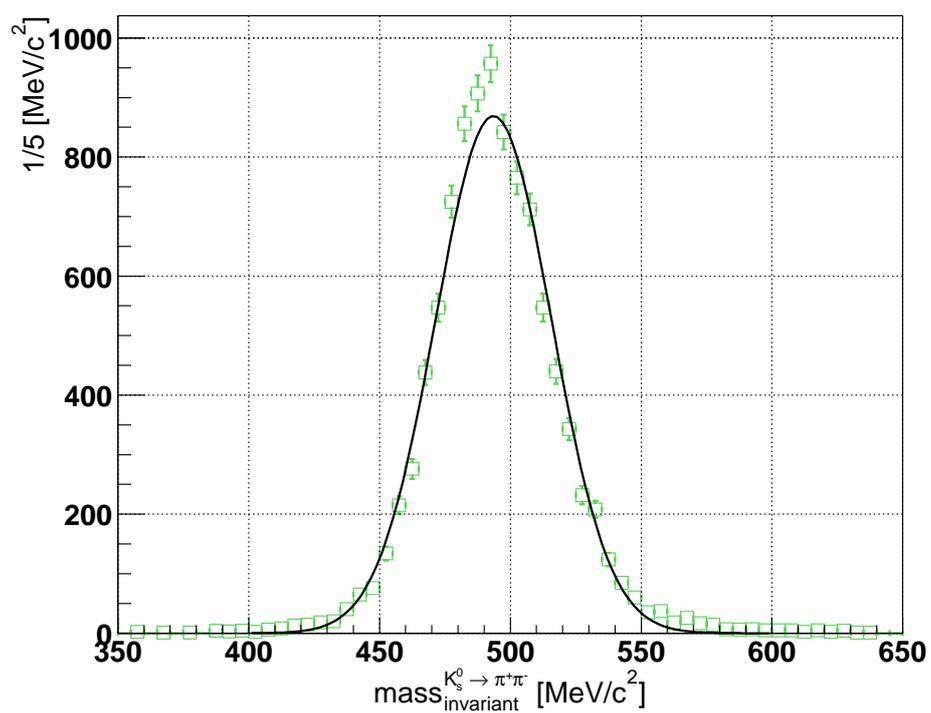


Abbildung 6.6: PLUTO-Massenauflösung der Kaonen

Mittelwert	$\overline{m}_{K_S^0} [MeV/c^2]$	$493,5 \pm 0,2 MeV/c^2$
Standardabweichung	$\sigma [MeV/c^2]$	$22,1 \pm 0,2 MeV/c^2$

Tabelle 6.2: PLUTO-Massenauflösung für Kaonen ermittelt anhand einer Gauß-Anpassung des Kurvenverlaufs aus Abbildung 6.6: $A \cdot e^{-\left(\frac{mass - \overline{mass}}{\sigma}\right)^2}$

6.2.3 URQMD-Simulation

Im nun folgenden Abschnitt wurden anstelle des PLUTO-Ereignisgenerators, die schon im vorhergehenden Kapitel 3 beschriebene URQMD-Simulation verwendet. Diese Daten liefern die Ausgangsbasis für die HGEANT-Simulation und die anschließende Simulations-Analyse. (Details bzgl. der Konvertierung der URQMD-Daten in HGEANT-Eingangsdaten, insbesondere der Behandlung von K^0 und \bar{K}^0 , finden sich in [Zum05b]).

Sie gibt Aufschluss über eine realistischere Kaonen-Multiplizität im Rahmen einer $C + C$ Reaktion bei 2 GeV pro Nukleon . Als Ausgangsbasis stehen eine Million simulierte Reaktionen von URQMD zur Verfügung. Die Verteilung der verschiedenen Teilchensorten stellt die Grafik in Abbildung 6.7 dar. Die mittlere K_S^0 -Multiplizität ergibt sich demnach zu $1,86 \times 10^{-3} \pm 4,3 \times 10^{-5}$.

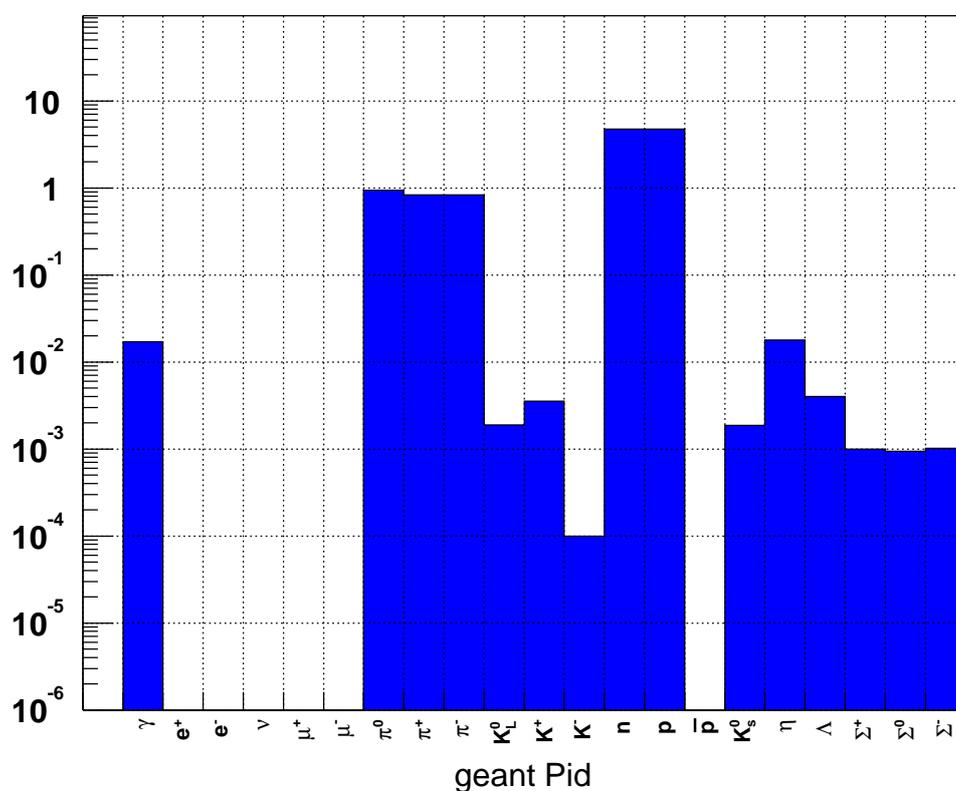


Abbildung 6.7: Verteilung der Teilchenmultiplizitäten in einer Million Reaktionen generiert von URQMD (Version: 1.3p) für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon . Für das K_S^0 ergibt sich eine Multiplizität von $1,8 \times 10^{-3} \pm 4,3 \times 10^{-5}$.

Die Abbildungen in 6.8 zeigen entsprechend die ursprünglichen von der URQMD-Simulation generierten Verteilungen des transversalen Impulses p_T (6.8(a)), der Rapidität y (6.8(b)) und von $\beta\gamma$ (6.8(c)).

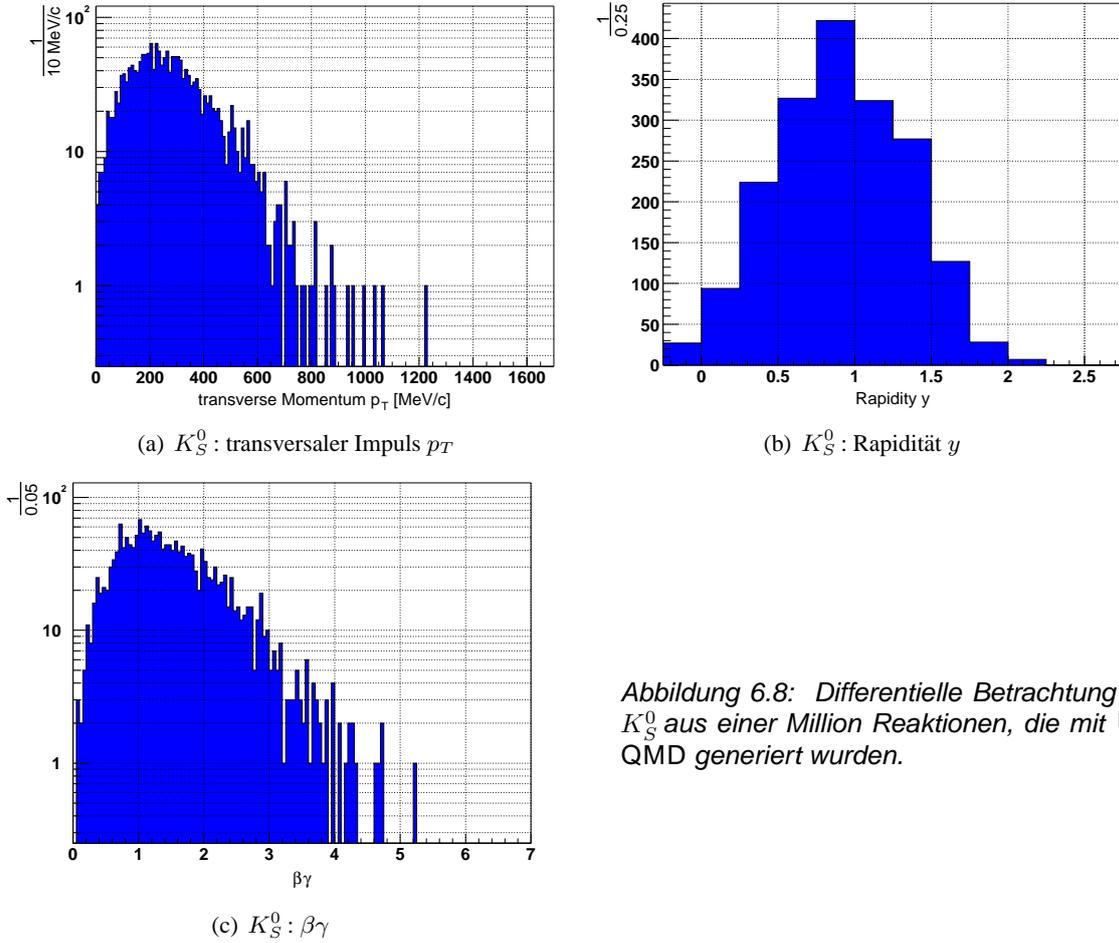


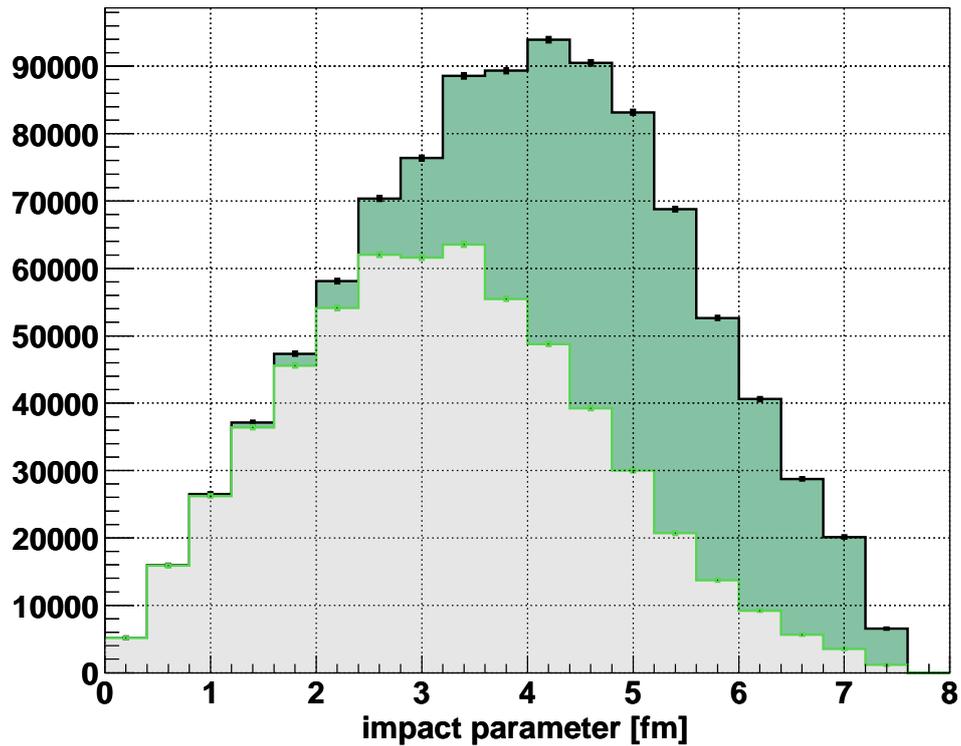
Abbildung 6.8: Differentielle Betrachtung der K_S^0 aus einer Million Reaktionen, die mit URQMD generiert wurden.

Diese Eingangsdaten durchlaufen im Anschluss an die URQMD-Berechnung HGEANT und die Simulationsanalyse (entsprechend Abschnitt 3.2). Letztere beinhaltet u.a. eine Multiplizitätsbedingung von mindesten 4 geladenen Teilchen, genauer: mindestens vier Treffern im META-Detektor, um auf zentrale Reaktionen zu selektieren. Reaktionen, die diese Bedingungen nicht erfüllen, werden von der Analyse verworfen. Danach verbleiben von der ursprünglich eine Million URQMD Reaktionen nach dieser *Trigger*-Bedingung nur noch 59,8% der Reaktionen.

6.2.3.1 Auswirkungen der Multiplizitätsbedingung auf K_S^0 -Verteilungen und -Multiplizität

Um den Einfluss der Multiplizitätsbedingung speziell auf die K_S^0 Produktion genauer zu studieren, wurde die gleiche Analyse, jedoch ohne diese Forderung, durchgeführt. Abbildung 6.9(b) zeigt hierzu die Wirkungsweise dieser Triggerbedingung anhand des Stoßparameters b dieser Reaktion. Dabei zeigt 6.9(a) den Unterschied für alle Reaktionen. Die Anwendung der Trigger-Bedingung führt, wie erwartet, zu einer Verschiebung der Stoßparameterverteilung hinzu kleineren Werten; dies entspricht einer Selektion auf höhere Zentralitäten.

Betrachtet man allein Reaktionen, in denen ein K_S^0 produziert wird, so fällt auf, dass diese Reaktionsklasse von Beginn her eine im Vergleich zur Gesamtverteilung höhere Zentralität aufweist. Damit fällt der Einfluss der Multiplizitätsbedingung ($Mult_{META} \geq 4$) bedeutend geringer aus.



(a) global

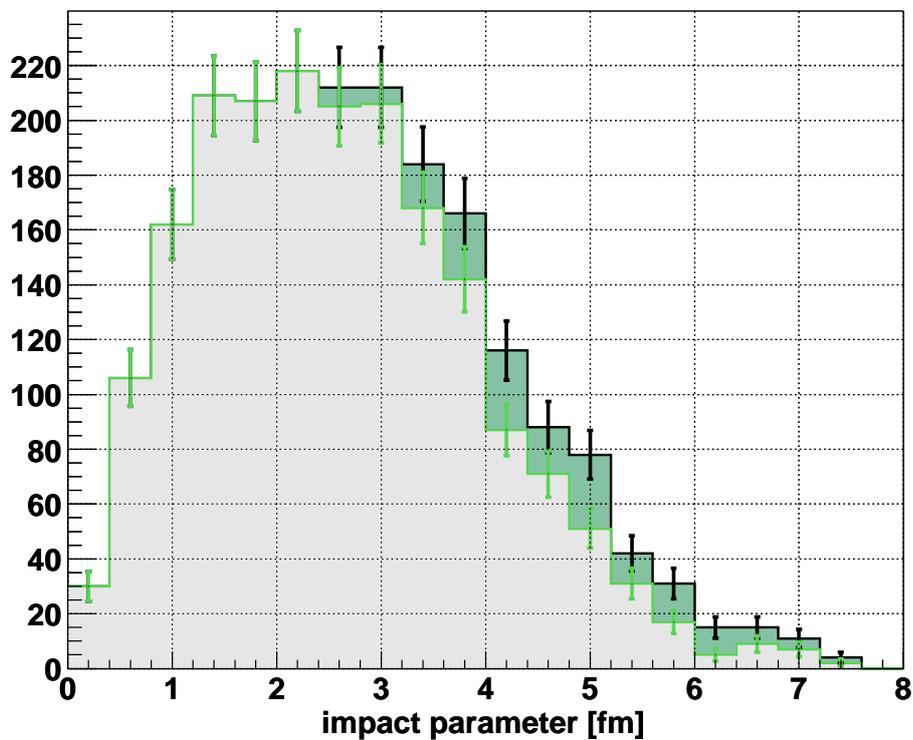
(b) K_S^0

Abbildung 6.9: Einfluss der Multiplizitätsbedingungen von mindestens vier Treffern im META-Detektor auf die Stoßparameterverteilungen der Reaktionen: 6.9(a) stellt die Gesamtverteilung für alle Reaktionen dar. Der Schwerpunkt dieser Verteilung wird unter der Trigger-Bedingung in Richtung zentralerer Reaktionen verschoben. Die Anzahl der Reaktionen verringert sich auf $\approx 59,8\%$. Die Reaktionen, in denen K_S^0 entstehen 6.9(b), sind zentraler ($\bar{b} \approx 2 - 3 \text{ fm}$) und werden durch das Multiplizitätskriterium gering modifiziert. Details zu den K_S^0 sind in Tabelle 6.3 aufgeführt.

Die Abbildungen 6.10 vergleichen im Anschluss die pro Spezies in der HGEANT-Simulationen registrierten Teilchenzahlen ohne (6.2.3.1) und mit (6.2.3.1) Anwendung der Multiplizitätsbedingung.

Speziell für die Anzahlen der K_S^0 listet Tabelle 6.3 die Werte mit und ohne Multiplizitätsbedingung auf. Hierbei ergibt ein Vergleich der Zählungen der K_S^0 , die ursprünglich in URQMD erzeugt wurden, mit den Zählungen in den Abbildungen 6.10, dass $\approx 16\%$ der K_S^0 während der HGEANT-Simulation entstehen. Diese entstehen im Rahmen von GEANT als *hadronischen Wechselwirkungen* bezeichneten Reaktionsmechanismen und können nicht weiter spezifiziert werden. Ihre Entstehungsorte liegen zu 90 % außerhalb der rekonstruierbaren Spuren. Im Rahmen der Fehler ergibt sich durch diesen Beitrag kein Unterschied bei den folgenden Berechnungen.

Es ergibt sich, dass

$$92,3 \pm 3\%$$

der K_S^0 den Multiplizitätsschnitt überstehen.

	ohne Multiplizitätsbedingung	mit Multiplizitätsbedingung	Verhältnis $\epsilon_{K_S^0} \Big _{M_{META} > 4}$
URQMD	1841	1690	$0,92 \pm 0,03$
innerhalb GEANT	298	276	$0,93 \pm 0,08$
Σ	2139	1966	$0,92 \pm 0,03$

Tabelle 6.3: K_S^0 -Zählungen der Simulation im Vergleich: Auswirkung eines Multiplizitätsschnitt ($M_{META} \geq 4$).

Abschließend zu diesen Trigger-Betrachtungen zeigen die Abbildungen 6.11 die Auswirkungen der Multiplizitätsbedingung auf die ursprünglichen Verteilungen aus Abbildung 6.8.

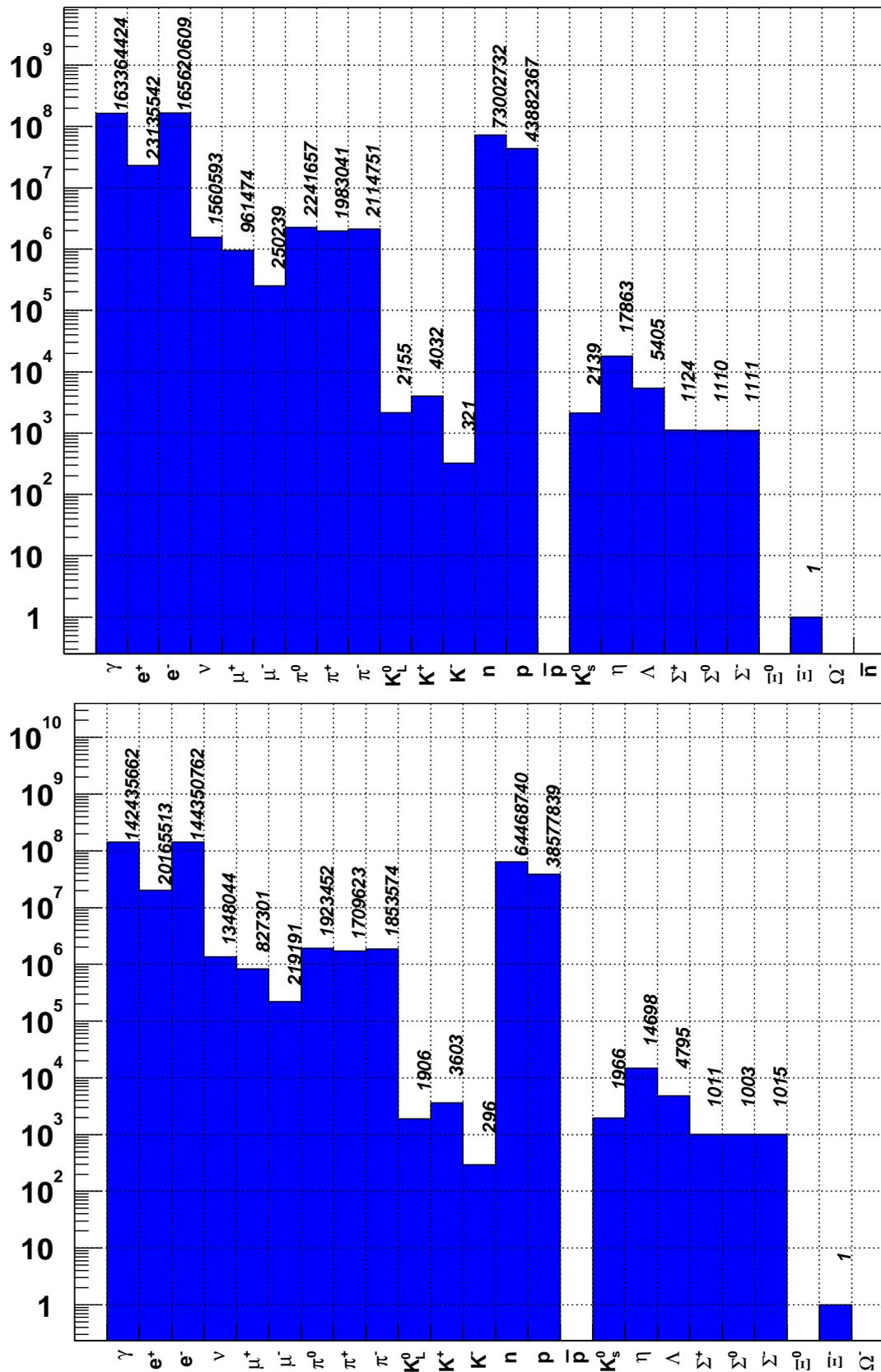
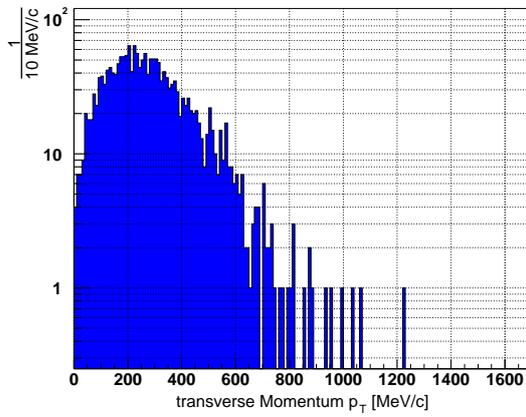
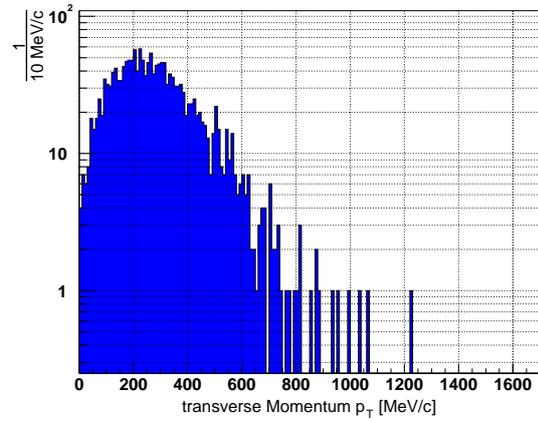


Abbildung 6.10: Teilchenzahlen ohne (6.2.3.1) und mit (6.2.3.1) Anwendung der Multiplizitätsbedingung, dass im META-Detektor mindestens vier Treffer nachgewiesen wurden.



(a) transversaler Impuls, ohne Trigger



(b) transversaler Impuls, mit Trigger

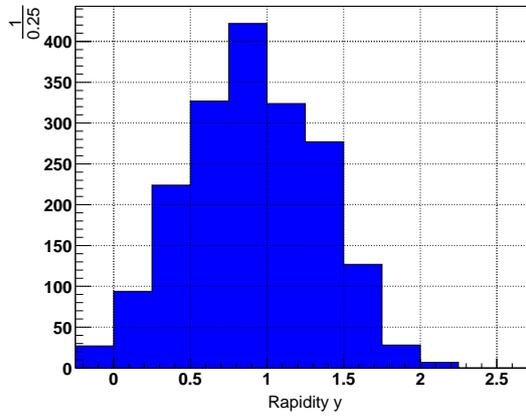
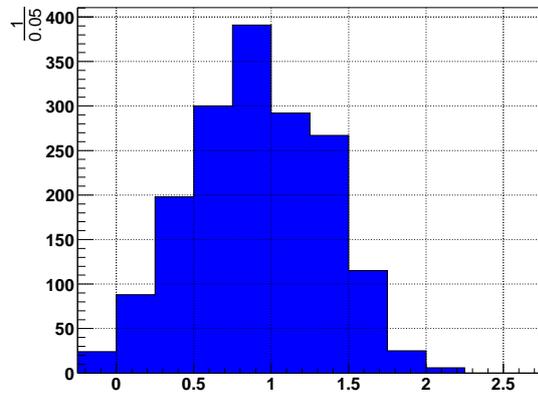
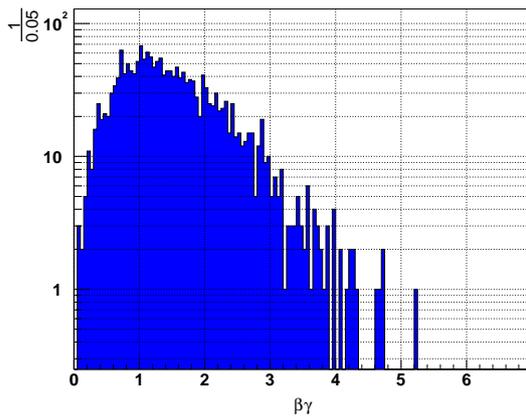
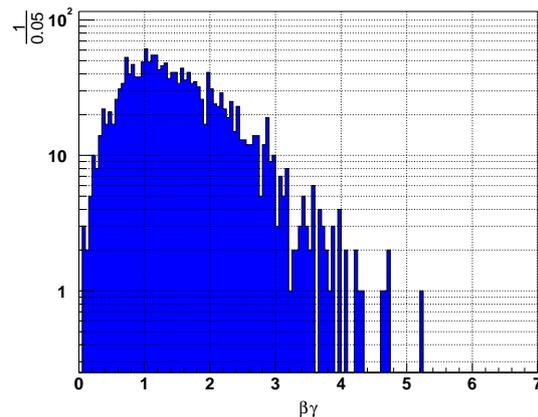
(c) K_S^0 : Rapidity, ohne Trigger(d) K_S^0 : Rapidity, mit Trigger(e) K_S^0 : $\beta\gamma$, ohne Trigger(f) K_S^0 : $\beta\gamma$, mit Trigger

Abbildung 6.11: K_S^0 -Verteilungen nach Anwendung der Trigger-Bedingung von mindestens vier Treffern im META-Detektor für den transversalen Impuls 6.11(b), die Rapidity 6.11(d) und $\beta\gamma$ 6.11(f), im Vergleich zu den in der linken Spalte gezeigten ursprünglichen Verteilungen.

Eine Paaranalyse der Simulationsdaten nach der im Abschnitt 6.1 beschriebenen Methode ermöglicht es eine Verteilung der invarianten Masse der gewonnenen $\pi^+\pi^-$ -Paare zu erstellen (Abbildung 6.12). Dieser überlagert ist der Anteil des K_S^0 -Signal, welches darin erhalten ist.

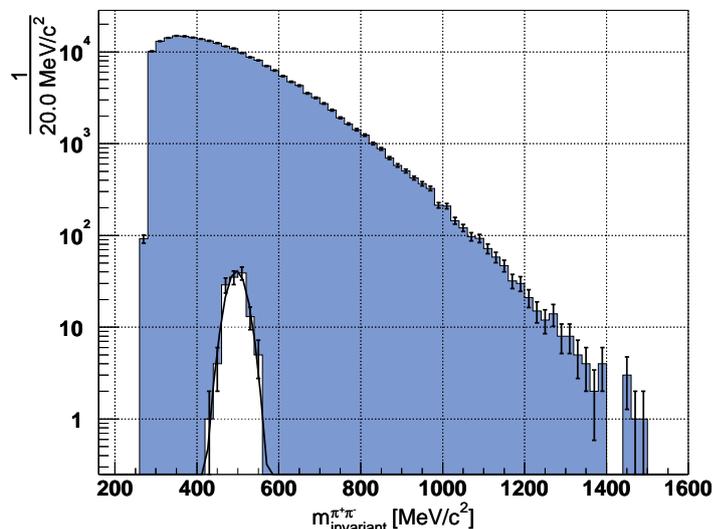


Abbildung 6.12: Invariantes Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen nach vollständiger Analyse der Simulationsdaten. In weiß ist das zu findende K_S^0 -Signal diesem überlagert. Tabelle 6.4 zeigt die Ergebnisse einer Anpassung dieses Signals mit einer Gaußfunktion.

Mittelwert	$\overline{m}_{K_S^0} [MeV/c^2]$	$496,8 \pm 2,2 MeV/c^2$
Standardabweichung	$\sigma [MeV/c^2]$	$23,5 \pm 1,7 MeV/c^2$

Tabelle 6.4: Ergebnisse der Näherung der K_S^0 -Massenverteilung durch eine Gaußfunktion, aus Abbildung 6.12

6.2.3.2 Bewertungskriterien der Signalqualität

Zur Bewertung der Güte der Signalstärke bzw. der Wahrscheinlichkeit des Nichtzutreffens einer Null-Hypothese für ein Signal werden in den kommenden Untersuchungen die beiden folgenden Größen herangezogen:

Signal-zu-Untergrund-Verhältnis

Im Bereich der Kaonenmasse ($m_{K_S^0} = 497 MeV/c^2$) beträgt das Verhältnis

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Untergrund}} \Big|_{m_{K_S^0} \pm 100 MeV/c} = \frac{1}{807} \pm 0.6\% \quad (6.6)$$

Signifikanz (siehe u.a. [PLR02, Sin02, Eid04, BS91a])

In der Statistik wird diese Größe im Zusammenhang der Hypothesentests als Wahrscheinlichkeit bezeichnet, einen Fehler der *ersten Art* zu begehen. D.h., dass eine Hypothese H_0 in einem Bereich ω , innerhalb dessen nicht diese Hypothese sondern H_1 gilt, trotzdem zutrifft. Die Definition der Statistik für die Signifikanz α eines Hypothesentests der beiden Hypothesen H_0 und H_1 bezüglich einer Observable X lautet:

$$\alpha = \int_{X \in \omega} f_0(X) dX \quad (6.7)$$

wobei $f_{0,1}(X)$ die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von X unter den Annahmen der beiden Hypothesen darstellen.

Problematisch ist es diesen Bereich ω (unvoreingenommen) zu klassifizieren. Bei Zählexperimenten ist dies oft die Frage, ob ein Signal sich vom Untergrund abhebt. Die Hypothese, die es mittels eines Signifikanztests zu widerlegen gilt, ist in diesem Fall die Frage, ob sich die Daten mit einer Null-Hypothese, d.h. durch den Untergrund, beschreiben lässt. Im Sinne der Definition der Statistik ist nun aber ein Hypothesentest nur dann gegeben,

1. wenn ausschließlich zwischen zwei Hypothesen H_0 und H_1 unterschieden wird, und
2. wenn der *kritische Bereich* ω , in dem die Hypothese H_0 als falsch angenommen wird *a priori* vor der Messung bestimmt wird.

Der zweite Punkt ist üblicherweise nicht erfüllt. D.h. der Grenzwert, ab dem ein Signal die Null-Hypothese nicht mehr erfüllt, wird *a posteriori* definiert. Deshalb wurde der Begriff des *p-value* eingeführt, der dieses zweite Axiom fallen lässt. Der *p-value* gibt eine Aussage darüber inwieweit eine Hypothese mit diesem Experiment (nicht) vereinbar ist. Ein sehr kleiner Wert von p unterstützt die Aussage, dass die entsprechende Hypothese ausgeschlossen werden kann.

Eine andere Ausdrucksweise für den *p-value* ist die Formulierung eines $n - \sigma$ -Effekts. Hierbei wird diesem der Vergleich mit einer normierten Gaußverteilung mit der Standardabweichung σ zu Grunde gelegt:

$$1 - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-n\times\sigma}^{n\times\sigma} e^{-\frac{(\mu-x)^2}{2\sigma^2}} dx = p\text{-value} \quad (6.8)$$

Bezogen auf diese Arbeit wird im Folgenden die Frage gestellt, inwieweit ein gemessenes Signal sich nicht mehr innerhalb seines Fehlers mit einer Nullmessung erklären lässt. Die Signifikanz wird deshalb als das Verhältnis der Signalmultiplizität $n_S = S/N_{events}$ zu dessen Fehler σ_{n_S} definiert (S : Anzahl der gezählten Signale, N_{events} : Anzahl der gemessenen Reaktionen, dieser Wert wird auch gemeinhin als *Signal-zu-Rausch-Verhältnis*, *SNR*: *Signal to Noise Ratio* bezeichnet) :

$$\text{Signifikanz} : \alpha = \frac{n_s}{\sigma_{n_s}} \quad (6.9)$$

Gemäß den Überlegungen im Anhang E ergibt sich hieraus zur Berechnung von α :

$$\alpha = \frac{S}{\sqrt{S + B + \frac{B^2}{N_{events}^2} \cdot \sigma_B^2}} \quad (6.10)$$

Für hinreichend große N_{events} bzw. vernachlässigbar kleine Fehler kann der dritte Term in der Wurzel vernachlässigt werden und es ergibt sich:

$$\alpha \simeq \frac{S}{\sqrt{S + B}} \quad (6.11)$$

Im Falle der Simulation trifft dies zu. Die Signifikanz des Kaonensignals der Simulation im Intervall $[m_{K_S^0} \pm 100 \text{ MeV}/c]$ beträgt:

$$\frac{\text{Signal}}{\sqrt{\text{Untergrund} + \text{Signal}}} \Big|_{m_{K_S^0} \pm 100 \text{ MeV}/c} = 0.39 \pm 0.15\% \quad (6.12)$$

Ziel der folgenden Analyse ist es das Kaonen-Signal aus 6.12 zu isolieren. Die Signifikanz stellt dabei das Maß dar, das es zu beachten gilt. Die Zielsetzung ist dabei Werte, die oberhalb von 5 liegen, zu erhalten. Dies entspricht einer Wahrscheinlichkeit, dass dieses Signal durch eine Nullhypothese darzustellen ist, die entsprechend Gleichung 6.8 einem 5σ -Effekt gleichkommt bzw. einem p -value von $2,8 \times 10^{-7}$.

Ein Schwerpunkt bei der Analyse von Paarkorrelationen bildet die Bestimmung des Untergrundes. Zusammen mit weiteren physikalischen Untergrundquellen (6.5) bildet diesen der sogenannte *kombinatorischen Untergrund*. Da a priori nicht bekannt ist ob und welche Kombination von π^+ und π^- -Mesonen aus dem Zerfall eines anderen Teilchens stammt, wird nach Abschnitt 6.1.1 jede mögliche Kombination in Betracht gezogen. Als *kombinatorischen Untergrund* bezeichnet man nun den Anteil der Kombinationen, die aus unkorrelierten, zufällig verteilten Mesonen konstruiert wurden. Aus diesen Untergrundquellen gilt es das Korrelationssignal des K_S^0 zu isolieren.

6.3 Selektionskriterien der K_S^0 -Analyse

Im nun folgenden Abschnitt werden Selektionsschnitte zur Extraktion von Kaonen erarbeitet, die die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessern. Anhand dieser Selektionen werden die Daten des Experiments C + C von November 2001 analysiert. Es werden zwei Gruppen von Auswahlkriterien unterschieden:

- teilchenbezogene Kriterien
- paarbezogene Kriterien

Zu klären sind dabei u.a. die folgenden Fragen:

- Welche Selektionsschnitte können verwendet werden?
- Sind die Schnitte in der Lage, ein signifikantes K_S^0 -Signal zu isolieren?
- Sind sie in der Lage, die Beiträge anderer Quellen wirksam zu unterdrücken?

Ein Hauptaugenmerk der Selektion gründet auf der mittleren Lebensdauer von $8,9 \times 10^{-11} s$ des K_S^0 . Es zerfällt somit zu ungefähr 80 – 90% außerhalb des Targetbereichs. Abgesehen vom Zerfall des Λ_s ist es somit eine Hauptaufgabe Paarkombinationen zu finden, die außerhalb des Primärvertex, *off-vertex*, ihren Zerfallsvertex haben.

Im Rahmen dieser Untersuchung stellte sich heraus, dass bereits die Anwendung von nur zwei Kriterien zu einer signifikanten Verbesserung des K_S^0 -Signals führt. Jeweils eines dieser beiden gehört zur Gruppe der o.g. teilchenbezogenen bzw. paarbezogenen Kriterien. Diese werden im Folgenden beschrieben.

6.3.1 Teilchenbezogene Selektionskriterien

Die teilchenbezogenen Selektionskriterien betrachten jede Spur separat unbeachtet der Tatsache ob sie von einem Paarzerfall stammen oder nicht. Die Selektionskriterien werden an Hand der im vorgehenden Kapitel 6.2 gemachten Simulation definiert und bzgl. ihrer Auswirkungen auf die Signifikanz, gemäß der Definition in 6.10 in deren approximativen Form 6.11, und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis untersucht.

6.3.1.1 z-Koordinate des Segments

Das innere gerade Segment einer Trajektorie, das zusammen mit einem Treffer im META-Detektor eine Spur darstellt, wird mittels vier Koordinaten beschrieben [Sch].

- Der Polarwinkel Θ .
Dieser bezeichnet den Winkel, den die Trajektorie mit der z-Achse einschließt.
- Den Azimut ϕ ,
der den Winkel zwischen der x-Achse und dem transversalen Anteil des Richtungsvektors der durch das Segment definierten Gerade darstellt.
- Der Abstand ρ .
Dies ist der senkrechte Abstand der z-Achse zum nächsten Punkt auf der Segmentgerade. Zu beachten ist, dass ρ vorzeichenbehaftet ist: Befindet sich der Aufpunkt auf der Teilchenspur oberhalb der Strahlachse so ist das Vorzeichen positiv (y-Komponente von $\rho > 0$), negativ andernfalls (y-Komponente von $\rho < 0$).
- Die z-Koordinate.
Diese ist die z-Koordinate des Aufpunktes auf der z-Achse der Senkrechten zum nächsten Punkt der Segmentgerade, deren Länge ρ darstellt.

Das Laborkoordinatensystem hat in der Simulation seinen Ursprung im Reaktionszentrum (*Target*) und liegt auf der Strahlachse, die identisch mit der z-Achse inkl. deren Richtung ist. (Im Experiment kann das Target bzgl. des nominellen Ursprungs verschoben sein). Die x-Achse ist horizontal und die y-Achse vertikal dazu orientiert. Gemeinsam bilden die drei Achsen ein orthogonales rechtshändiges Koordinatensystem.

Mittels dieser vier Koordinaten lässt sich jede gerade Spur darstellen. Abbildung 6.13 verdeutlicht die Spurkoordinaten in grafischer Form.

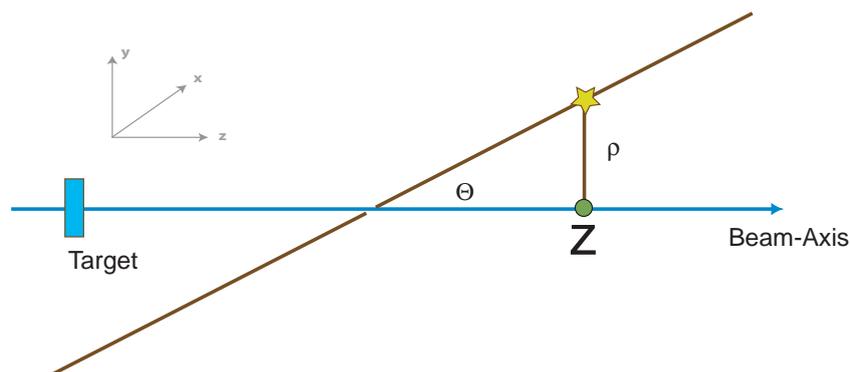


Abbildung 6.13: Definition der Koordinaten des inneren Spursegments.

Die in der o.g. Auflistung zuletzt aufgeführte z-Koordinate lässt sich zur K_S^0 -Selektion unmittelbar verwenden. Sie definiert den minimalen Abstand der Spur zum primären Vertex. Die durch einen *off-vertex*-Zerfall entstandenen Pionenspuren weisen einen größeren Abstand zum Reaktionszentrum auf als Spuren, die direkt dem primären Vertex entstammen. Trägt man nun die z-Koordinaten aller Pionenspuren auf im Vergleich zu den Spuren, die ausschließlich aus dem Zerfall von K_S^0 entstammen, so

	Mittelwert	RMS
Untergrund Pionen	0,87	12,2
primäre Untergrund Pionen	0,12	9,3
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	12,5	19,1

Tabelle 6.5: z -Koordinaten K_S^0 und Untergrund im Vergleich aus Abbildung 6.14.

sollten sich deren Verteilung voneinander abheben. Abbildung 6.14 zeigt dies für die beiden Fälle der positiv und negativ geladenen Pionen getrennt.

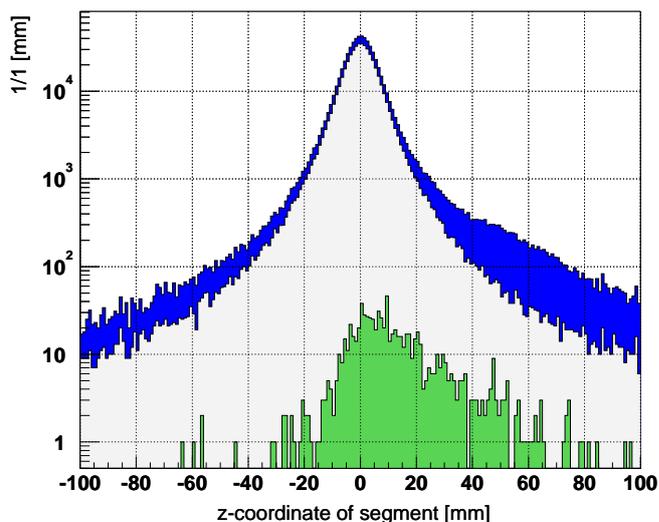


Abbildung 6.14: Verteilungen der z -Koordinaten der zu einer Paarkombination beitragenden π^+ - und π^- -Spursegmente für K_S^0 in grün und den Untergrund unterteilt in zwei Fälle: weiß mit einer Beschränkung auf primäre Pionenspuren, blau ohne diese Einschränkung. Zum Vergleich ist in grün die Verteilung für die K_S^0 hinzugefügt. Die Tabelle 6.5 listet die Mittelwerte und RMS der Verteilungen auf.

Qualitativ lässt sich ein Bereich um den primären Vertex ausschließen in dem nur wenige Spuren der K_S^0 , jedoch viele aus dem primären Vertex entstammende Teilchen liegen.

Quantitativ bedarf es hierzu der Bestimmung der Auflösung der Rekonstruktionseigenschaften bzgl. der z -Koordinate.

Auflösung der Rekonstruktion der z -Koordinate der Spur

Zur Bestimmung der Auflösung der z -Koordinate bei der Spurrekonstruktion von Spuren aus dem primären Vertex wurden die rekonstruierten z -Koordinaten der Spursegmente in der Simulation mit denen direkt aus den HGEANT-Daten gewonnenen z -Koordinaten verglichen. Dabei wurden nur Pionen-Spuren miteinbezogen, die vom Rekonstruktionsalgorithmus rekonstruiert werden konnten. Die Breite und Position der Differenzverteilung 6.15 gibt Aufschluss über die Auflösung der Rekonstruktion der z -Segmentkoordinate. Tabelle 6.6 zeigt die Ergebnisse der Annäherung mit einer Gauß-Verteilung.

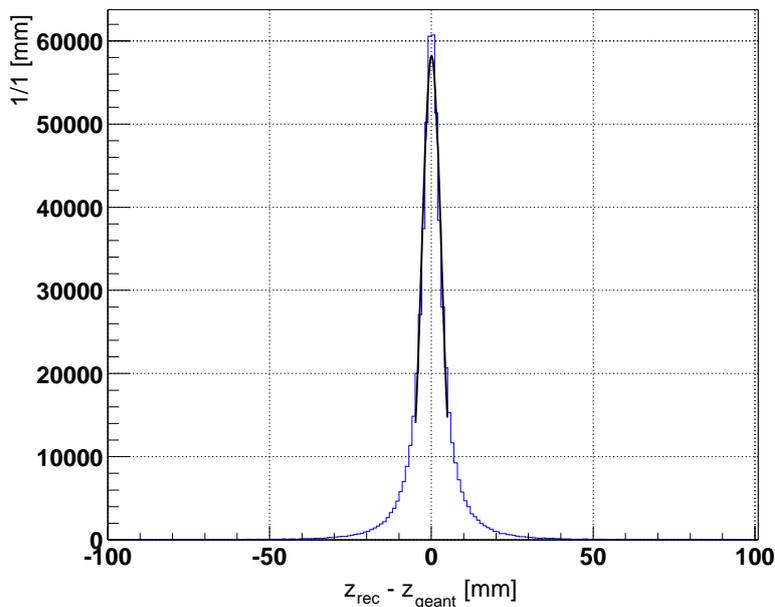


Abbildung 6.15: Untersuchung zur Auflösung der z -Koordinaten-Rekonstruktion für geladene Pionen. Gezeigt ist die Differenz der berechneten z -Koordinate zur aus der HGEANT-Simulation bekannten z -Position für aus dem primären Vertex entstammende Spuren. Deren Verteilung wurde mit einer Gauß-Verteilung angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.6 aufgelistet.

Mittelwert	$\mu [mm]$	$0,0 \pm 0,0 mm$
Standardabweichung	$\sigma [mm]$	$3,0 \pm 0,0 mm$

Tabelle 6.6: Ergebnisse der Anpassung der Verteilung aus 6.15 mit einer Gauß-Funktion zur Bestimmung der z -Rekonstruktionsauflösung.

Desweiteren braucht man im Falle der experimentellen Daten zusätzlich die Auflösung bei der Rekonstruktion des primären Vertex aus mehreren Spuren, da hier der primäre Vertex auf der z -Achse verschoben ist. Das Verfahren zur Bestimmung des primären Vertex ist im Anhang F.2 beschrieben. Abbildung 6.16 zeigt die Verteilung der rekonstruierten z -Koordinate des Vertex im Vergleich der Simulationsdaten mit den Daten des untersuchten Experiments. Dabei stellt sich heraus, dass der primäre Vertex im Experiment um $-31,5 mm$ auf der z -Achse, strahlaufrwärts, verschoben ist. Die Breiten der Verteilungen unterscheiden sich aber hingegen nur um etwa 10%.

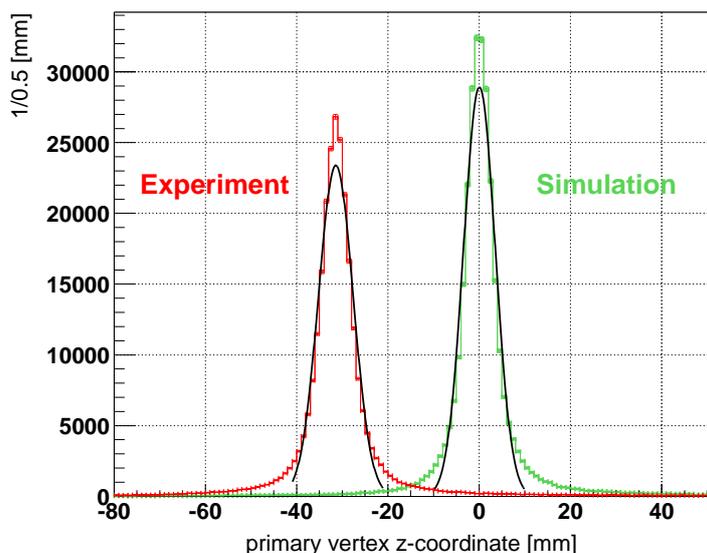


Abbildung 6.16: Verteilung der z-Koordinate des rekonstruierten primären Vertex im Vergleich der URQMD/HGEANT-Simulation mit den experimentellen Daten. Die Verteilungen wurden mit einer Gauß-Verteilung angepasst. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.7 aufgelistet.

	Mittelwert μ [mm]	Standardabweichung σ [mm]
Simulation	$0,0 \pm 0,0$	$3,5 \pm 0,0$
Experiment	$-31,4 \pm 0,0$	$3,8 \pm 0,0$

Tabelle 6.7: Ergebnisse der Anpassung der Verteilung aus 6.16 mit einer Gauß-Funktion.

Auflösung der Rekonstruktion des Reaktionsvertex

Zur Bestimmung der Rekonstruktionseigenschaften des primären Vertex wurde eine GEANT-Simulation mit der idealen Geometrie des HADES-Detektors verwendet. Von unterschiedlichen, festen Raumpunkten wurden in jeweils 1000 Reaktionen fünf Pionen emittiert. Die Impulsverteilung war isotrop im Bereich $p_{min} = 100 < p < p_{max} = 1000$ verteilt. Die Emissionspunkte wurden entlang einer der drei Koordinatenachsen jeweils vom Nullpunkt um 0 mm , 10 mm und 50 mm entfernt gewählt. Im Mittel wurden von den fünf in beliebige Richtungen entsandten Spuren 2,9 pro Reaktion in der Akzeptanz des Detektors wiedergefunden. Die Differenzverteilung zwischen dem rekonstruierten und dem vorgegebenen Wert finden sich in Tabelle 6.8. Die großen Abweichungen bei den 50 mm -Werten in der x- und y-Koordinate liegen darin begründet, dass sich dort das Strahlrohr in unmittelbarer Nähe zum gewählten Emissionspunkt befindet und somit durch Streuprozesse in diesem Material das Signal verbreitert wird. Die Vertex-Verteilungen werden in Abbildung 6.17 exemplarisch für Verschiebungen entlang der z- und die x-Koordinate gezeigt.

primär Vertex			μ_x	σ_x	μ_y	σ_y	μ_z	σ_z
x	y	z						
0	0	0	-0,1	1,4	0,1	1,3	0,1	1,7
0	0	10	-0,1	2,0	0,0	1,3	-0,1	1,8
0	10	0	0,1	1,5	-0,1	1,3	0,2	1,7
10	0	0	-0,3	1,8	0,0	1,6	0,1	1,8
0	0	50	0,1	2,8	-0,2	2,6	-0,5	2,6
0	50	0	0,2	4,5	-5,8	9,3	0,4	3,4
50	0	0	-4,2	9,9	-0,5	3,1	0,1	4,0

Tabelle 6.8: Ergebnisse der Näherung der Verteilung der Differenz der rekonstruierten mit den vorgegebenen Vertexkoordinaten mit einer Gauß-Verteilung, Einheiten: mm. μ : Mittelwert, σ : Standardabweichung. In Abbildung 6.17 sind die entsprechenden Graphen gezeigt.

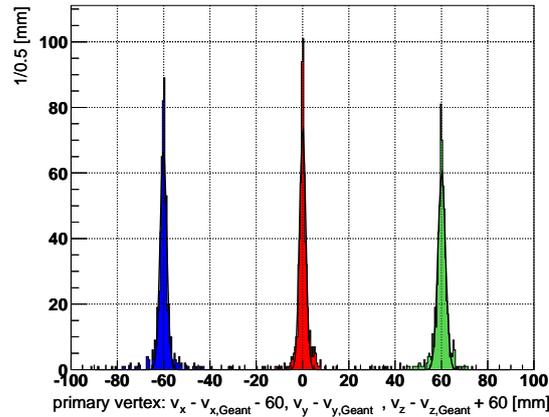
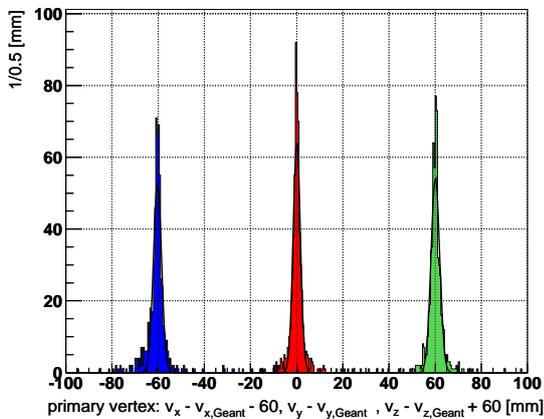
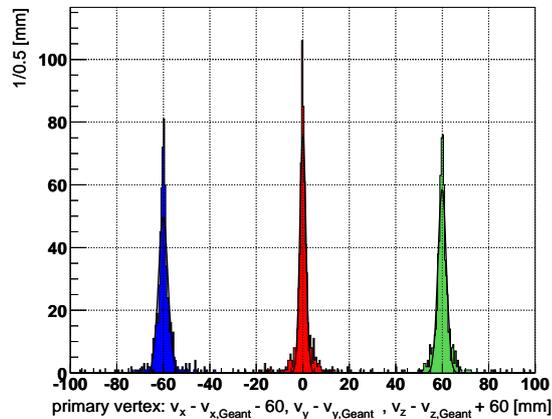
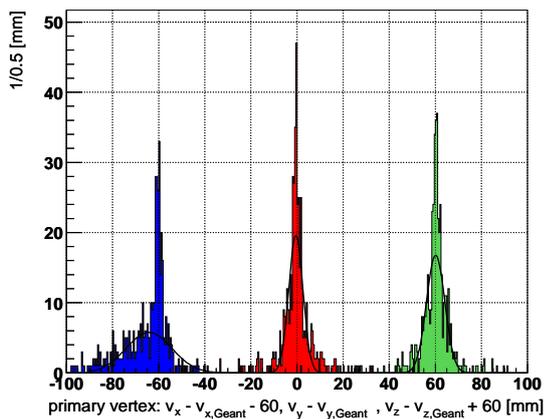
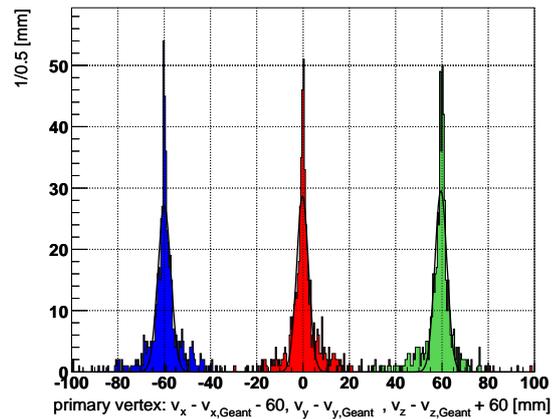
(a) $\vec{v} = (0, 0, 0)$ (b) $\vec{v} = (10, 0, 0)$ (c) $\vec{v} = (0, 0, 10)$ (d) $\vec{v} = (50, 0, 0)$ (e) $\vec{v} = (0, 0, 50)$

Abbildung 6.17: Ortsabhängige Auflösung der Rekonstruktion des primären Vertex anhand der Differenzbildung zwischen vorgegebenen und rekonstruierten Werten. Zur besseren Darstellung sind die Differenzen für die x -Koordinate (links) um -60 mm, die für die z -Koordinate (rechts) um $+60$ mm verschoben. Von oben nach unten sind die primären Vertices nicht (6.17(a)), um 10 mm (6.17(b), 6.17(c)) und um 50 mm (6.17(d), 6.17(e)) vom Nullpunkt versetzt worden. In der linken Spalte entlang der x -Achse, (y -Achse ist vergleichbar), und in der rechten Spalte entlang der z -Achse.

Kombiniert man nun die Ergebnisse der vorangegangenen Untersuchung zur Auflösung der Rekonstruktion der z-Komponenten ($\sigma_{z_0} \approx 1,8 \text{ mm}$) und der Rekonstruktion der z-Komponente des primären Vertex in der Nähe des primären Vertex ($\sigma_{z_p} \approx 1,8 \text{ mm}$), so ergibt sich als Auflösung für die Bestimmung von $z = z_0 - z_p$:

$$\sigma_z^{tot} = \sqrt{\sigma_{z_0}^2 + \sigma_{z_p}^2} \approx 2,6 \text{ mm}. \quad (6.13)$$

Gemäß den Zerfallseigenschaften des K_S^0 mit einer Zerfallslänge $c\tau = 2,6 \text{ cm}$ sollten somit in einem Abstand von $2 \times \sigma_z^{tot} \approx 5 \text{ mm}$ vom mittleren primären Vertex

$$\frac{N(ct = 2 \times \sigma)}{N_0} = e^{-\frac{ct}{c\tau}} \approx 83 \% \quad (6.14)$$

der K_S^0 noch existieren. Jedoch bei einem effektiven $c\tau$ von $3 - 6 \text{ cm}$, gemäß der Impulsfaltung der Zerfallsvertexverteilung aus Abbildung 6.5, lässt sich ein Wert von $85 - 92 \%$ abschätzen. Im selben

Bereich sollten die Spuren aus dem primären Vertex nur noch mit $1 - \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-n\sigma}^{n\sigma} e^{-\frac{(\mu-x)^2}{2\sigma^2}} dx \approx 5,5 \%$ vertreten sein.

Die folgende Abbildung 6.18 zeigt die Anwendung des oben beschriebenen Kriteriums als $2 - \sigma$ -Ausschlussgebiets um den Nullpunkt abzüglich dessen Verschiebung auf die Simulationsdaten der UR-QMD-Simulation. Es werden nur positive z-Werte zugelassen, da das K_S^0 durch die Bewegung des Schwerpunkts entlang der positiven z-Achse zerfällt.

Im Bereich der K_S^0 -Masse $\pm 100 \text{ MeV}/c$ ergeben sich für die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrundverhältnis die in Tabelle 6.9 gezeigten Werte. Allein dieses Schnittkriterium bewirkt eine Verbesserung der Signifikanz um den Faktor 1,7 und die des Signal-zu-Untergrundverhältnisses um den Faktor 7,7

Schnitt	K_S^0 - Signal S $ m - m_{K^0} < 100 \text{ MeV}/c^2$	S + Untergrund B $ m - m_{K^0} < 100 \text{ MeV}/c^2$ ($m < 1600 \text{ MeV}/c^2$)
-	126	101866 (222079)
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$	48	5161 (11846)
Schnitt	Signifikanz $\alpha = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$	$\frac{S}{B}$
-	$0,39 \pm 6 \times 10^{-4}$	$1/807,5 \pm 1/1.2 \times 10^5$
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$	$0,67 \pm 4,8 \times 10^{-3}$	$1/106,5 \pm 1/3.6 \times 10^4$

Tabelle 6.9: Zählraten von Signal (S) und Untergrund (B), sowie Änderung der zugehörigen Signifikanzen und Signal-zu-Untergrundverhältnisse der in Abbildung 6.18 gezeigten invarianten Massenverteilung bei Anwendung des beschriebenen $z - 2\sigma$ -Analyseschnitte: Die Werte gelten für den Bereich von $|m - m_{K^0}| < 100 \text{ MeV}/c^2$. Für die Summe $S+B$ ist zusätzlich der gesamte Bereich von $m < 1.6 \text{ GeV}/c^2$ in Klammern angegeben.

6.3.1.2 Spurqualität der Segmentrekonstruktion - χ^2

Ein weiteres Kriterium ist die Spurqualität der Rekonstruktion der Segmente, des *Trackings*. Das Qualitätsmerkmal dieser Annäherung ist die Größe χ^2 , die im Falle der vorliegenden Analyse nicht auf die

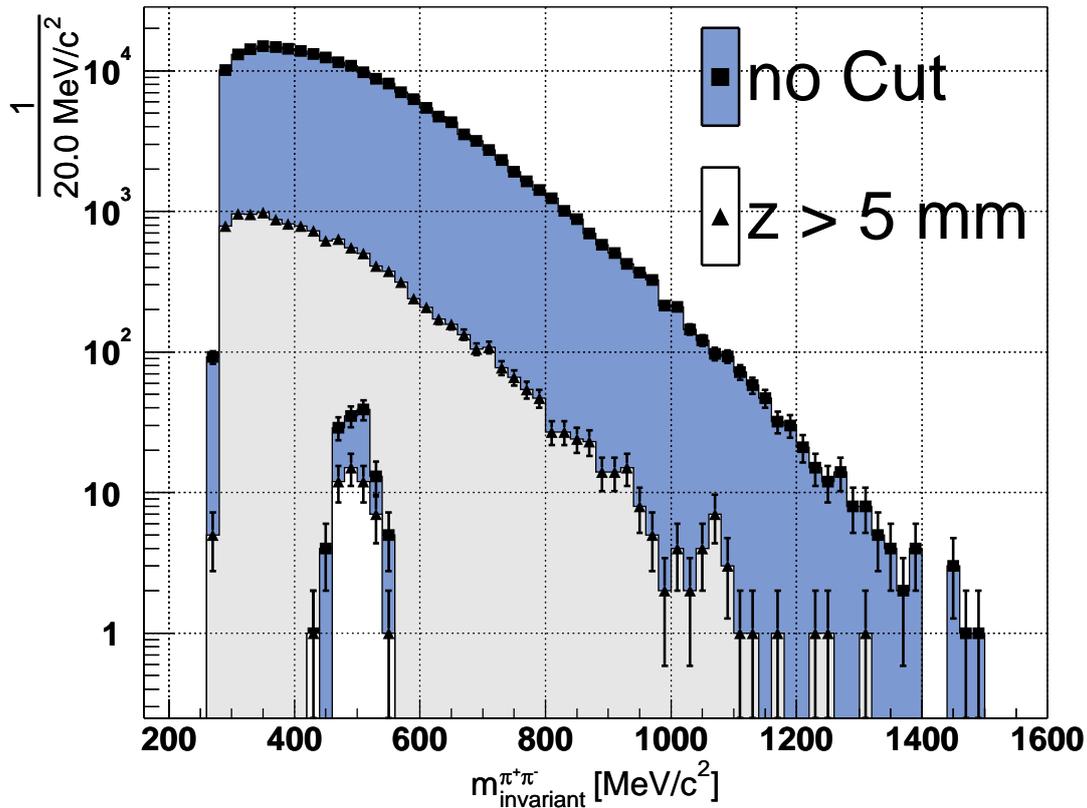


Abbildung 6.18: Die Abbildung zeigt die Anwendung des Selektionsschnitts bzgl. der z -Koordinate des Segments auf die invariante Massenverteilung der $\pi^+\pi^-$ -Paare aus der Simulationsanalyse der URQMD-Daten. Dabei werden nur Paare zugelassen, deren Spuren mindestens $2 \times \sigma_z^{tot} - \langle z_p \rangle$ in positiver z -Richtung ihre z -Koordinate haben. Die Zählraten, die Signifikanz vor und nach Anwendung des Schnitts sind in Tabelle 6.9 dargestellt.

Anzahl der Freiheitsgrade reduziert wurde. Stattdessen enthält diese Variable eine zusätzliche Information bzgl. des Scheiterns des Anpassungsverfahrens. Ist der Wert kleiner als Null so gilt das Verfahren als gescheitert. Somit lässt sich über eine Vorzeichenentscheidung bereits eine Spurqualität ableiten. Im Falle eines solchen negativen χ^2 -Wertes wird vom Spurrekonstruktionsalgorithmus die Werte für den Abstand ρ und die z -Komponente auf Null gesetzt. Da nun das vorangegangene Selektionskriterium $z = 0$ ausschließt, ist dieses Qualitätskriterium implizit schon enthalten und muss nicht gesondert betrachtet werden.

6.3.2 Paarbezogene Selektionskriterien

Die zweite Gruppe von Selektionskriterien bildet die Klasse der paarbezogenen Kriterien. Sie beschreiben und selektieren auf Eigenschaften des Paares, die es von einem Untergrundsignal unterscheiden kann.

Auf der Suche nach K_S^0 steht auch hier wiederum die *off-vertex*- Zerfalleigenschaft des K_S^0 -Zerfalls im Vordergrund. Die Bestimmung des sekundären Paarvertex und seine Nutzbarkeit zur Selektion wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

6.3.2.1 sekundärer Vertex

Unter dem Vertex von Teilchentrajektorien versteht man den gemeinsamen Punkt im Ortsraum zu dem gleichzeitig von jeder Trajektorie der geringste Abstand besteht. Im Idealfall ist dies der Schnittpunkt der Trajektorien. Dies wird jedoch im Rahmen einer Rekonstruktion in den seltensten Fällen eintreten, da die Rekonstruktion nur eine begrenzte Auflösung besitzt. Stattdessen kann man deren gemeinsamen Punkt einer nächsten Annäherung, den *sekundären Vertex* bestimmen. Es wird hier zunächst den Fall von zwei Trajektorien betrachtet. Abbildung 6.19 verdeutlicht diesen Zusammenhang grafisch. Auch hier steht die z -Koordinate des sekundären Vertex im Vordergrund.

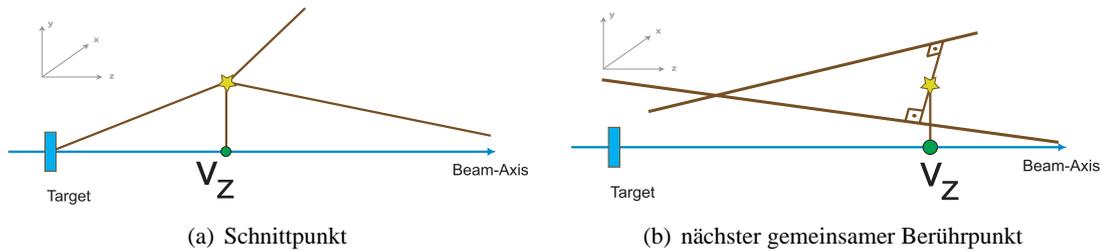


Abbildung 6.19: Definition der z -Koordinate des sekundären Vertex, der den Schnittpunkt der beiden Trajektorien bzw. den Mittelpunkt auf der Verbindungsstrecke zwischen den beiden mit dem geringsten Abstand zueinander darstellt.

In Bezug auf die Spurrekonstruktion werden im Rahmen der Analyse die Teilchenspuren durch Geraden-segmente dargestellt (siehe Kapitel 3). Für diesen Fall einer Gerade als Trajektorie wird die Bestimmung des Paarvertex im Rahmen dieser Arbeit im Anhang F umfassend behandelt. Dabei werden die möglichen Fälle identischer, paralleler, sich schneidender und windschiefer Trajektorien unterschieden.

Mit dieser Methode wurden die Paarvertices aller zur Verfügung stehenden $\pi^+\pi^-$ -Paare berechnet und mit jenen verglichen, die ausschließlich aus dem Zerfall des K_S^0 stammen. Es ergeben sich für die drei Koordinaten die in Abbildung 6.20 in der linken Spalte dargestellten Verteilungen. Dieser überlagert wurden die ursprüngliche Verteilung.

Aus deren Differenz lässt sich auf die Auflösung der Rekonstruktion schließen. Diese Differenzen zeigt die rechte Spalte von Abbildung 6.20. Die Ergebnisse einer Anpassung mit einer Gaußverteilung zeigt die Tabelle 6.10.

	σ_i [mm]	μ_i [mm]
x	$3,5 \pm 0,01$	$-0,0 \pm 0,01$
y	$3,1 \pm 0,01$	$-0,0 \pm 0,01$
z	$4,6 \pm 0,01$	$0,1 \pm 0,01$

Tabelle 6.10: Mittelwert μ und der Standardabweichung σ der Rekonstruktion des sekundären Vertex als Maß für die Auflösung in der Rekonstruktion.

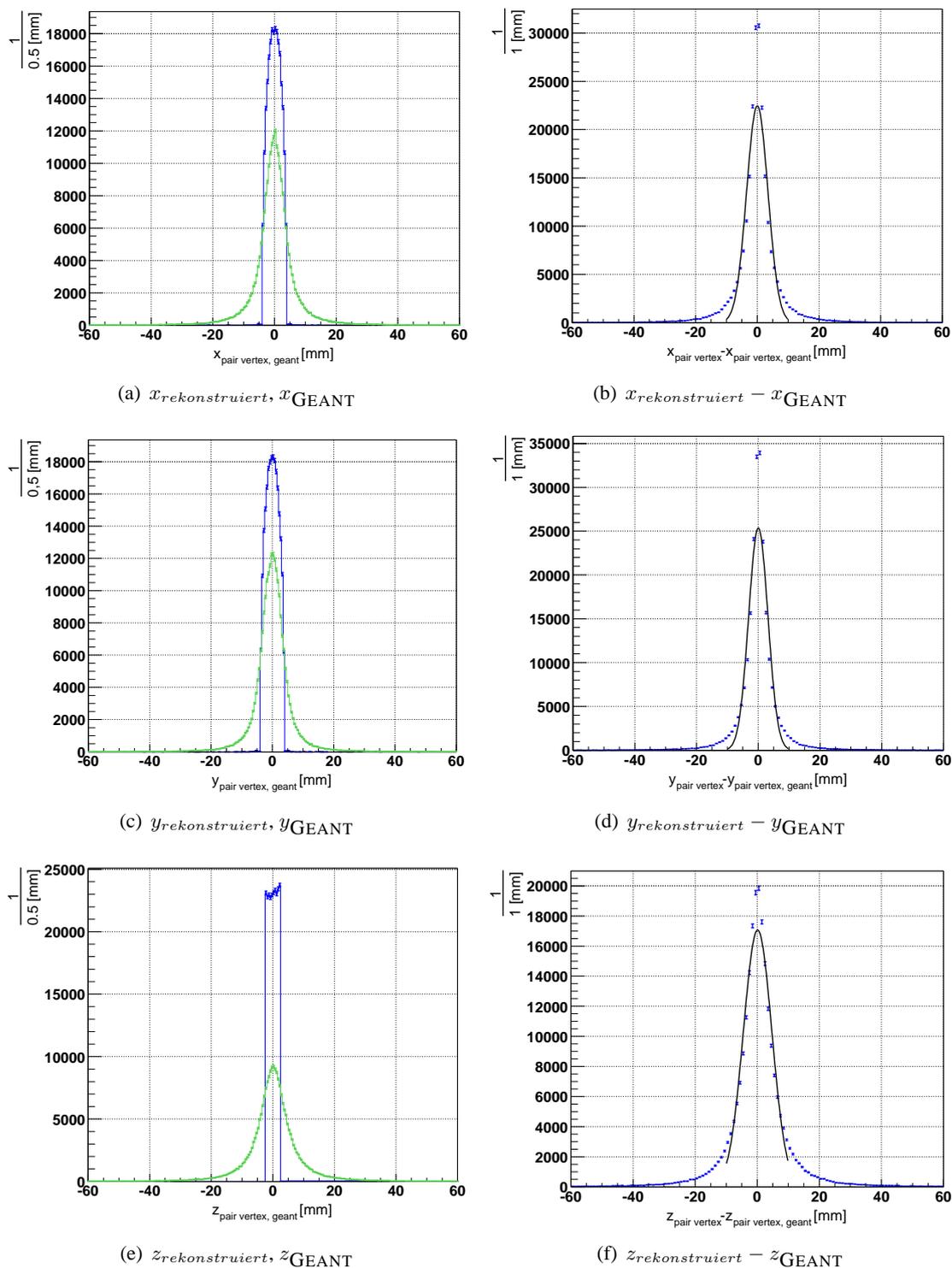


Abbildung 6.20: Rekonstruktion des sekundären Paarvertex aus jeweils zwei Spuren: In der linken Spalte sind von oben nach unten die ursprünglichen (blau) Verteilungen der Vertexkoordinaten x , y und z dargestellt. Ihnen überlagert sind (grün) die Ergebnisse der Rekonstruktion. Zur Bestimmung der Auflösung wird die Differenz dieser beiden Verteilungen ermittelt. Die entsprechenden Verteilungen zeigt die rechte Spalte. Über eine Anpassung mit einer Gaußverteilung im Intervall $[-10, 10]$ ergeben sich die in Tabelle 6.10 aufgelisteten Fehler und Mittelwerte.

In Abbildung 6.21 sind die rekonstruierten Verteilungen der Komponenten der Paarvertices gezeigt, diesmal getrennt für Paarkombinationen, die einem K_S^0 -Zerfall entstammen oder nicht. Dabei zeigt die z -Komponente der K_S^0 -Paare eine asymmetrische Verteilung hin zu positiven Werten, die sich von den anderen Verläufen abhebt.

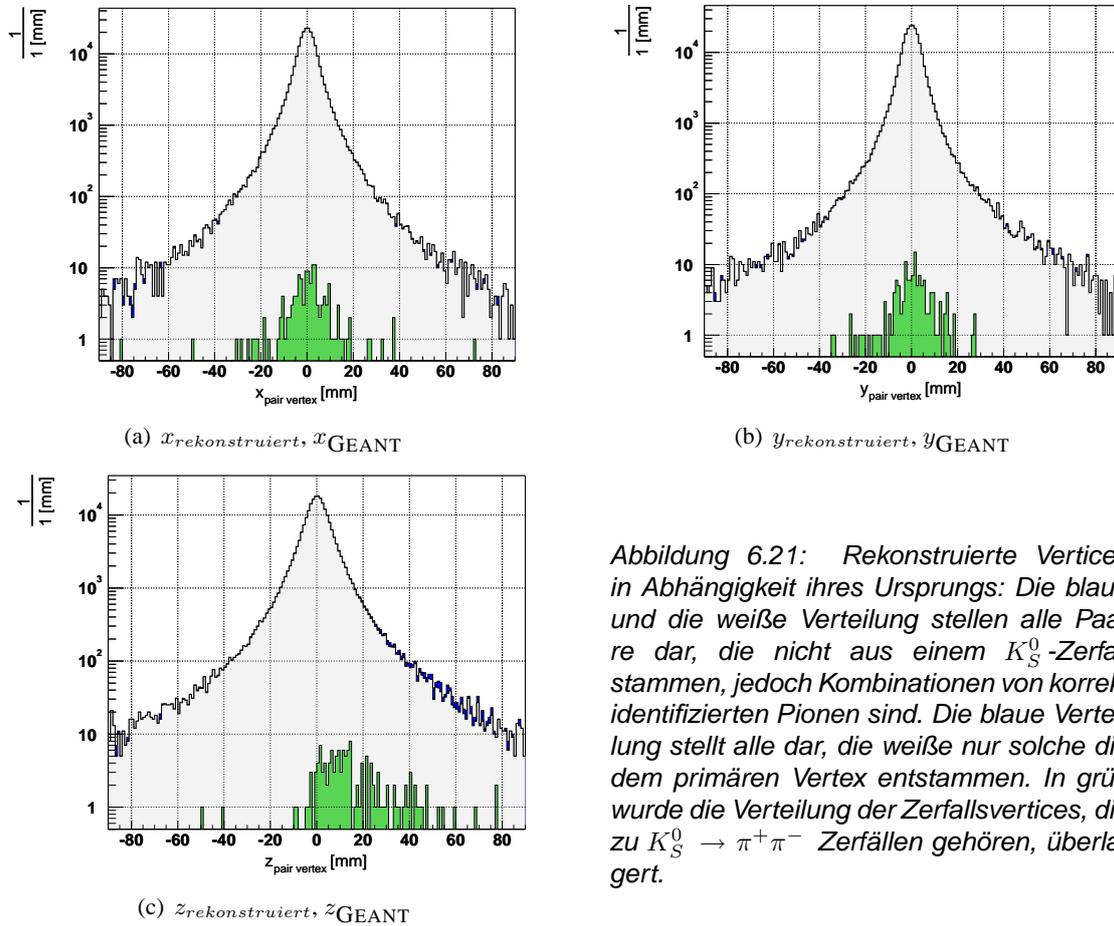


Abbildung 6.21: Rekonstruierte Vertices in Abhängigkeit ihres Ursprungs: Die blaue und die weiße Verteilung stellen alle Paare dar, die nicht aus einem K_S^0 -Zerfall stammen, jedoch Kombinationen von korrekt identifizierten Pionen sind. Die blaue Verteilung stellt alle dar, die weiße nur solche die dem primären Vertex entstammen. In grün wurde die Verteilung der Zerfallsvertices, die zu $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ Zerfällen gehören, überlagert.

In der weiteren Analyse wurde basierend auf den Ergebnissen der Tabelle 6.10 und Abbildung 6.5 (Seite 84) ein effektives σ_{v_z} zu $\approx 7\text{ mm}$ gewählt. Daraus ergibt sich die Bedingung für eine Selektion auf die z -Koordinate des sekundären Vertex von $2 \times \sigma_{v_z} \approx 2 \times 7\text{ mm} = 14\text{ mm}$. Paarkombination, die kleinere v_z -Werte als dieses Limit besitzen, werden verworfen.

Auch bei dieser Bestimmung muss die mögliche Verschiebung des primären Reaktionsvertex berücksichtigt werden (vergl. Abschnitt 6.3.1.1, Seite 98). Der Fehler in der Rekonstruktion des primären Vertex kann im Vergleich zur Größenordnung von σ_{v_z} jedoch vernachlässigt werden.

Wendet man nun dieses Kriterium auf das invariante Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Paare an, so ergibt sich die in Abbildung 6.22 gezeigte Stärke dieser Bedingung. Im Intervall $[m_{K_S^0} - 100\text{ MeV}/c^2, m_{K_S^0} + 100\text{ MeV}/c^2]$ um die K_S^0 -Masse ergeben sich für die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis die in Tabelle 6.11 gezeigten Werte. Allein dieses Kriterium bewirkt eine Verbesserung der Signifikanz um den Faktor 1,6 und die des Signal-zu-Untergrundverhältnisses um den Faktor 6,1.

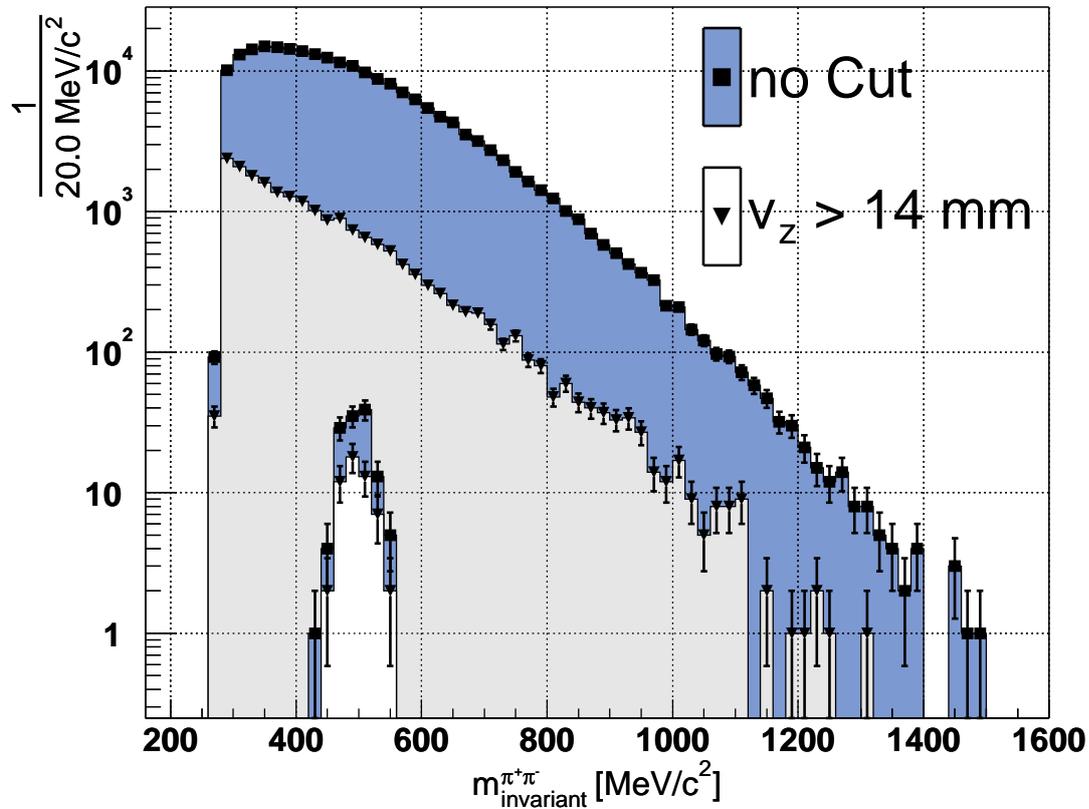


Abbildung 6.22: Die Abbildung zeigt die Anwendung des sekundär-Vertex-Selektionsschnitts auf die invariante Massenverteilung der $\pi^+\pi^-$ -Paare aus der Simulationsanalyse der URQMD-Daten. Dabei werden nur Paare zugelassen, deren z -Komponente des sekundären Vertex, abzüglich der Position des primären Vertex, größer als $2 \times \sigma_{v_z,eff} = 14\text{mm}$ ist.

Schnitt	K_S^0 - Signal S $ m - m_{K^0} < 100\text{MeV}/c^2$	$S + \text{Untergrund } B$ $ m - m_{K^0} < 100\text{MeV}/c^2$ ($m < 1600\text{MeV}/c^2$)
-	126	101866 (222079)
$z_{sek.Vertex} > 14\text{mm}$	54	7232 (19928)
	Signifikanz $Z = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$	$\frac{S}{B}$
-	$0,39 \pm 6 \times 10^{-4}$	$1/807,5 \pm 1/1.2 \times 10^5$
$z_{sek.Vertex} > 14\text{mm}$	$0,63 \pm 3,9 \times 10^{-3}$	$1/132,9 \pm 1/5.4 \times 10^4$

Tabelle 6.11: Anzahl von Signal (S) und Untergrund (B), sowie Änderung der zugehörigen Signifikanzen und Signal-zu-Untergrundverhältnisse der in Abbildung 6.22 gezeigten invarianten Massenverteilung bei Anwendung des beschriebenen $v_z - 2\sigma$ -Analyseschnittes: Die Werte gelten für den Bereich von $|m - m_{K^0}| < 100\text{MeV}/c^2$. Für die Summe $S+B$ ist zusätzlich der gesamte Bereich von $m < 1.6\text{GeV}/c^2$ in Klammern angegeben.

6.3.3 Kombinierte Anwendung der Kriterien

Fasst man nun die Ergebnisse der Untersuchungen der Spur- und Paarselektionskriterien zusammen und wendet diese gemeinsam auf das invariante Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Paare in der Simulation an, so ergibt sich das folgende Resultat. Abbildung 6.23 zeigt die sukzessive Reduzierung des K_S^0 -Signals sowie des Untergrundes nach Anwendung der beiden Selektionskriterien:

- Spurkriterium: $z_{Segment} - \overline{z_{Primärvertex}} > 2 \times \sigma_z^{tot} = 5 \text{ mm}$
- Paarkriterium: $z_{Sekundärvertex} - \overline{z_{Primärvertex}} > 2 \times \sigma_{v_y} = 14 \text{ mm}$

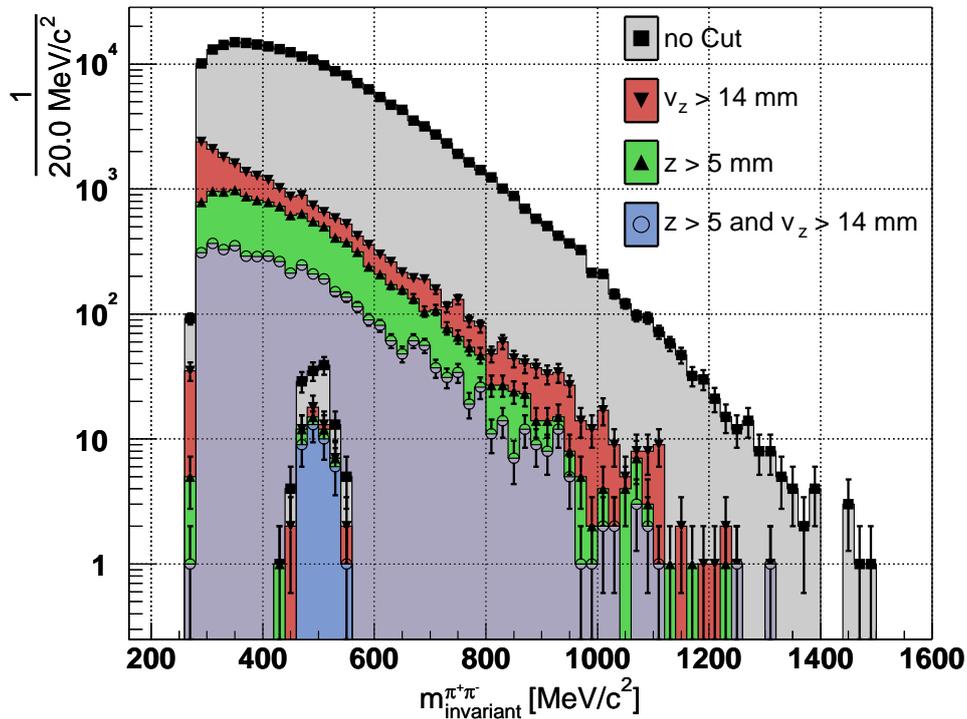


Abbildung 6.23: Die Abbildung zeigt die Anwendung der Selektionsschnitte auf die invariante Massenverteilung der $\pi^+\pi^-$ -Paare aus der Simulationsanalyse der URQMD-Daten. Es werden im einzelnen: ein Schnitt auf die z -Koordinaten der individuellen Spursegmente mit der Bedingung $z_{Segment} > 5 \text{ mm}$ und ein Schnitt auf die z -Koordinaten des sekundären Vertex ($z_{sekundärerVertex} > 14 \text{ mm}$) angewendet. Die Zählraten für die einzelnen Schnitte sind in Tabelle 6.12 aufgeführt. Der Einfluss auf die Signifikanz durch diese Schnitte wird in der Tabelle 6.13 dargestellt.

Die zugehörigen Anzahlen des K_S^0 -Signals und des Untergrundes sowie die sich daraus ergebenden Signifikanz und Signal-zu-Untergrundverhältnisse zeigen die Tabelle 6.12 und 6.13. Hierbei ergibt sich im gesamten durch die Anwendung der Schnittkriterien eine Verbesserung der Signifikanz um den Faktor 2, 3 und die des Signal-zu-Untergrundverhältnisses um den Faktor 16, 9.

Schnitt	K_S^0 - Signal S $ m - m_{K^0} < 100 \text{ MeV}/c^2$	$S + \text{Untergrund } B$ $ m - m_{K^0} < 100 \text{ MeV}/c^2$ ($m < 1600 \text{ MeV}/c^2$)
-	126	101866 (222079)
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$	48	5161 (11846)
$z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	54	7232 (19928)
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$ $z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	39	1903 (4385)

Tabelle 6.12: Anzahl von Signal (S) und Untergrund (B) der in Abbildung 6.23 gezeigten invarianten Massenverteilung bei Anwendung der beschriebenen Analyseschnitte: Die Werte gelten für den Bereich von $|m - m_{K^0}| < 100 \text{ MeV}/c^2$. Für die Summe $S + B$ ist zusätzlich der gesamte Bereich von $m < 1.6 \text{ GeV}/c^2$ in Klammern angegeben. Die hiermit berechnete Signifikanz und das Signal zu Untergrundverhältnis zeigt Tabelle 6.13.

Schnitt	Signifikanz $\alpha = \frac{S}{\sqrt{S+B}}$	$\frac{S}{B}$
-	$0,39 \pm 6 \times 10^{-4}$	$1/807,5 \pm 1/1.2 \times 10^5$
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$	$0,67 \pm 4,8 \times 10^{-3}$	$1/106,5 \pm 1/3.6 \times 10^4$
$z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	$0,63 \pm 3,9 \times 10^{-3}$	$1/132,9 \pm 1/5.4 \times 10^4$
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$ $z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	$0,89 \pm 1,1 \times 10^{-2}$	$1/47,8 \pm 1/1.2 \times 10^4$

Tabelle 6.13: Anhand der Zahlen in 6.12 ermittelte Werte für die Signifikanz (α) und das Signal zu Untergrundverhältnis (S/B) nach Anwendung der einzelnen Analyseschnitte. Die Fehler stellen allein die statistischen Schwankungen dar.

Effizienz der Schnittkriterien

Das ursprüngliche Signal von $126 \pm 11,2 K_S^0$ wurde durch Anwendung der Kriterien auf $39 \pm 6,2 K_S^0$ reduziert. Daraus ergibt sich die folgende Effizienz der Schnittkriterien.

$$\text{Effizienz } \varepsilon_{z \wedge v_z} = \frac{N_0}{N_{z \wedge v_z}} = \frac{39 \pm 6,2}{126 \pm 11,2} = 0,31 \pm 0,06 \quad (6.15)$$

Tabelle 6.14 listet noch einmal getrennt die Effizienzen der einzelnen Kriterien auf. Das Produkt der einzelnen Effizienzen $0,38 \cdot 0,43 = 0,1634$ ist kleiner als die Effizienz der gemeinsamen Anwendung. Die Effizienzen sind erwartungsgemäß nicht disjunkt, da sie beide auf einer *off-vertex*-Betrachtung fußen.

Schnitt	Effizienz
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$	$0,38 \pm 0,06$
$z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	$0,43 \pm 0,07$
$z_{\text{Segment}} > 5 \text{ mm}$ $z_{\text{sek.Vertex}} > 14 \text{ mm}$	$0,31 \pm 0,06$

Tabelle 6.14: Effizienzen der Schnittkriterien

Zusammenfassung

Nach Anwendung der beiden Analyseschritte ergibt sich für die Signifikanz in der Simulation ein Wert von $0,89 \pm 1,1 \times 10^{-2}$. Für diese Simulation standen insgesamt eine Million Ereignisse zur Verfügung. Von diesen erfüllen ca 600.000 Ereignisse, die Multiplizitätsbedingungen, die vergleichbar sind mit denen der im Experiment geforderten Multiplizität im META-Detektor von $M_{META} \geq 4$.

Nach Bereinigung der Daten stehen diesen im Experiment $\approx 40 \times 10^6$ die Multiplizitätsbedingungen erfüllende Reaktionen gegenüber. Hiermit lässt sich die im Experiment zu erwartende Signifikanz wie folgt abschätzen:

$$\begin{aligned} \frac{Experiment}{Simulation} &\approx 67 \\ \rightarrow \alpha_{Exp} = \frac{Signal}{\sqrt{Signal + Untergrund}} \Big|_{Experiment} &\approx \sqrt{67} \frac{Signal}{\sqrt{Signal + Untergrund}} \Big|_{Simulation} \\ &\approx 7,3 \end{aligned}$$

Mit einer Signifikanz von $\approx 7,3$ sollte dieses Signal in den Experimentdaten klar ersichtlich sein.

6.3.4 Anwendung auf die Experimentdaten

Um die bisher in der Simulation erarbeiteten Schnitte auf die Experimentdaten anwenden zu können wurde zunächst mittels der in Abschnitt F.2 beschriebenen Methode der mittlere Primärvertex von allen zur Verfügung stehenden Experimentdaten ermittelt. Abbildung 6.24 zeigt die entsprechenden Verteilung für die x-, y- und z-Koordinate anhand derer die Werte ermittelt wurden. Eine Anpassung mit einer Gaußverteilung ergibt die in der Tabelle 6.15 aufgeführten Werte.

	Mittelwert μ [mm]	Standardabweichung σ [mm]
x	$-3,1 \pm 0,0$	$2,3 \pm 0,0$
y	$-0,8 \pm 0,0$	$2,3 \pm 0,0$
z	$-31,4 \pm 0,0$	$3,8 \pm 0,0$

Tabelle 6.15: Primärvertexverteilung der Experimentdaten aus den Ergebnissen der Gauß-Anpassung in Abbildung 6.24.

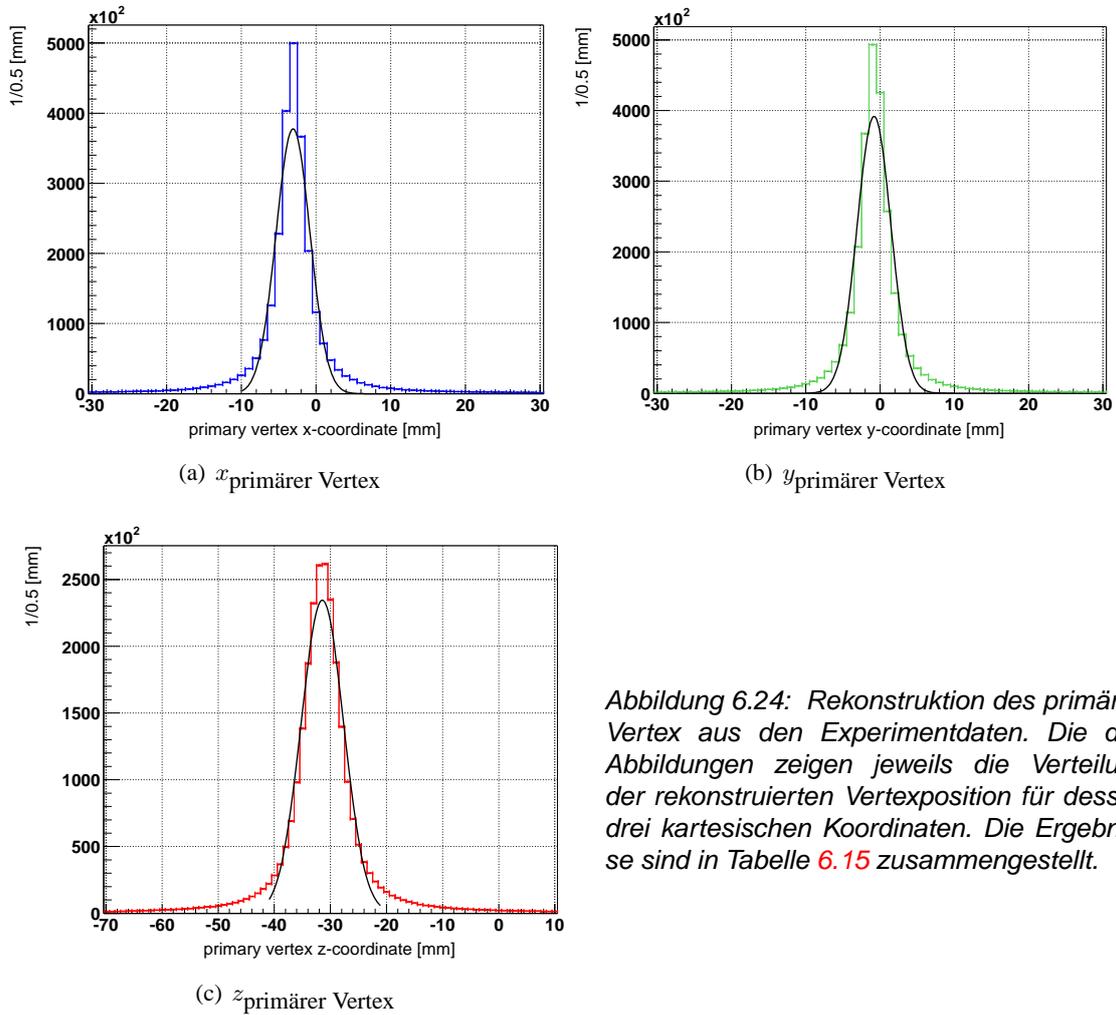


Abbildung 6.24: Rekonstruktion des primären Vertex aus den Experimentdaten. Die drei Abbildungen zeigen jeweils die Verteilung der rekonstruierten Vertexposition für dessen drei kartesischen Koordinaten. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.15 zusammengestellt.

Relativ zur z -Koordinate des mittleren Primärvertex werden nun die Analyseschnitte für z_{Segment} und $z_{\text{sekundärer Vertex}}$ gemäß der folgenden Vorschriften angewendet:

$$z_{\text{Segment}} - \overline{z_{\text{Primärvertex}}} > 5 \text{ mm}$$

$$z_{\text{Sekundärvertex}} - \overline{z_{\text{Primärvertex}}} > 14 \text{ mm}$$

Die Abbildung 6.25 zeigt die Anwendung der einzelnen Schnitte auf die Experimentdaten. Das Endergebnis zeigt Abbildung 6.26 separat. Im Bereich der Kaonen-Masse von $\approx 500 \text{ MeV}/c^2$ ist noch kein Signal zu erkennen. Der nächste Schritt besteht darin den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen und vom Spektrum abzuziehen.

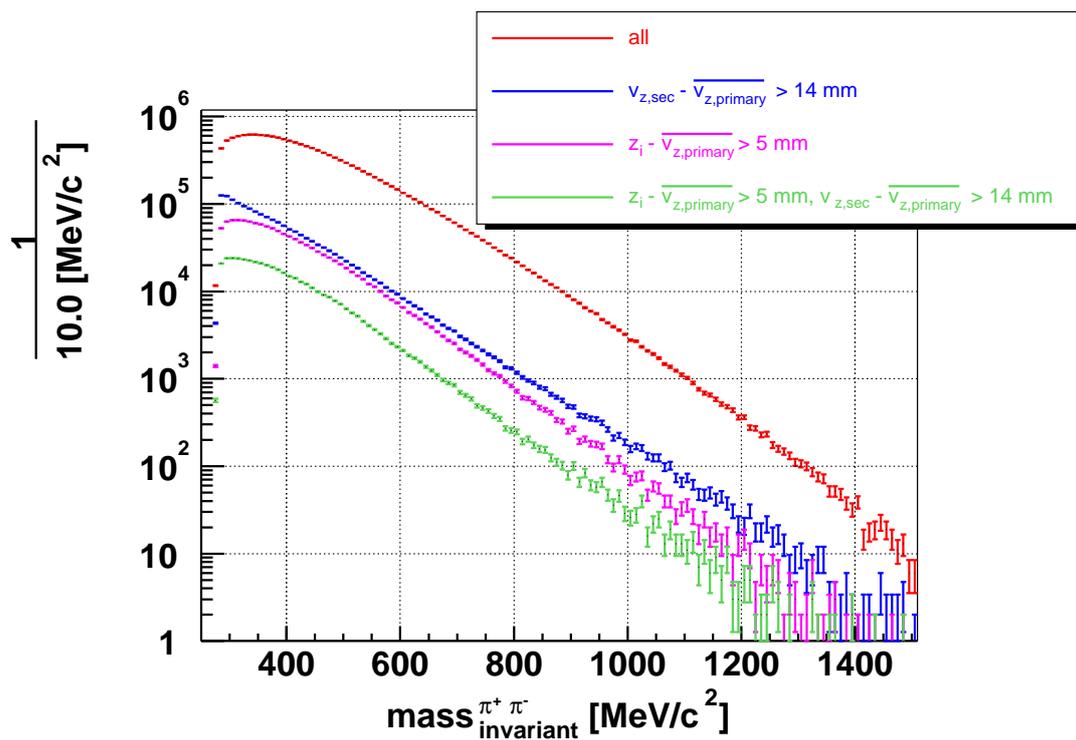


Abbildung 6.25: Auswirkungen der Anwendung der Analyseschritte auf das invariante Massenspektrum der $\pi^+\pi^-$ -Paare der Experimentdaten von November 2001 im einzelnen.

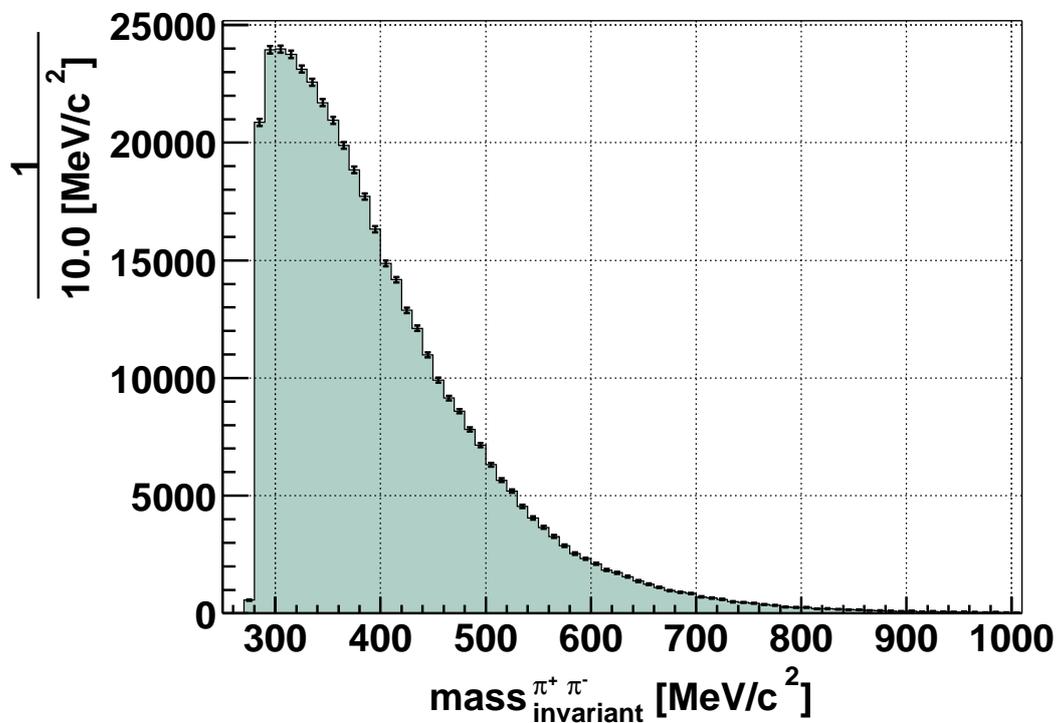


Abbildung 6.26: Invariantes Massenspektrum nach Anwendung aller Analyseschritte der $\pi^+\pi^-$ -Paare der Experimentdaten von November 2001

6.3.5 weitere, untersuchte Selektionskriterien

Neben den bereits oben beschriebenen Selektionskriterien wurden im Rahmen dieser Arbeit weitere Möglichkeiten zur Signalverbesserung untersucht. Da sich im Rahmen der zur Verfügung stehenden Simulation die beiden Vertexschnitte als ausreichend und die Signifikanz verbessernd herausstellten, wurden diese weiteren nicht angewendet. Der Vollständigkeit halber und als Ausblick auf weitere in Zukunft zu untersuchende Kriterien sei hier auf den Anhang G verwiesen.

6.4 Kombinatorischer Untergrund

Ziel dieses Abschnittes ist es den *kombinatorischen Untergrund* mathematisch, statistisch zu beschreiben, um diesen dann vom Paarspektrum als Untergrund abziehen zu können. Zur Bestimmung dieses bei der Kombination von allen Pionen unvermeidlichen Anteils der unkorrelierten Paarkombinationen stehen alternativ zwei gebräuchliche Methoden zur Verfügung ([Her01], [Sch95]):

- die *like-sign* Methode

Das (meist) geometrische Mittel der Verteilungen der Kombinationen von gleichnamigen Partnern, $\langle ++ \rangle$ und $\langle -- \rangle$, kann verwendet werden den *kombinatorischen Untergrund* $\langle +- \rangle$ zu beschreiben.

$$\langle +- \rangle = 2 \times \sqrt{\langle ++ \rangle \cdot \langle -- \rangle} \quad (6.16)$$

Alternativ bei geringen Zählraten und damit der Gefahr, dass in 6.18 ein Faktor Null werden könnte, wird mitunter auch das arithmetische Mittel verwendet:

$$\langle +- \rangle = \frac{\langle ++ \rangle + \langle -- \rangle}{2} \quad (6.17)$$

Voraussetzung für dieses Verfahren ist, dass Beiträge von korrelierten, gleichnamigen Paaren vernachlässigbar sind. Die Verteilungen - bzgl. einer oder mehrerer Größen (invariante Masse, Öffnungswinkel) - $\langle ++ \rangle$ und $\langle -- \rangle$ werden bei ausreichender Statistik innerhalb einer Reaktion bestimmt oder im Falle dieser Analyse über alle Reaktionen gemittelt.

Im Falle einer Asymmetrie in den Nachweiseffizienzen $\kappa_{++,--,+-}$ für Teilchenpaare erfolgt eine Korrektur über die Einführung eines Vorfaktors:

$$\langle +- \rangle = \frac{\kappa_{+-}}{\sqrt{\kappa_{++}\kappa_{--}}} \sqrt{\langle ++ \rangle \cdot \langle -- \rangle} \quad (6.18)$$

- die *Event-Mixing*-Methode

Bei der *Event-Mixing*-Methode werden Kombinationen der gesuchten Paare aus Partnern erstellt, die aus verschiedenen Reaktionen stammen, und somit garantiert unkorreliert sind. Der Vorteil dieser Methode ist, dass man im Prinzip beliebig viele Kombinationen bilden kann und somit den statistischen Fehler des Untergrundes minimieren kann. Der Nachteil liegt jedoch darin, dass z.B. paarbezogene Rekonstruktionsineffizienzen und -effekte innerhalb einer Reaktion nicht berücksichtigt werden können. Darüber hinaus ist die Normierung des Untergrundes problematisch. In der Literatur werden verschiedene Ansätze zur Normierung verwendet, u.a.: Egalisierung des Integrals in einem resonanzfreien Bereich oder die Normierung mit der aus der *like-sign*-Methode gewonnenen Verteilung.

Die Herleitung dieser Methoden findet sich z.B. in [Her01] und der darin aufgeführten weiteren Literatur.

Im Rahmen dieser Analyse wurde die erstgenannte *like-sign* Methode zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes verwendet, da u.a. die Methoden zur Normierung der *Event-Mixing*-Methode noch unverstanden sind.

6.4.1 Bestimmung des *like-sign*-kombinatorischen Untergrundes

Zur Bestimmung des *like-sign*-kombinatorischen Untergrundes wurde bei der Auswertung der Daten nur die einfache Form der Gleichung 6.17 benutzt. Hierzu wurden nach den gleichen Regeln wie zuvor für die $\pi^+\pi^-$ -Paare pro Reaktion mögliche $\pi^+\pi^+$ - und $\pi^-\pi^-$ -Paare gebildet und den gleichen Schnittkriterien bzgl. der z -Komponenten der einzelnen Spuren und der z -Komponente des paarweisen sekundären Vertex unterworfen.

Die invarianten Massen der verbleibenden Paare wurden in Histogramme gefüllt. Aus den Histogrammen der gleichnamigen Paarkombinationen der $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ -Paare wurde unter Berücksichtigung der statistischen Fehler gemäß der o.g. Formel der kombinatorische Untergrund bestimmt. Dieser wurde dann wiederum inkl. Fehlerfortpflanzung vom $\pi^+\pi^-$ -Spektrum abgezogen. Die invarianten Massenspektren für jeden dieser Schritte zeigt die Abbildung 6.27 als Übersicht wohingegen 6.28 das $\pi^+\pi^-$ -Spektrum nach Abzug des kombinatorischen Abzugs im Detail zeigt.

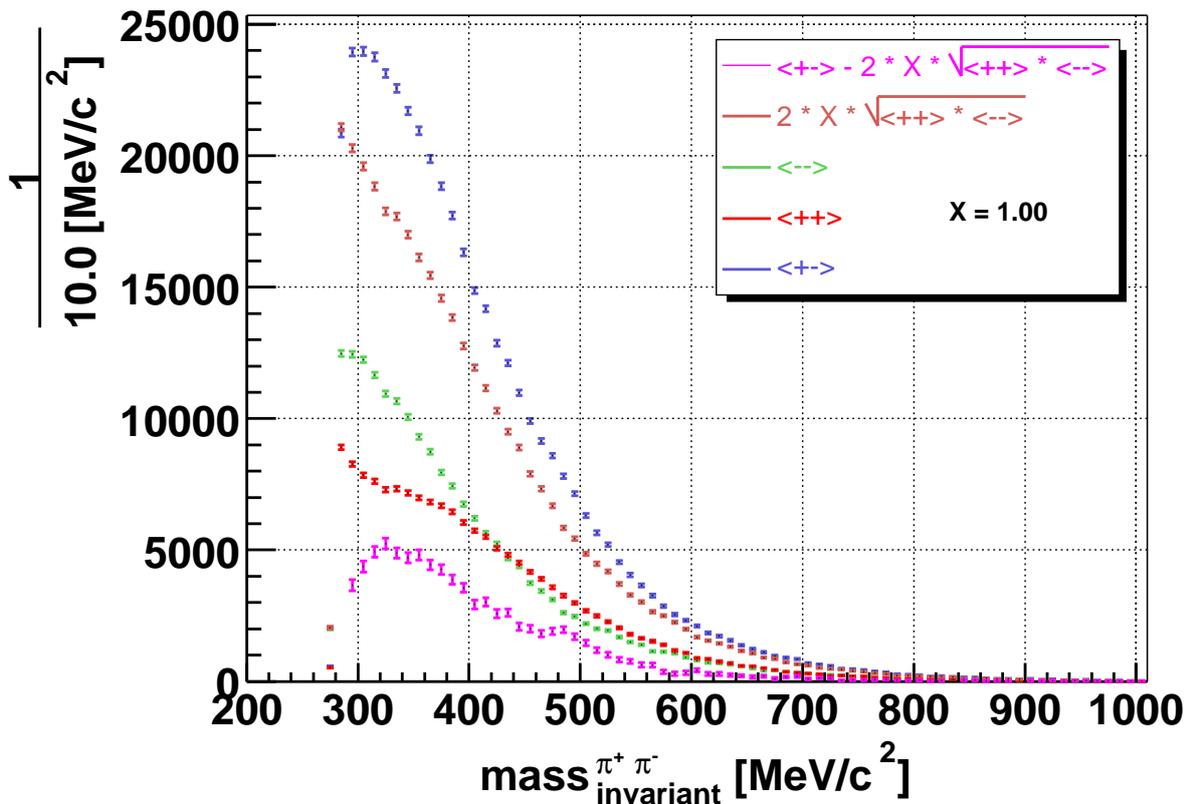


Abbildung 6.27: Anwendung des *like-sign* kombinatorischen Untergrundes auf die Verteilung.

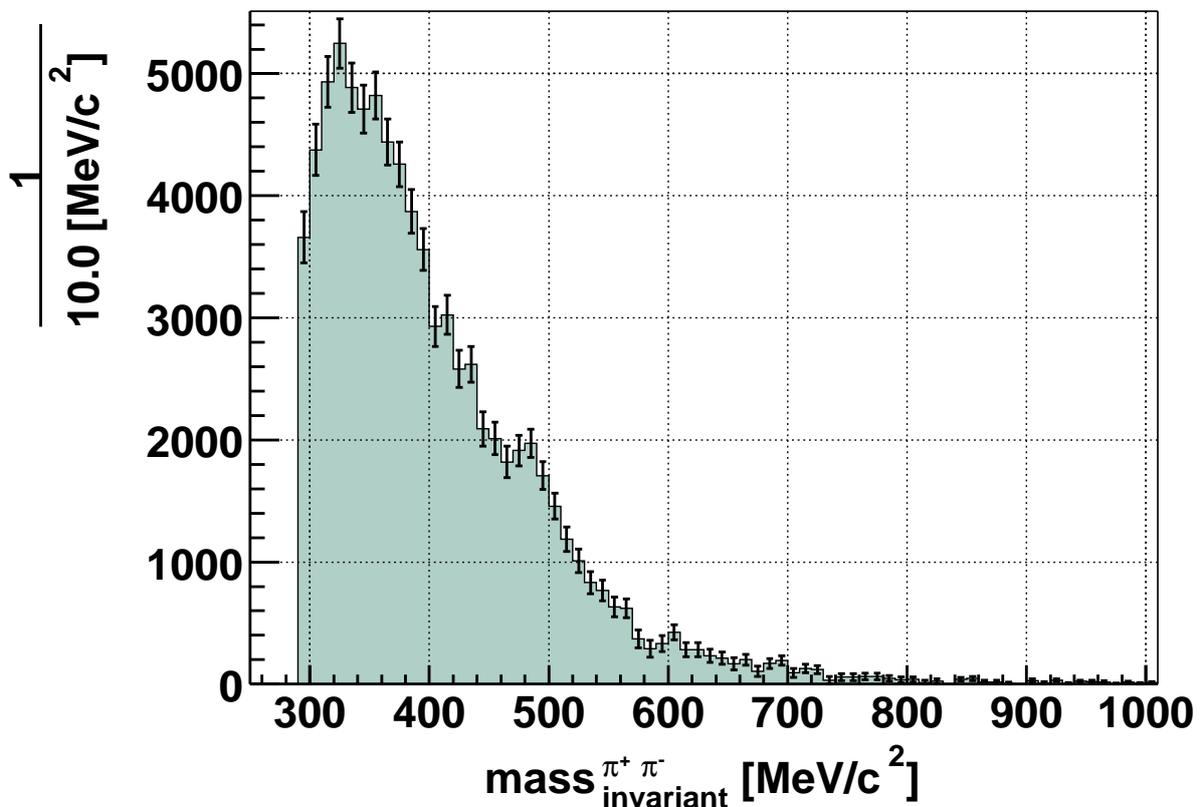


Abbildung 6.28: Invariantes Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$ -Paaren nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes. Im Bereich der K_S^0 -Masse ist ein klares Signal zu erkennen.

6.5 Untergrundquellen

Neben dem *kombinatorischen Untergrundes* - Methoden zur Reduzierung und Beschreibung wurden im Abschnitt 6.4 behandelt - liefert die URQMD/HGEANT-Simulation aus Abschnitt 6.2.3 zusätzliche Informationen über die Beimischung anderer, korrelierter Quellen.

Zum einen sind hier Zerfälle von Teilchen in zwei und mehr Pionen zu betrachten, zum anderen Zerfälle bei denen mindestens ein Zerfallsprodukt fälschlicherweise als Pion identifiziert worden ist. Die Tabellen 6.16 und 6.17 listen einige dieser Prozesse auf, die hierfür in Frage kommen. Zusätzlich kommen zur Klasse der fehlidentifizierten Pionen-Quellen noch die analysebedingte Kombination von fehlidentifizierten Teilchen, die nicht einer gemeinsame Trajektorie entstammen sondern vom Spurrekonstruktions-Algorithmus (s. Abschnitt 3.3.3) aus inneren Spuresegmenten und äußeren META-Treffern unterschiedlicher Trajektorien erzeugt wurden, sog. „no common track“s). Desweiteren erzeugen Sekundärprozesse im Target und in angrenzenden Detektormaterialien und Stützstrukturen weitere korrelierte Paare von Pionen bzw. fehlidentifizierter Proton-Pion-Kombinationen.

Zerfallskanal	Verzweigungs- verhältnis	mittlere Lebensdauer τ	$c\tau$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	22,6 % 4,7 %	$\approx 1,7 \times 10^5 fm/c$	$\approx 0,17 \times 10^2 nm$
$K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	2,1 %	$5,2 \times 10^{-8} s$	15,51m
$\rho \rightarrow \pi\pi$ $\rho \rightarrow \pi^+\pi^+\gamma$	$\sim 100\%$ $\approx 1\%$	1,3fm/c	1,3fm
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$	89,1 % 1,7 %	$\approx 23 fm/c$	$\approx 23 fm$
$N(1440) \rightarrow N\pi\pi$	30 – 40 %	$\approx 0,4 - 1,2 fm/c$	$\approx 0,4 - 1,2 fm$
$N(1520) \rightarrow N\pi\pi$	40 – 50 %	$\approx 1,4 - 1,8 fm/c$	$\approx 1,4 - 1,8 fm$
$N(1535) \rightarrow N\pi\pi$	1 – 10 %	$\approx 0,8 - 2,2 fm/c$	$\approx 0,8 - 2,2 fm$

Tabelle 6.16: Auflistung einiger Zerfalls-Prozesse, die zu korrelierten Pionen-Paaren im Bereich der K^0 -Masse führen können [Hag02]

Zerfallskanal	Verzweigungs- verhältnis	mittlere Lebensdauer τ	$c\tau$
$\Delta(1232) \rightarrow N\pi$	$> 99\%$	$\approx 1.7 fm/c$	1.7fm
$\Lambda \rightarrow p\pi^-$	63,9 %	$2,6 \times 10^{-10} s$	7,89cm

Tabelle 6.17: Auflistung einiger Zerfalls-Prozesse, deren Produkte fälschlicherweise als Pionen identifiziert werden und zum Bilden von $\pi^+\pi^-$ -Paaren benutzen werden, welche einen Beitrag im Bereich der K^0 -Masse liefern könnten [Hag02].

Generell ist bei dieser Untersuchung zu beachten, dass spätestens beim Übergang von der URQMD-Simulation zum GEANT-Prozess, die Informationen über Zerfälle, die innerhalb der Zeitspanne, die URQMD berechnet, geschehen sind, verloren gehen. (Siehe Anmerkungen im Kapitel 5 und [Zum05b]). Im Falle der URQMD-Simulationen, die für diese Analyse benutzt wurden, wird der Status nach einer Zeit von $100 fm/c$ ausgegeben und dann - im Normalfall - nur in Form der Quantenzahlen und des Viererimpulses. Somit ist z.B. der Zerfall der kurzlebigen Δ -Resonanzen oder des ρ -Mesons, für beide gilt $\tau \approx 1 - 2 fm/c$, nicht zurückzuverfolgen.

6.5.1 korrelierte Untergrundquellen

- Der η -Dalitzzerfall

Im Massenbereich des K_S^0 liegen die Zerfallsprodukte des Dalitzzerfalls des η -Mesons, das mit einer Masse von $547 MeV/c^2$, zu $\approx 23\%$ in drei Pionen π^+ , π^- und π^0 bzw. zu $\approx 5\%$ in π^+ , π^- und γ zerfällt. Der HADES-Detektor ist nur in der Lage geladene Pionen zu identifizieren. Im Falle des 3-Pionen-Zerfalls ergibt die rekonstruierte Masse eine Verteilung, die ungefähr ihren Schwerpunkt bei der doppelten Pionen-Masse hat. Gefaltet mit der Massenauflösung können somit Beiträge in den Bereich der K_S^0 -Masse auftreten. Die rekonstruierte invariante Masse der aus dem $\eta \rightarrow \pi\pi\gamma$ Zerfall stammenden Paare hingegen liegt direkt im Bereich der K_S^0 -Masse, da der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehende Gesamtimpuls von $235 MeV/c$ nur selten vollständig oder zu großen Teilen auf das Photon übertragen wird. Die Produktionsrate der η -Mesonen [Bie04] ist etwa um eine Größenordnung höher als die des K^0 .

- K_L^0 - zwei Pionenzerfall

Der CP-verletzende Zerfall des K_L^0 in zwei geladene Pionen stellt mit einem Verzweigungsverhältnis von $\approx 0,2\%$ einen weiteren Beitrag dar. K_S^0 und K_L^0 werden im gleichen Maße produziert. Die mittlere Zerfallszeit im Schwerpunktsystem beträgt $\tau_L = 5,17 \times 10^{-8} s$ und entsprechend $c\tau_L = 15,51 m$. Für den Anteil R zu einem Zeitpunkt t/τ_S , dem Verhältnis von bereits zerfallenen K_L^0 in zwei geladene Pionen an allen bis dorthin stattgefundenen Zerfällen von $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, ergibt sich der folgende Zusammenhang (τ_S : Zerfallskonstante des K_S^0 , Γ : Zerfallsbreite):

$$\begin{aligned} N_{K_S^0}^0(t) &= N_{K_S^0}^0 e^{-t/\tau_S} & N_{K_L^0}^0(t) &= N_{K_L^0}^0 e^{-t/\tau_L} \\ N_{K_S^0}^0 &\simeq N_{K_L^0}^0 \\ N_{K^0_{L/S} \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\pi^+\pi^-} &= \Gamma_{K^0_{L/S} \rightarrow \pi^+\pi^-} N_{K^0_{L/S}}^0 (1 - e^{-t/\tau_{L/S}}) \\ R(t/\tau_S) &= \frac{N_{K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\pi^+\pi^-}}{N_{K^0_L \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\pi^+\pi^-} + N_{K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\pi^+\pi^-}} \end{aligned} \quad (6.19)$$

Graphisch ist $R(t/\tau_S)$ in Abbildung 6.29 zusammen mit dem prozentualen Anteil der bis zu diesem Zeitpunkt in $\pi^+\pi^-$ zerfallenen K^0 gezeigt. Im für den HADES-Detektor relevanten Bereich von $t/\tau_{K_S^0} \leq 100$, entsprechend $ct \leq 2,6 m$, in dem das K_S^0 vollständig zerfällt, liegt der Anteil an K_L^0 -Zerfällen bei ca. 5×10^{-4} .

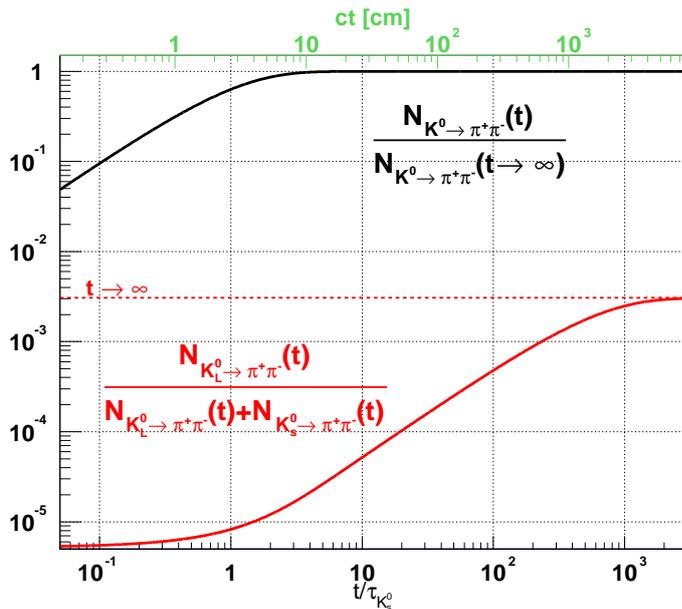


Abbildung 6.29: Verhältnis R (Gleichung 6.19) als Funktion der Zeit in Vielfachen der Zerfallskonstante τ_S (untere Kurve). Zusätzlich ist der prozentuale Anteil von bis zu diesem Zeitpunkt bereits nach $\pi^+\pi^-$ zerfallenen K_S^0 gezeigt (obere Kurve).

- ρ - und ω -Mesonen

Ausgehend von den Vakuumzerfallseigenschaften dieser Mesonen ist die Wahrscheinlichkeit, dass die 2-Pionen-Zerfälle dieser beiden Mesonen ($m_\rho = 770 MeV/c^2$ bzw. $m_\omega = 784 MeV/c^2$) in den Bereich der Kaonen-Massen ragen, im Falle der ω -Mesonen mit einer Breite von nur $8 MeV/c^2$ äußerst gering und für die ρ -Mesonen mit einer Breite von $\approx 150 MeV/c^2$ sehr klein und sind somit vernachlässigbar. Dem gegenüber sind die Dalitz-Zerfälle in 2-Pionen und ein Photon bzw. π^0 wiederum in der Lage mit der invarianten Masse der zwei geladenen Pionen einen Beitrag im Bereich der K_S^0 -Masse zu liefern. Der ρ -Zerfall $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ mit einem Ver-

zweigungsverhältnis von nur $\approx 1\%$ spielt hier eine untergeordnete Rolle. Der ω -Dalitzzerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ jedoch ist mit $\approx 89\%$ der dominierende.

- Nukleonenresonanzen

Ebenso könnten die Zerfälle der Nukleonenresonanzen N_{1440} , N_{1520} und N_{1535} in $N\pi\pi$ abhängig von der Produktionswahrscheinlichkeit einen Beitrag liefern. [Sal03, PS04]

6.5.2 sekundäre Prozesse

Einen Mischfall zwischen den korrelierten und fehlidentifizierten Kombinationen stellen sekundäre Prozesse dar, die innerhalb der GEANT-Nomenklatur unter *hadronische Wechselwirkung* als Erzeugungsmechanismus ihren Ursprung haben. Damit sind u.a. Reaktionen wie z.B. inelastische Streuprozesse, Anregungen, Resonanzen, Ladungsaustauschreaktionen, etc. bezeichnet. Hierbei reagieren Pionen, Neutronen und Protonen über diese Prozesse innerhalb des Target- sowie angrenzenden Detektormaterials. In der Simulation erscheinen jene Prozesse als solche, in der eine Paarkombination als gemeinsames Ursprungsteilchen ein Pion, Proton oder Neutron ermittelt wird. Abbildung 6.30 zeigt den Entstehungsort solcher sekundärer hadronischer Reaktionen im Vergleich zur rekonstruierten Position. Überlagert sind diese Bilder mit den Zerfallsvertices der K_S^0 . Innerhalb der Auflösung der Rekonstruktion der Vertices (siehe Abschnitt 6.3.2.1) lassen sich diese nicht voneinander trennen.

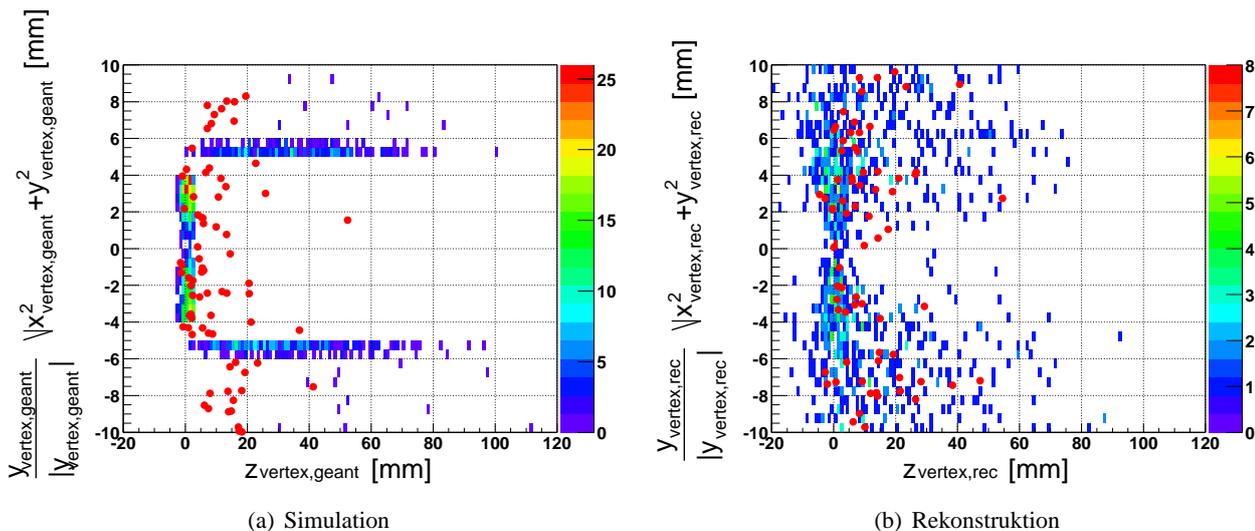


Abbildung 6.30: Entstehungsorte der $\pi\pi$ bzw. π Proton Paare, die durch sekundäre hadronische Reaktionen erzeugt wurden:

Dabei sind aufgetragen: der senkrechte Abstand zur Strahlachse, die bei 0 horizontal verläuft, gegen die z-Koordinate. Bild 6.30(a) zeigt die ursprünglichen Koordinaten, während 6.30(b) die rekonstruierten Vertices darstellt. Im Falle der ursprünglichen Koordinaten sind dabei die Strukturen des Targets am Nullpunkt sowie das umgebende Detektormaterial auszumachen. Im Gegensatz dazu kann man mit der gegebenen Rekonstruktionsauflösung die Strukturen nicht auflösen. Zum direkten Vergleich wurden zusätzlich die Zerfallsvertices der K_S^0 den Daten überlagert.

In diesem Zusammenhang stellt die Abbildung 6.31 für den simulierten Datensatz von ≈ 600.000 Reaktionen, die die Triggerbedingungen erfüllen, ein invariantes Massenspektrum der Pion-Pion-

Kombinationen für als $\pi^+\pi^-$ identifizierte Paare. Dem überlagert sind die nach ihren Vorläufern - Teilchen, die zu ihrer Bildung beigetragen haben - aufgeschlüsselten Beträge überlagert. Dieses sind im einzelnen:

- Paare, die keine direkten gemeinsamen Vorläufer aufweisen, d.h. auch solche bei denen beispielsweise ein Pion zerfallen ist oder andere Reaktionen eingegangen ist, wie z.B. δ -Elektronen Produktion,
- nicht weiter zurückverfolgbare Kombinationen von $\pi^+\pi^-$ von bereits innerhalb von URQMD zerfallenen Teilchen.
- die bereits besprochenen korrelierten Quellen aus Zerfällen der K_S^0 , K_L^0 und η -Mesonen,
- die durch *hadronische Wechselwirkung* aus π^+ , π^- , Protonen und Neutronen entstammenden sekundären $\pi^+\pi^-$ -Paare bzw. fehlidentifizierten π^- -Proton-Paare,
- sowie die im Folgenden zu besprechenden Beiträge von weiteren korrelierten Quellen fehlidentifizierter Paare.

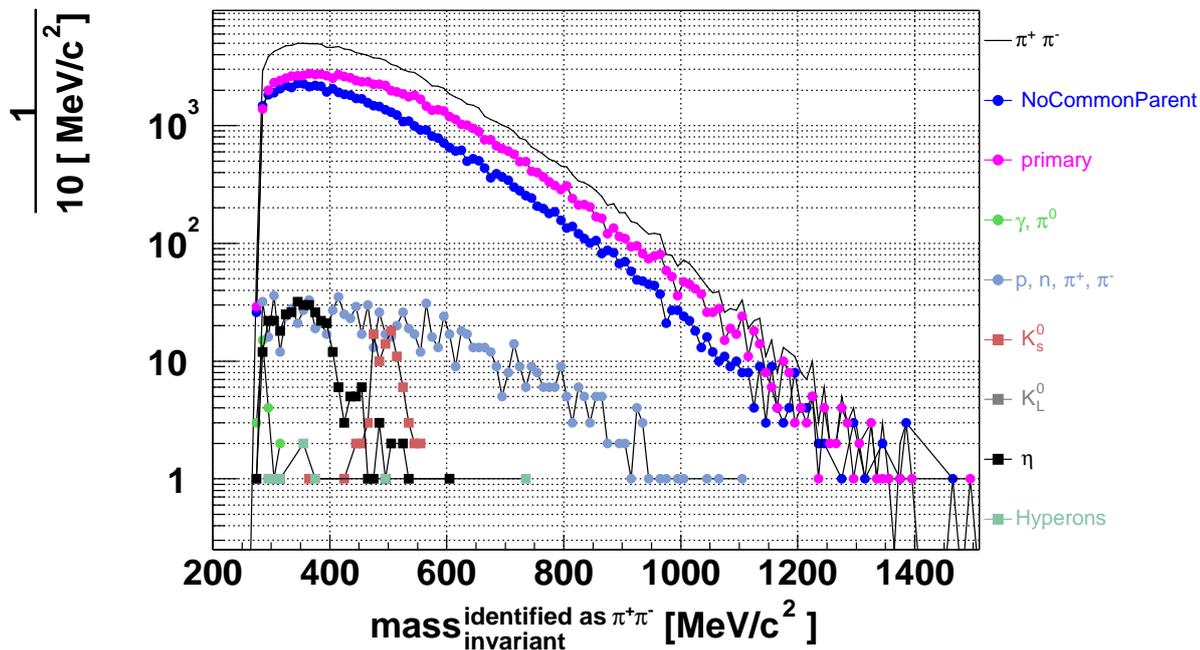


Abbildung 6.31: Beiträge von als $\pi^+\pi^-$ identifizierter Paare zum gesamten invarianten Massenspektrum. Diese Beiträge entstammen neben den unkorrelierten (no common parent) oder nicht zurückverfolgbaren, möglichen (primary) Paarkombination, zudem Paare aus Prozessen, die zu korrelierbaren Paaren richtig identifizierter $\pi^+\pi^-$ (K_S^0 , K_L^0 , η) gehören oder die sich durch Fehlidentifikation als Pionen ergeben (γ , π^0 , Hyperon). Darüber hinaus tragen sekundäre Reaktionen von Hadronen im Target- und Detektormaterial bei (p , n , π^+ , π^-).

6.5.3 fehlidentifizierte Untergrundquellen

- Protonenmisidentifikation

Im Rahmen der Hadronenidentifikation in Kapitel 4 wurde gezeigt, dass von einem Impuls von ca. $400 - 500 \text{ MeV}/c$ an der Anteil von fälschlicherweise als Pionen identifizierter Protonen stetig von 5% bis auf 15% zunimmt. Damit sind auch Zerfälle $X \rightarrow p\pi^-$ als zusätzlicher Beitrag zum $\pi^+\pi^-$ -Spektrum anzusehen:

- Δ -Zerfall

Der Zerfall der Δ_{1232} -Resonanz erfolgt zu 99% in ein Nukleon-Pion Paar. Somit steht für die Kombination $N \rightarrow N\pi$ identifizierbar als $\pi^+\pi^-$ -Paar der Zerfallskanal $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ offen. Da die Pionen-Produktion bei SIS-Energien fast ausschließlich über Δ -Resonanzen erfolgt ist dieser Prozess als dominanter Beitrag möglich.

- Λ -Zerfall

Das langlebige Hyperon Λ zerfällt zu $\approx 64\%$ in den Kanal $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ und kann somit über die Fehlidentifikation des Protons als π^+ ebenfalls zum Spektrum beitragen. Die Produktionswahrscheinlichkeit des Λ s sollte, da es in assoziierter Produktion mit K^+ und K^0 erzeugt wird, mit der von $K_S^0 + K^+$ übereinstimmen.

- Elektronenmisidentifikation

Auch am anderen Ende der Massenskala der stabilen Teilchen finden Fehlidentifikation von Elektronen bzw. Positronen statt, die dann als Pionen behandelt werden. Die invarianten Massen, die solchen Prozessen, u.a. $\pi^0 \rightarrow e^+e^- (\gamma)$ und Paarproduktion $\gamma \rightarrow e^+e^-$, entstammen, liegen am unteren Rande der Verteilung und interferieren nicht mit den in dieser Arbeit untersuchten Bereich um die K_S^0 -Masse oder darüber.

- Kombination nicht zusammengehörender Spursegmente

Durch die Kombination in der *Kickplane*-Analyse von Segmenten und Treffern, die nicht zur selben Teilchentrajektorie gehören, wird eine weitere Quelle von Untergrundpaaren erzeugt.

Komplementär zur vorhergehenden Abbildung 6.31, zeigt Abbildung 6.32 als Funktion der invarianten Masse der Pionenpaare die wahre Identität von als $\pi^+\pi^-$ fehlidentifizierten Paaren und deren Anteil am Gesamtspektrum. Der Hauptanteil wird von den richtig identifizierten $\pi^+\pi^-$ -Paaren gestellt. Kleinere Anteile bilden die π -Proton/Deuteron Paare $\pi^-(p, d)$, gefolgt von Elektron/Positron-Kombinationen mit anderen Teilchen $e^\pm(e^\pm, \mu^\pm, p, \pi)$. Vernachlässigbare Anteile bilden Müon-Kombinationen $\mu^\pm(\mu^\pm, p)$ und Kombinationen gleicher Polarität $++$ und $--$.

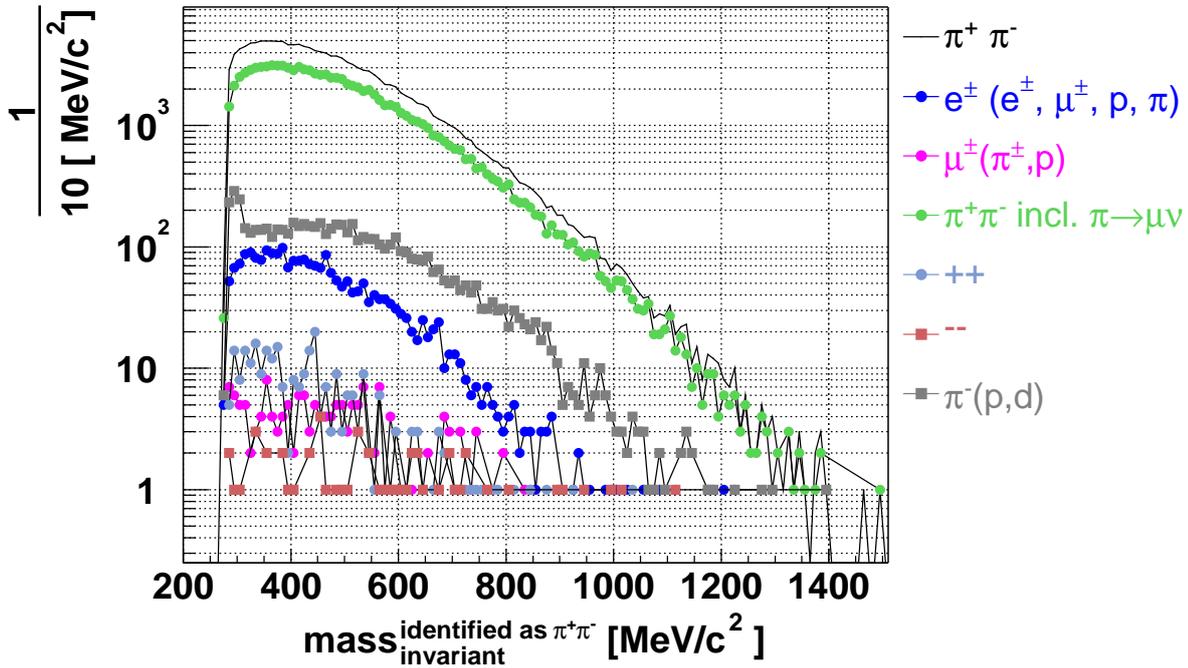


Abbildung 6.32: Beiträge fehlidentifizierter Paare zum Gesamtspektrum als Funktion der invarianten Masse.

6.5.4 Kontaminationsbeiträge nach Anwendung der Selektionsschnitte

Zielsetzung der Selektionsschnitte ist die Reduzierung anderer Beiträge von echten oder als solche identifizierte $\pi^+\pi^-$ -Paare, die in Abschnitt 6.5 näher beschrieben wurden. Nach Anwendung der Selektionsschnitte für Spuren und Paare verringern sich die unerwünschten Beiträge im Vergleich zum Rohzustand wie folgt in den Abbildungen 6.33 und 6.34 sowie der Tabelle 6.18.

Von den Quellen verbleibt als einzige nicht zu beseitigende Quelle die durch sekundäre, hadronische Wechselwirkungen erzeugten Paare. Alle anderen Quellen wurden entweder vollständig bzw. auf sehr hohem Niveau ($> 90\%$) reduziert.

Als problematisch stellen sich die verbleibenden Beiträge heraus, deren Vorläufer in Tabelle 6.18 einzelne Hadronen darstellen. Hierbei sind dies fehlidentifizierte Produkte und Ergebnisse von Reaktionen, wie z.B. inelastischer Streuung, Kernanregung, Umladungsprozessen, etc., die in der GEANT-Nomenklatur unter *hadronischen Wechselwirkungen* - simuliert durch die interne Programmroutine *GEISHA* - zusammengefasst werden. Eine weitere Einsicht in die einzelnen Prozesse ist innerhalb dieser Simulation nicht möglich.

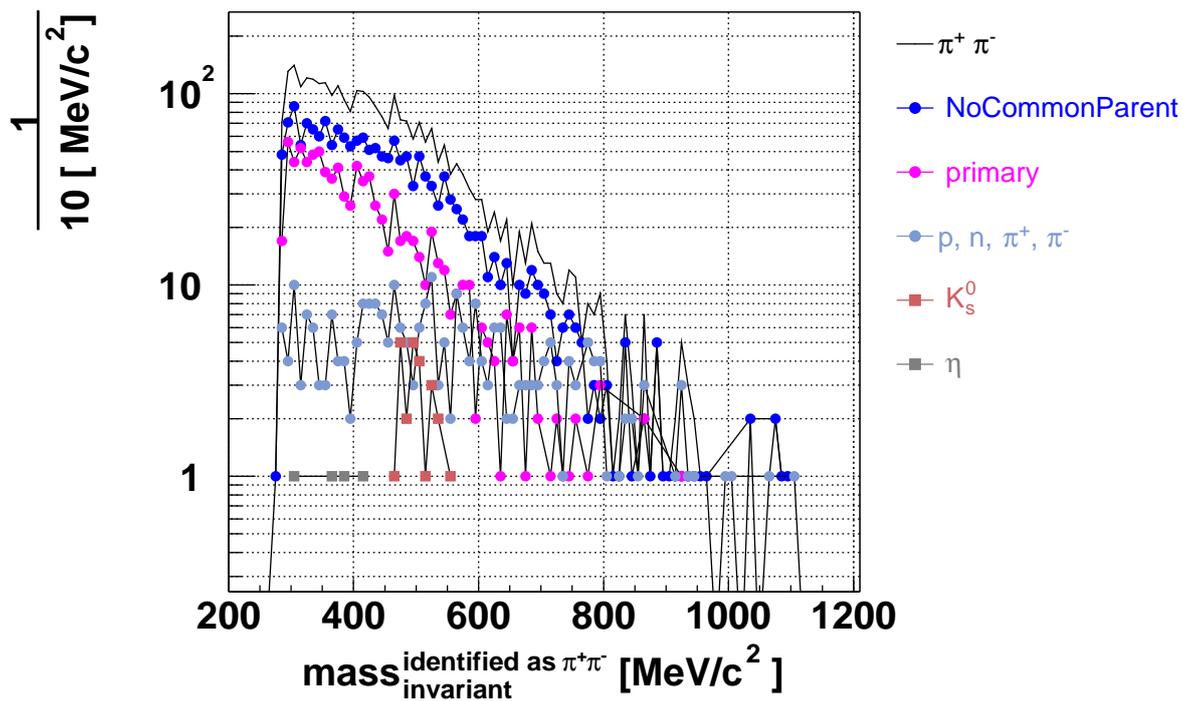


Abbildung 6.33: Nach Anwendung der Selektionsschnitte reduzieren sich die in 6.31 gezeigten Beiträge von als $\pi^+\pi^-$ identifizierte Paare zum gesamten invarianten Massenspektrum. Neben den unidentifizierbaren Kombinationen der Gruppe „primary“ und den Paaren ohne direkten gemeinsamen Vorläufer (NoCommonParent) verbleiben als Kontamination die hadronischen Kanäle, die sich im selben Maße reduziert haben wie die K_S^0 . Von den η -Mesonen bleibt nur noch $\approx 1\%$ der ursprünglichen Beiträge übrig.

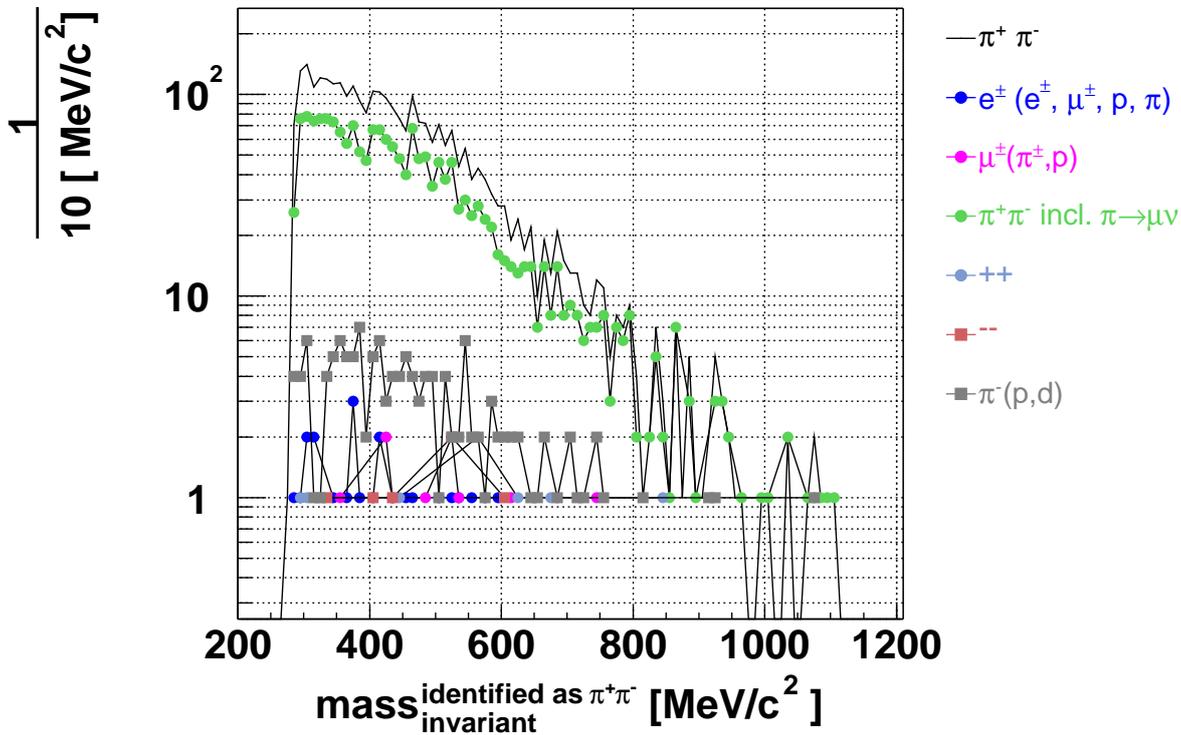


Abbildung 6.34: Nach Anwendung der Selektionsschnitte: Beiträge fehlidentifizierter Paare zum Gesamtspektrum als Funktion der invarianten Masse.

Vorläufer	Produkte	Anzahl		Reduktion [%]
		vor Selektion	nach Selektion	
$\pi^+\pi^-$	-	148311	2944	98
primär	-	86567	904	99
NoCommonParent	-	60296	1738	97
γ, π^0	$e^+e^-, e^+e^-\gamma$	250	0	100
Neutron, Proton, π^+, π^-	$\pi\pi, \pi^-p$	984	274	72
K_S^0	$\pi\pi$	92	24	74
K_L^0	$\pi\pi, \pi\pi\pi$	2	0	100
η	$\pi\pi\pi, e^+e^-(\gamma)$	336	4	99
Hyperonen	$p\pi^-$	8	0	100

Tabelle 6.18: Die Tabelle zeigt für als $\pi^+\pi^-$ identifizierte Paare die Zählraten vor und nach Anwendung der Selektionsschnitte auf Spuren und Paare, bezogen auf 400.000 Reaktionen ($\approx 1\%$ der Experimentstatistik). Primär bezeichnet Paarkombinationen die aus Teilchen erstellt wurden, welche bereits aus der URQMD-Simulation entstammten und deren Vorgeschichte nicht bekannt ist. NoCommonParent bezeichnet die Paarkandidaten, die keinen gemeinsamen Vorgänger besitzen aber die einzelnen Spuren jedoch richtige Korrelationen von inneren Spursegmenten und META-Treffern sind. Die zugehörigen invarianten Massenspektren vor und nach der Anwendung zeigen die Abbildung 6.33 und 6.34.

6.6 Extraktion des K_S^0 -Signals

Das nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes verbleibende invariante Massenspektrum in Abbildung 6.28 zeigt im Bereich der Kaonen-Masse eine signifikante Struktur auf einem exponentiell abfallenden Untergrund. Zur Extraktion des K_S^0 -Signals wurde folgende Strategie verwendet:

Das gesamte invariante Massenspektrum im Intervall $400 - 900 \text{ MeV}/c^2$ wurde durch ein Funktional angepasst, welches eine exponentielle Funktion zur Beschreibung des Untergrundes sowie eine Gauß-Funktion für das Signal

$$\mathcal{F}(m, C_{exp}, Slope, C_{\text{Gauß}}, \mu, \sigma) = e^{C_{exp}} \times e^{Slope \times m} + C_{\text{Gauß}} \times e^{\left(\frac{m-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \quad (6.20)$$

besitzt. Hierbei sind $C_{exp} [\text{MeV}/c^2]$ und $C_{\text{Gauß}} [\text{MeV}/c^2]$ Normierungsfaktoren für die beiden Funktionalteile. $Slope [c^2/\text{MeV}]$ stellt die Zerfallskonstante der Exponentialfunktion dar. Letztlich sind $\mu [\text{MeV}/c^2]$ der Mittelwert der Gaußfunktion und $\sigma [\text{MeV}/c^2]$ deren Standardabweichung.

Obwohl der Zerfall des K_S^0 einen Zerfall einer Resonanz darstellt und demzufolge seine Signalfunktion durch eine Breit-Wigner-Verteilung beschrieben werden sollte, kann dies auf Grund der mit dem HADES-Detektor unauflösbaren Signalbreite von wenigen μeV vernachlässigt werden (siehe Gleichung 6.1). Stattdessen wird zur Beschreibung der Streuung der Messwerte eine Gaußverteilung verwendet.

Von dieser Grundidee einer Beschreibung des Signal- und Untergrundverlaufs ausgehend, wurde Gleichung 6.20 dahingehend abgewandelt, dass die Konstante C_1 durch eine Funktion der Fläche unterhalb des Signals, seinem Integral ersetzt wird. Dies hat den Vorteil, dass das Anpassungsverfahren direkt die gesuchte Teilchenzahl inkl. der Fehler ergibt.

$$\begin{aligned} I_{\text{Gauß}} &= \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\text{Gauß}} \exp\left(\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) = C_{\text{Gauß}} \sqrt{2\pi} \sigma \\ &\rightarrow C_{\text{Gauß}} = \frac{I_{\text{Gauß}}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \end{aligned} \quad (6.21)$$

Eingesetzt in 6.20 ergibt sich das optimierte Funktional:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(m, C_{exp}, Slope, I_{\text{Gauß}}, \mu, \sigma) \\ = e^{C_{exp}} \times e^{Slope \times m} + \frac{I_{\text{Gauß}}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \times e^{\left(\frac{m-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \end{aligned} \quad (6.22)$$

Dieses wurde mittels einer χ^2 -Minimierung an das Spektrum angepasst. Dabei sind die Parameter ($C_{exp}, Slope, C_{\text{Gauß}}, \mu, \sigma$) frei gehalten. Zu Beginn der Berechnung wurde die Verteilung zunächst nur mit dem Teil des Funktionals angenähert, der den exponentiellen Untergrund beschreibt. Die hieraus gewonnenen Werte wurden dann im Folgenden als Startwerte für die Anpassung mit dem kompletten Funktional verwendet. Darüber hinaus wurden Startwerte für den Mittelwert von $\mu_{\text{Start}} = 500 \text{ MeV}/c^2$ und für $\sigma_{\text{Start}} = 60 \text{ MeV}/c^2$ angesetzt.

Das Ergebnis dieser Minimierung zeigen die Abbildung 6.35 und die Tabelle 6.19. Diese konvergierten auch bei Variation der Startparameter für den Gauß-Anteil um $\approx 10\%$ für μ und 100% für σ .

Problematisch bei dieser erweiterten Untergrundbestimmung ist die Stabilität des Anpassungsverfahrens in Abhängigkeit der gewählten unteren Intervallgrenze, da dort mit kleineren Werten ($m < 400 \text{ MeV}/c^2$) der Kurvenverlauf sich nicht mehr durch eine reine Exponentialfunktion beschreiben lässt. In diesem Bereich gewinnt das Schwellenverhalten in der Nähe der minimalen invarianten Masse

von zwei Pionenruhemassen an Bedeutung.

Zur Erweiterung der Intervallgrenzen bis zu dieser Minimalgrenze hinab und damit zur Stabilisierung des Anpassungsverfahrens wurde das Funktional 6.22 um einen Vorfaktor ergänzt, der in seiner Form den Phasenraumfaktoren bei der Beschreibung von Kurven in der Nähe einer Schwelle ähnlich ist und als weiteren Parameter die Position der Schwelle $m_{threshold}$ einführt. Damit ergibt sich die folgende Form:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(m, C_{exp}, Slope, I_{\text{Gau\ss}}, \mu, \sigma, m_{threshold}) \\ = m \sqrt{m^2 - m_{threshold}^2} e^{C_{exp}} \times e^{Slope \times m} + \frac{I_{\text{Gau\ss}}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \times e^{\left(\frac{m-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \end{aligned} \quad (6.23)$$

Verwendet man nun dieses Funktional und passt damit den Kurvenverlauf des invarianten Massenspektrums an, so kann ein weitaus größeres Intervall angegeben werden. Das Ergebnis dieser Methode zeigt die Abbildung 6.36 und die eine Zusammenfassung der Ergebnisse in tabellarische Form Tabelle 6.20.

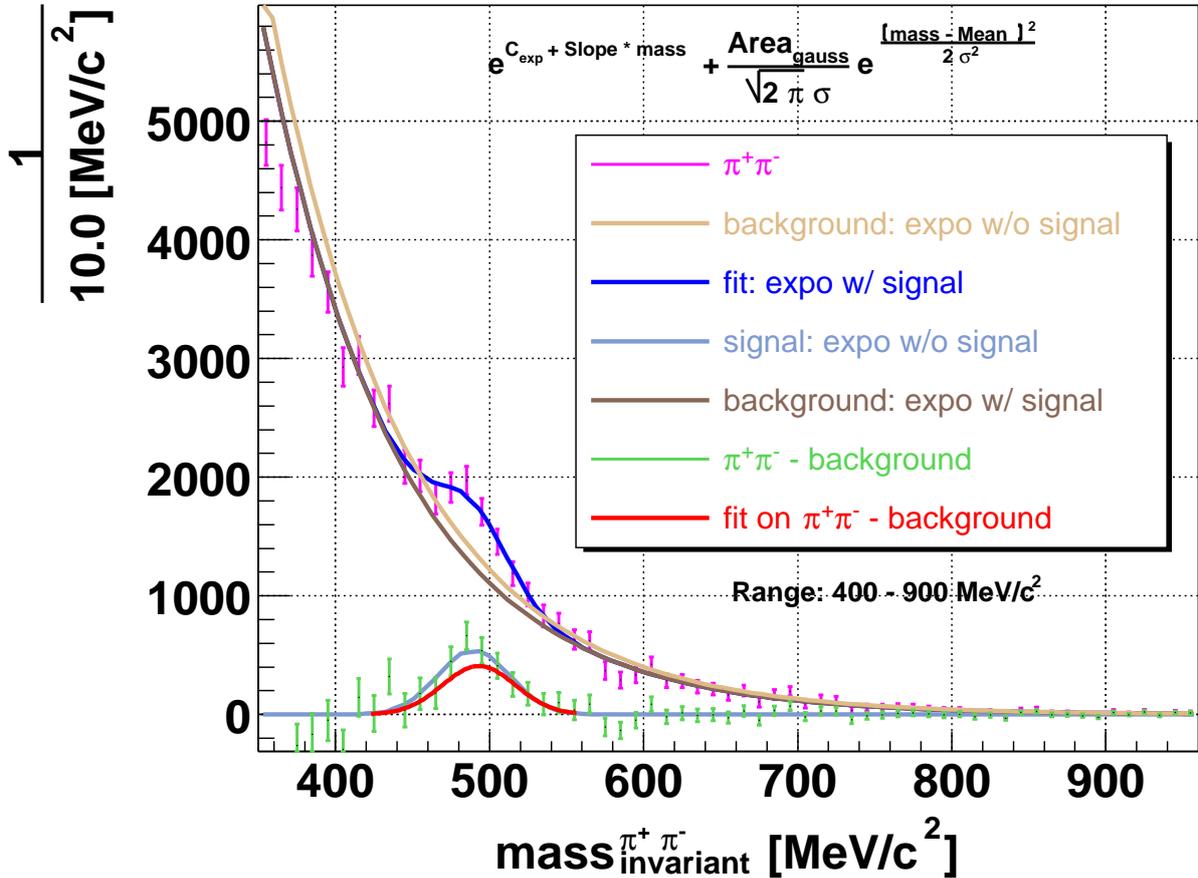


Abbildung 6.35: Ergebnis der Anpassung des untergrundbereinigten invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$ durch eine Überlagerung eines zusätzlichen exponentiellen Untergrundes mit einer Gauß-Funktion. Tabelle 6.19 zeigt die Ergebnisse sowie die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrundverhältnis.

Mittelwert	$\overline{m_{K_S^0}}$	$489,7 \pm 3,6 \text{ MeV}/c^2$
Standardabweichung	σ	$22,5 \pm 6,0 \text{ MeV}/c^2$
Integral	$I_{\text{Gauß}}$	3164 ± 742
im Intervall $m_{K_S^0} \pm 60 \text{ MeV}/c^2$		
Signifikanz		$24,9 \pm 3,1$
Signal/Untergrund		$\frac{1}{5,4} \pm \frac{1}{41,8}$

Tabelle 6.19: Ergebnisse für die experimentellen Daten des Experiments im November 2001.

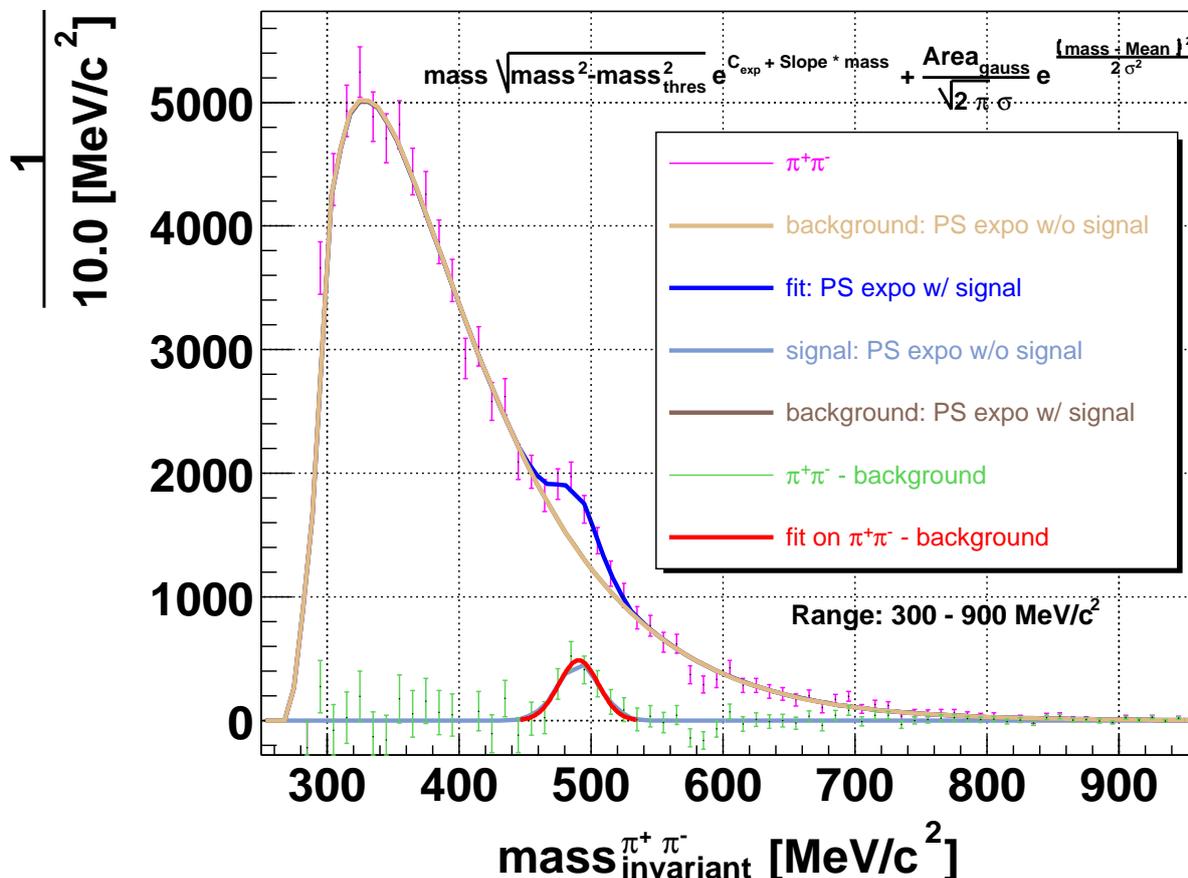


Abbildung 6.36: Ergebnis der Anpassung des untergrundbereinigten invarianten Massenspektrum von $\pi^+\pi^-$ durch eine Überlagerung eines zusätzlichen exponentiellen Untergrundes mit einem Phasenraumfaktor mit einer Gauß-Funktion gemäß Gleichung 6.23. .

Die Tabelle 6.20 zeigt die Ergebnisse sowie die Signifikanz und das Signal-zu-Untergrundverhältnis.

Mittelwert	$\overline{m}_{K_S^0}$	$490,6 \pm 3,1 \text{ MeV}/c^2$
Standardabweichung	σ	$14,9 \pm 3,3 \text{ MeV}/c^2$
Schwellenwert	$m_{threshold}$	$286,7 \pm 2,5 \text{ MeV}/c^2$
Integral	$I_{\text{Gauß}}$	1818 ± 386
im Intervall $m_{K_S^0} \pm 60 \text{ MeV}/c^2$		
Signifikanz		$12,9 \pm 2,7$
Signal/Untergrund		$\frac{1}{10} \pm \frac{1}{46}$

Tabelle 6.20: Ergebnisse für die experimentellen Daten des Experiments im November 2001 unter Verwendung eines phasenraummodifizierten Funktional

Kapitel 7

Ergebnisse der Korrelationsanalyse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorangehenden Korrelationsanalyse zusammengefasst präsentiert und darüber hinaus in Kontext mit anderen zur Verfügung stehenden Daten gesetzt. Abschnitt 7.1 behandelt die Paarmultiplizitäten. Darauf folgen in 7.2 die Ergebnisse der K_S^0 -Analyse und sich daraus folgende Schlüsse auf Eigenschaften des HADES-Detektors. Darüber hinaus wird im Abschnitt 7.3 zusätzlich zu dieser Analyse auf Basis der gleichen Analysemethoden eine Analyse zur Rekonstruktion von ρ^0 -Mesonen vorgenommen.

7.1 Paarmultiplizitätsverteilungen

Im Abschnitt 6.2.1 und detailliert im Anhang D erfolgte mittels der Faltung der Verteilung der gemessenen oder angepassten π^+ - und π^- -Verteilungen eine Abschätzung über die zu erwartenden Paarmultiplizitätsverteilungen, ungeachtet von geometrischen Überlegung zur Akzeptanz. Eine Aussage dieser Abschätzung war, dass $\approx 15\%$ der Reaktion nur zu den Paarverteilungen beitragen werden.

Abbildung 7.1 zeigt die nach der in 6.1 beschriebenen Methode aus den Experimentdaten der Strahlzeit November 2001 gewonnene Multiplizitätsverteilung der $\pi^+\pi^-$ -Paare.

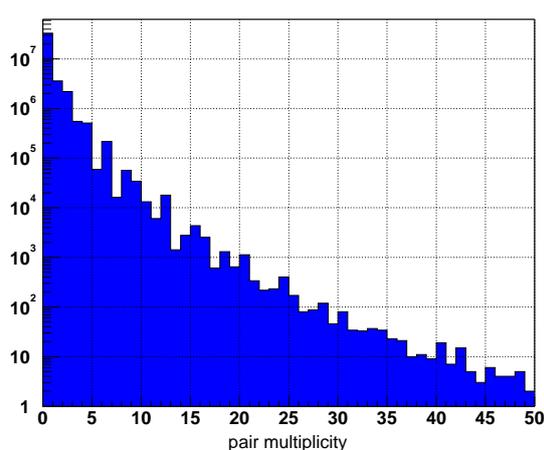


Abbildung 7.1: Verteilung der in einer gemessenen $\pi^+\pi^-$ Paarkombinationen des Datensatzes des Experiments im November 2001

Darüber hinaus zeigen die Abbildungen in 7.2 deren relativen Anteile der bezogen auf die Anzahl der gemessenen Reaktionen (7.2(a)) bzw. bezogen auf die Anzahl der gebildeten Paarkombinationen (7.2(b)).

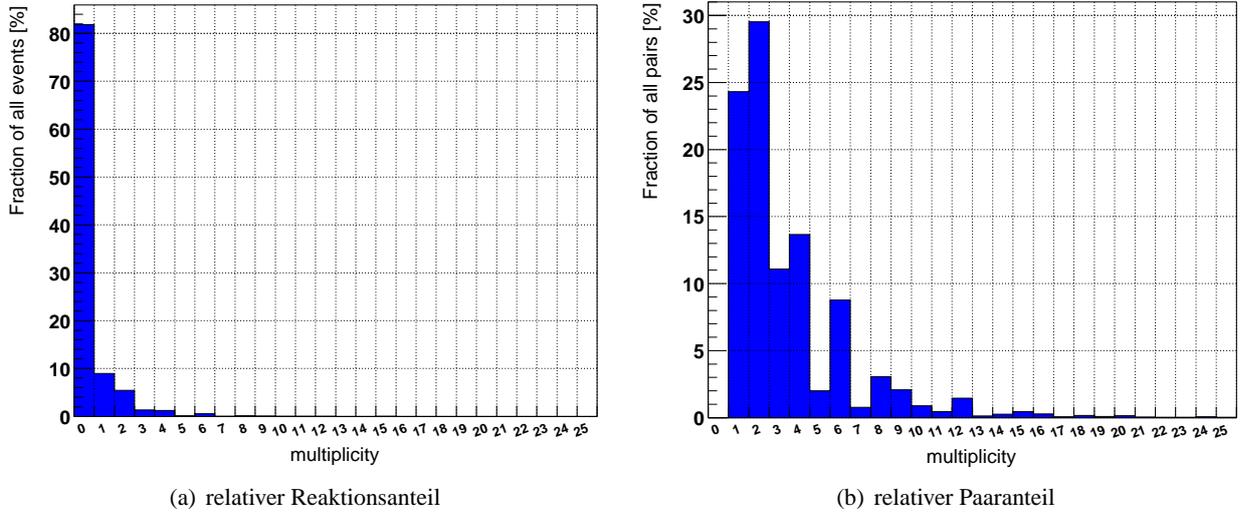


Abbildung 7.2: relative Anzahl der Reaktionen bezogen auf die Gesamtanzahl der Reaktion (7.2(a)) im Vergleich zum relativen Beitrag zur Paarstatistik bezogen auf die Gesamtzahl der Paare, jeweils als Funktion Multiplizität.

Von den 4×10^7 Reaktionen führen etwa $3,3 \times 10^6$ zu keinem Paar. Aus den verbleibenden 15% dieser Reaktion lassen sich insgesamt $1,5 \times 10^7$ Paare bilden. Im Anhang D werden diese Ergebnisse mit der vorgestellten Methode zur *a priori*-Abschätzung diskutiert.

7.2 K_S^0 -Ergebnisse

7.2.1 Zählraten und Multiplizitäten

Im Abschnitt 6.6 des vorhergehenden Paar-Analyse-Kapitels wurden die Verteilung der invarianten Masse der $\pi^+\pi^-$ -Paare mit zwei unterschiedlichen Methoden beschrieben:

- gaußförmiges K_S^0 -Signal und exponentieller Untergrund:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(m, C_{exp}, Slope, I_{\text{Gauß}}, \mu, \sigma) \\ = e^{C_{exp}} \times e^{Slope \times m} + \frac{I_{\text{Gauß}}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \times e^{\left(\frac{m-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \end{aligned}$$

- gaußförmiges K_S^0 -Signal und modifizierter exponentieller Untergrund:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(m, C_{exp}, Slope, I_{\text{Gauß}}, \mu, \sigma, m_{threshold}) \\ = m \sqrt{m^2 - m_{threshold}^2} e^{C_{exp}} \times e^{Slope \times m} + \frac{I_{\text{Gauß}}}{\sqrt{2\pi} \sigma} \times e^{\left(\frac{m-\mu}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} \end{aligned}$$

Die Ergebnisse beider Methoden im Vergleich zeigt Tabelle 7.1.

		$m \sqrt{m^2 - m_{threshold}^2} e^{C-Sm} + \frac{I_{Gau\beta}}{\sqrt{2\pi}} \sigma e^{-\frac{(\mu-m)^2}{2\sigma^2}}$	$e^{C-Sm} + \frac{I_{Gau\beta}}{\sqrt{2\pi}} \sigma e^{-\frac{(\mu-m)^2}{2\sigma^2}}$
Mittelwert	$\overline{m}_{K_S^0}$	$490,6 \pm 3,1 \text{ MeV}/c^2$	$489,7 \pm 3,6 \text{ MeV}/c^2$
Standardabweichung	σ	$14,9 \pm 3,3 \text{ MeV}/c^2$	$22,5 \pm 6,0 \text{ MeV}/c^2$
Schwellenwert	$m_{threshold}$	$286,7 \pm 2,5 \text{ MeV}/c^2$	—
Integral	$I_{Gau\beta}$	1818 ± 386	3164 ± 742
χ^2		47,7	41,9
Freiheitsgrade	ν	53	45
χ^2 -Test, [Leo87a], $P(x > \chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{(\frac{x}{2})^{\frac{\nu}{2}-1} \exp(-\frac{x}{2})}{2\Gamma(\frac{\nu}{2})}$		67,9 %	60,2 %

Tabelle 7.1: Ergebnisse der K_S^0 -Signalbestimmung im Vergleich

Die Methode der modifizierten Exponentialfunktion zur Bestimmung des Untergrundes erweist sich stabiler bzgl. der Konvergenz der Anpassung der Modifikation der gewählten Bereichsgrenzen, da sie zusätzlich den Bereich zwischen 300 und 400 MeV/c^2 beschreiben kann. Wohingegen die andere Methode in diesem Bereich zu divergenten Ereignissen führt. Dennoch kann jede der Methoden in ihren Bereichen den Untergrund beschreiben. Dies ist anhand des Ergebnisses des χ^2 -Tests in Tabelle 7.1 verifiziert. Beide Methoden liefern nach [Leo87b] Werte bedeutend größer als 5% und erfüllen damit hinreichend die Kriterien einer sinnvollen Anpassung.

Um zu einem gemeinsamen Ergebnis zu gelangen, wird die Methode der *fehlergewichteten Mittelwerte* [Bra81, Leo87c] angewandt, deren Formalismus für die Variable A , die in i Messungen mit dem Fehler ΔA_i bestimmt wurden, in den Gleichungen 7.1 dargestellt ist:

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{(\Delta A_i)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta A_i)^2}}, \quad \Delta \bar{A} = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta A_i)^2}}} \quad (7.1)$$

Zusätzlich beim Versagen eines χ^2 Tests - in diesem Falle der Annäherung der Messergebnisse durch eine Konstante - empfiehlt [Bra81] eine Skalierung der einzelnen Messfehler ΔA_i mit der Größe M , da sonst die Ergebnisse mit unrealistischen Fehler behaftet wären.

$$\Delta A'_i = \Delta A_i \sqrt{\frac{M}{n-1}} \stackrel{n=2}{=} \Delta A_i \sqrt{M} \quad (7.2)$$

$$\stackrel{7.2}{\rightarrow} \Delta A' = \Delta A \sqrt{M} \quad (7.3)$$

$$M = \sum_{i=1}^N \frac{(A_i - \bar{A})^2}{\Delta A_i^2} \quad (7.4)$$

Wendet man diese Methode auf die Ergebnisse der beiden Anpassungen an, ergeben sich die in Tabelle 7.2 aufgelisteten fehlergewichteten Mittelwerte.

Mittelwert	$\overline{m_{K_S^0}}$	$490,2 \pm 2,3 \text{ MeV}/c^2$
Standardabweichung	σ	$16,7 \pm 3,2 \text{ MeV}/c^2$
Integral	$I_{\text{Gau\ss}}$	2105 ± 550

Tabelle 7.2: fehlergewichtete Ergebnisse der K_S^0 -Signalbestimmung

Normiert man das Integral auf die gemessenen $4,2 \times 10^7$ Reaktion ergibt sich für den Zerfallskanal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ die folgende Multiplizität:

$$\begin{aligned} M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{roh}} &= \frac{I_{\text{Gau\ss}}}{4,2 \times 10^7} \\ M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{roh}} &= (5,0 \pm 1,3) \times 10^{-5} \end{aligned} \quad (7.5)$$

7.2.1.1 Korrekturen

Zur Korrektur der Rohmultiplizität aus Gleichung 7.5 hinsichtlich der Nachweiswahrscheinlichkeit des HADES-Detektors sowie der Analyseeffizienz für K_S^0 wird auf die PLUTO/HGEANT-Simulation aus Abschnitt 6.2.2 zurückgegriffen.

Ausgehend von 100.000 K_S^0 wurde integral bestimmt, wieviele $\pi^+\pi^-$ -Paare eines Zerfalls $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ jeweils in der Akzeptanz von HADES nachgewiesen werden konnten sowie wieviele wiederum hiervon nach Anwendung der beiden Analyseschritte - auf die Spurcoordinate z jedes Pions ($z_i > 5\text{mm}$) und auf die z -Position des Vertex ($v_z > 14\text{mm}$) - übrigbleiben. Tabelle 7.3 zeigt die einzelnen Ergebnisse dieser Untersuchung.

PLUTO	100.000	
$\Gamma_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}$	68361 ± 261	100 %
in Akzeptanz von HADES	13018 ± 114	$19,0 \pm 0,2$ %
Analyseschnitte:		
$z_i > 5 \text{ mm}$	5513 ± 74	$(8,0 \pm 0,1)$ %
$v_z > 14 \text{ mm}$	6272 ± 79	$(9,1 \pm 0,1)$ %
nach \sum Analyseschritte	4373 ± 66	$(6,4 \pm 0,1)$ %

Tabelle 7.3: PLUTO/HGEANT-Simulation zur Nachweiswahrscheinlichkeit

Nach Abschluss aller Analyseschritte ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von $(6,4 \pm 0,1)$ % einen solchen Zerfall zu rekonstruieren.

Verwendet man diesen Wert zur Korrektur der Rohmultiplizität $M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{roh}}$ so erhält man:

$$\begin{aligned} M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{korrigiert}} &= M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{roh}} \frac{1}{(6,4 \pm 0,1)\%} \\ M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}^{\text{korrigiert}} &= (7,8 \pm 2,1) \times 10^{-4} \end{aligned} \quad (7.6)$$

Um die gesamte Multiplizität der K_S^0 zu ermitteln muss zusätzlich noch auf das Verzweungsverhältnis der K_S^0 korrigiert werden: ($\Gamma_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-} = (68,95 \pm 0,14)\%$, siehe grundlegende Eigenschaften der

K_S^0 in Tabelle 6.1):

$$\begin{aligned} M_{K_S^0}^{korrigiert} &= M_{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}^{korrigiert} \frac{1}{\Gamma_{K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}} \\ M_{K_S^0}^{korrigiert} &= (1, 1 \pm 0, 3) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (7.7)$$

Zur Bestimmung der Multiplizität von K^0 wird dieser Wert verdoppelt da K_L^0 und K_S^0 zu gleichen Teilen produziert werden, die K_L^0 jedoch innerhalb des Detektors nicht nachgewiesen werden können - um genau zu sein nur zu einem verschwindend geringen Bruchteil von $\approx 5 \times 10^{-4}$ (siehe Abschnitt 6.2.3, *korrelierte Untergrundquellen*, K_L^0). Entsprechend dieser Korrektur ergibt sich die K^0 -Multiplizität zu:

$$\begin{aligned} M_{K^0}^{korrigiert} &= M_{K_S^0}^{korrigiert} \times (2 - 5 \times 10^{-4}) \\ M_{K^0}^{korrigiert} &= (2, 3 \pm 0, 6) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (7.8)$$

Letztlich, um den Vergleich mit anderen Experimenten zu ermöglichen, werden die in Abschnitt 6.2.3 in Abbildung 6.9 unter mit der URQMD-Simulation ermittelten Einflüsse der Multiplizitätsbedingung von mindestens vier Treffern im META-Detektor auf die Zählrate von K_S^0

$$\begin{aligned} M_{K_S^0, \text{min. Bias}}^{korrigiert} &= M_{K_S^0}^{korrigiert} \frac{1}{(92 \pm 3)\%} \\ M_{K_S^0, \text{min. Bias}}^{korrigiert} &= (1, 2 \pm 0, 3) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (7.9)$$

bzw. K^0

$$\begin{aligned} M_{K^0, \text{min. Bias}}^{korrigiert} &= M_{K^0}^{korrigiert} \frac{1}{(92 \pm 3)\%} \\ M_{K^0, \text{min. Bias}}^{korrigiert} &= (2, 5 \pm 0, 7) \times 10^{-3} \end{aligned} \quad (7.10)$$

angewendet.

7.2.2 Teilchenverhältnisse

7.2.2.1 $\frac{K_S^0}{\pi}$

Kombiniert man die Multiplizitäten für Pionen aus Tabelle 5.4 der Hadronenanalyse aus Abschnitt 5.4 mit der für K_S^0 gewonnenen Multiplizität $M_{K_S^0}^{korrigiert}$ aus Gleichung 7.7 so lässt sich das Verhältnis dieser beiden Werte bilden. Um den Beitrag der neutralen Pionen zu berücksichtigen, wird $M_{\pi^+ + \pi^-}^{korrigiert}$ mit 3/2 multipliziert.

$$\begin{aligned} \frac{M_{K_S^0}^{korrigiert}}{M_{\pi}^{korrigiert}} &= \frac{M_{K_S^0}^{korrigiert}}{\frac{3}{2} M_{\pi^+ + \pi^-}^{korrigiert}} \\ &= \frac{(1, 1 \pm 0, 3) \times 10^{-3}}{\frac{3}{2} 1, 76} \end{aligned} \quad (7.11)$$

$$\frac{M_{K_S^0}^{korrigiert}}{\frac{3}{2} M_{\pi}^{korrigiert}} = (4, 2 \pm 1, 1) \times 10^{-4} \quad (7.12)$$

7.2.3 Vergleich mit Simulation

Vergleicht man die experimentellen Ergebnisse mit den zur Verfügung stehenden Simulationsdaten der URQMD-Rechnung, anhand derer u.a. die Selektionsschnitte erarbeitet wurden, ergeben sich die in Tabelle 7.4 gezeigten Werte.

Generell sind im Rahmen der Analyse der Experimentdaten mindestens 25 % weniger K_S^0 gemessen worden als von der Simulation vorhergesagt. Während die Rohmultiplizitäten von Experiment und Simulation im Rahmen der Fehler noch übereinstimmen, so unterscheiden sich die korrigierten Werte um 30-40 % voneinander.

	Experiment	Simulation URQMD 1.3p	Verhältnis Experiment Simulation
Reaktionen	$\approx 4 \times 10^7$	$\approx 6 \times 10^5$	≈ 70
K_S^0	2105 ± 550	39 ± 6	54 ± 16
Rohmultiplizität	$(5,0 \pm 1,3) \times 10^{-5}$	$(6,5 \pm 1,0) \times 10^{-5}$	$(0,77 \pm 0,23)$
korrigierte K_S^0 -Multiplizität	$(1,2 \pm 0,3) \times 10^{-3}$	$(1,8 \pm 0,3) \times 10^{-3}$	$(0,6 \pm 0,2)$
korrigierte K^0 -Multiplizität	$(2,5 \pm 0,7) \times 10^{-3}$	$(3,6 \pm 0,6) \times 10^{-3}$	$(0,7 \pm 0,2)$

Tabelle 7.4: Vergleich der Ergebnisse der Multiplizitäten für K_S^0 in der Simulation (URQMD 1.3p) und denen der Strahlzeit November 2001.

7.2.4 Massenauflösung

Neben der Bestimmung der Anzahl der gemessenen K_S^0 bzw. deren Multiplizität ermöglicht die Bestimmung der Breite σ der K_S^0 -Massenverteilung eine *experimentelle* Aussage über die Massenauflösung des HADES-Detektors im Bereich der K_S^0 -Masse.

Wie bereits in der Einleitung zum Kapitel 6 beschrieben (Gleichung 6.1) beträgt die Zerfallsbreite: $\Delta E_{K_S^0} \approx 10 \mu eV$. Diese liegt jenseits der Auflösungseigenschaften des HADES-Detektors. Somit kann die experimentell gemessene Breite der Massenverteilung direkt als Maß für die Massenauflösung herangezogen werden. Der fehlergewichtete Mittelwert der beiden Methoden für die Standardabweichung der Gauß-Anpassung beträgt:

$$\Delta m_{K_S^0} = \sigma_{K_S^0} = (16,7 \pm 3,2) \text{ MeV}/c^2 \quad (7.13)$$

Bezogen auf die nominelle Masse des K_S^0 von $497,7 \text{ MeV}/c^2$ ergibt sich somit eine prozentuale Massenauflösung im Bereich der K_S^0 -Masse von:

$$\frac{\Delta m_{K_S^0}}{m_{K_S^0}} = (3,4 \pm 0,6)\% \quad (7.14)$$

7.2.5 Impulsauflösung

Mit Hilfe der Gleichung 6.4 für die invariante Masse als Funktion der Beträge der Einzelimpulse und des Öffnungswinkels lässt sich die folgende Beziehung für den Zusammenhang zwischen dem Messfehler in der invarianten Masse und den Messfehlern von Impuls- und Öffnungswinkelbestimmung herleiten:

$$\Delta m_{inv} = \sqrt{\left(\frac{\partial m_{inv}}{\partial p_1} \Delta p_1\right)^2 + \left(\frac{\partial m_{inv}}{\partial p_2} \Delta p_2\right)^2 + \left(\frac{\partial m_{inv}}{\partial \cos \Theta_{1,2}} \Delta \cos \Theta_{1,2}\right)^2} \quad (7.15)$$

$$= \frac{1}{m_{inv}} \sqrt{\left(\left[p_1 \frac{E_2}{E_1} - p_2 \cos \Theta_{1,2}\right] \Delta p_1\right)^2 + \left(\left[p_2 \frac{E_1}{E_2} - p_1 \cos \Theta_{1,2}\right] \Delta p_2\right)^2 + ([p_1 p_2] \Delta \cos \Theta_{1,2})^2} \quad (7.16)$$

In der Näherung vernachlässigbarer Massen bzw. großer Impulse, d.h. $p_i \gg m_i$ bzw. $m \approx 0 \rightarrow E_i \approx p_i$ ergibt sich daraus:

$$\frac{\Delta m_{inv}}{m_{inv}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p_1}{2p_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_2}{2p_2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \cos \Theta_{1,2}}{\cos \Theta_{1,2}} \frac{1}{\frac{1}{\cos \Theta_{1,2}} - 1}\right)^2} \quad (7.17)$$

Insofern man die Winkelabhängigkeit vernachlässigt ($\Delta \cos \Theta_{1,2} \approx 0$) lässt sich für $\frac{\Delta p_1}{p_1} = \frac{\Delta p_2}{p_2} = \frac{\Delta p}{p}$ der folgende Zusammenhang zwischen den relativen Fehlern in der Bestimmung der Massen und Impulse herstellen:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{2} \frac{\Delta m_{inv}}{m_{inv}} \quad (7.18)$$

Dieses kann man jedoch nur im Falle von Leptonen annehmen. Für Pionen, im Falle, dass Impulse und Massen einander entsprechen $p_i \approx m_i$, wie es in etwa der Situation bei den K_S^0 entspricht, ergibt sich im Gegensatz hierzu für den Fehler der invarianten Masse:

$$p_i \approx m_i \quad , \quad \rightarrow E_i^2 \approx 2p_i^2 \quad (7.19)$$

$$\rightarrow m_{inv} \approx \sqrt{2p_1 p_2 (3 - \cos \Theta_{1,2})} \quad (7.20)$$

$$\left. \frac{\Delta m_{inv}}{m_{inv}} \right|_{p \approx m} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(1 - \frac{1}{3 - \cos \Theta_{1,2}}\right)^2 \left(\left(\frac{\Delta p_1}{p_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_2}{p_2}\right)^2\right) + \left(\frac{\Delta \cos \Theta_{1,2}}{3 - \cos \Theta_{1,2}}\right)^2} \quad (7.21)$$

Vernachlässigt man hier nun wiederum die Winkelabhängigkeit und nimmt an, dass $\frac{\Delta p_{1,2}}{p_{1,2}} = \frac{\Delta p}{p}$ so lässt sich Gleichung 7.21 auflösen:

$$\left. \frac{\Delta m_{inv}}{m_{inv}} \right|_{p \approx m} \approx \frac{1}{2} \left| 1 - \frac{1}{3 - \cos \Theta_{1,2}} \right| \frac{\Delta p}{p} \quad (7.22)$$

Im Wertebereich der Kosinus-Funktion ergibt sich somit:

$$\left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{p \approx m} \approx (2,7 \dots 4) \frac{\Delta m_{inv}}{m_{inv}} \quad (7.23)$$

Angewendet auf die im vorhergehenden Abschnitt ermittelte Massenauflösung im Bereich der K_S^0 -Masse (Gleichung 7.14) folgt für die Impulsauflösung:

$$\left. \frac{\Delta p}{p} \right|_{p \approx m} \approx (9,1 \pm 1,6 \dots 13,6 \pm 2,4) \% \quad (7.24)$$

7.3 ρ^0 -Analyse

7.3.1 Motivation

Ein bemerkenswertes Ergebnis der jüngeren Zeit, das die STAR-Collaboration am *Relativistic Heavy Ion Collider RHIC* im Jahre 2003 veröffentlichte [A⁺04a], war die direkte Beobachtung des sehr kurzlebigen ρ^0 -Mesons im 2-Pionen-Ausgangskanal. Dies geschah in einer peripheren Reaktion bei der Kollision zweier Gold-Atome mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Abbildung 7.3 zeigt dieses Massenspektrum in Kombination mit einer zum Vergleich gemessenen elementaren Reaktion von $p + p$ -Kollisionen bei der gleichen Strahlenergie. Die Spektren wurden nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes - via einer like-sign Methode und einer Normierung auf die resonanzfreien Bereiche ($m_{invariant} \leq 1.5 \text{ GeV}/c^2$) [Fac04] - mit einem Cocktail verschiedener Resonanzen und Teilchen beschrieben. Dabei wurde zur korrekten Beschreibung des Spektrums eine Verkleinerung der Polmasse der ρ^0 -Resonanz um $\approx 70 \text{ MeV}/c^2$ verwendet.

Eine solch kurzlebige und somit breite Resonanz des ρ^0 -Mesons - siehe Tabelle 7.5, innerhalb einer hohen Teilchenmultiplizität rekonstruieren zu können, ohne dass die Zerfallsprodukte, die Pionen, absorbiert werden, widersprach den Erwartungen.

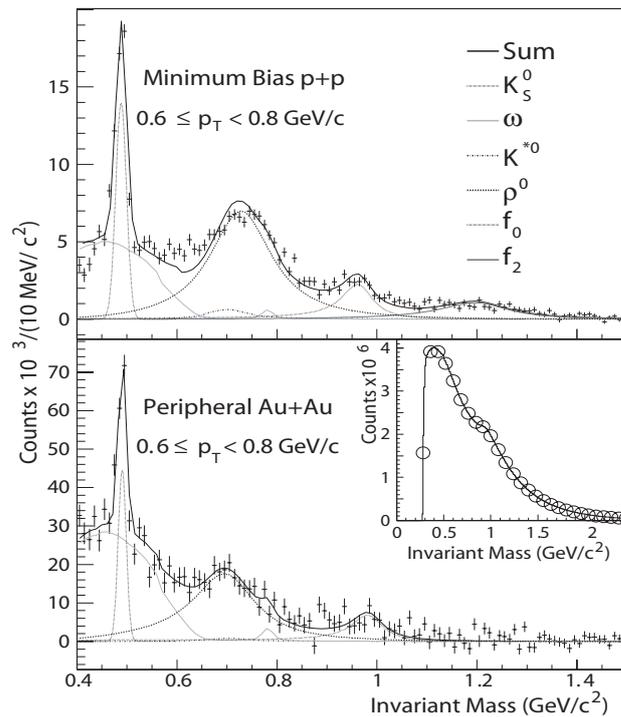


Abbildung 7.3: ρ^0 -Spektren der STAR-Collaboration [A⁺04a]

Nachdem im Rahmen dieser Analyse K_S^0 identifiziert wurden, liegt es nahe auch bei der in dieser Arbeit untersuchten Reaktion $C + C$ bei einer sehr unterschiedlichen Energie am *Schwer-Ionen-Synchrotron*, SIS, der GSI, mit einer Strahlenergie von $2 \text{ GeV pro Nukleon}$ nach ρ^0 -Mesonen zu suchen.

	$\rho^0(770)$	$\omega(782)$
Quantenzahlen $I^G (J^PC)$	$1^+ (1^{--})$	$0^- (1^{--})$
Masse	$775,85 \pm 0,5 \text{ MeV}/c^2$	$782,59 \pm 0,11 \text{ MeV}/c^2$
Zerfallsbreite Γ	$150,3 \pm 1,6 \text{ MeV}/c^2$	$8,49 \pm 0,08 \text{ MeV}/c^2$
ausgewählte Zerfallskanäle und deren Verzweigungs- verhältnisse (BR)	\overline{BR} $\pi^+ \pi^- \approx 100\%$ $e^+ e^- 4,7 \times 10^{-3}$	\overline{BR} $\pi^+ \pi^- \pi^0 89,1\%$ $\pi^0 \gamma 8,92\%$ $\pi^+ \pi^- 1,7\%$ $e^+ e^- 7,14 \times 10^{-5}$

Tabelle 7.5: Eigenschaften der ρ^0 - und ω -Mesonen [Eid04, E+04]

7.3.2 Analyse

Zu diesem Zweck wurden die gleiche Paaranalyse basierend auf den Daten der Strahlzeit 2001, diesmal mit dem Schwerpunkt auf der Suche im Massenbereich der freien ρ - und ω -Mesonen-Massen, durchgeführt.

Zur Studie der Nachweiswahrscheinlichkeit und um mögliche Parameter für Schnittkriterien zu gewinnen, wurde auch im Falle des ρ -Mesons eine PLUTO-Simulation verwendet. 100.000 Zerfälle $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ mit jeweils einem Zerfall pro Reaktion wurden generiert. Die Impulsverteilung entspricht der einer thermischen Quelle mit einer Temperatur von 80 MeV und einer Strahlenergie von $1,9 \text{ GeV pro Nukleon}$. Die Trajektorien wurden wie bereits bei den K_S^0 mittels einer HGEANT-Simulation unter den Gegebenheiten der betrachteten Strahlzeit berechnet. Die gewonnenen Daten wurden dann bis zur Stufe der Paarkorrelationen analysiert.

Dieser Datensatz bildet die Grundlage für die folgenden Betrachtungen.

7.3.2.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Bevor im nächsten Abschnitt Schnittkriterien behandelt werden, kann anhand der Unterschiede zwischen den Eingangsdaten und den Ergebnissen der Paarrekonstruktion erste grundlegende Ergebnisse gewonnen werden bzgl. der Nachweiswahrscheinlichkeit von zwei Pionen, die aus dem Zerfall eines ρ -Mesons entstammen. Die Abbildungen 7.4 zeigen die invariante Massenverteilung nach Abschluss der PLUTO-Simulation und nach Durchlaufen der Paaranalyse. Von den ursprünglich 100.000 Ereignissen mit jeweils einem ρ^0 -Zerfall können innerhalb der Akzeptanz des HADES-Detektors 15.881 rekonstruiert werden. Somit liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit für ρ bei $\approx 16\%$. Darüber hinaus verändert sich die Form der Massenverteilung dahingehend, dass Ausläufer zu hohen Massen stark unterdrückt sind.

Desweiteren zeigt Abbildung 7.5 die Korrelation der π^+ - und π^- -Impulse, nach PLUTO (7.5(a)) und nach der Rekonstruktion (7.5(b)).

Die Paaröffnungswinkelverteilungen in Abbildung 7.6 erfahren ebenfalls eine Verschiebung ihres Mittelwertes zu kleineren Werten, da die großen Öffnungswinkel nicht mehr innerhalb vom HADES-Detektor erfasst werden können.

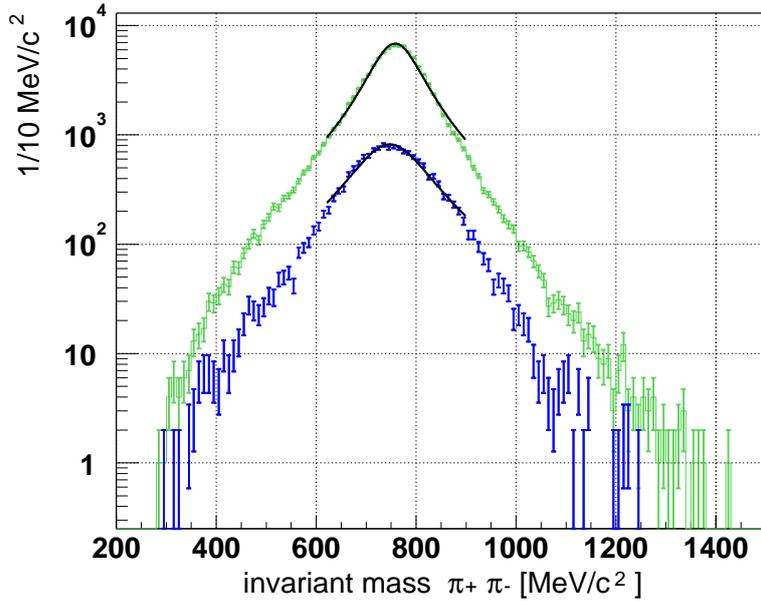


Abbildung 7.4: Vergleich der ursprünglichen PLUTO-Simulation mit den daraus rekonstruierten Ergebnissen: invariantes Massenspektrum $\pi^+\pi^-$.

7.3.2.2 Schnittkriterien

Zum Erarbeiten von ρ -selektiven Schnittkriterien wurde im Folgenden Pion- und Pionenpaar-Observablen der ρ^0 -PLUTO-HGEANT-Simulation mit den von 100.000 experimentellen Daten verglichen. Letztere stellen den Untergrund dar, unter der Annahme, dass das ρ -Signal selten auftritt. Anhand dieses Vergleichs wurden drei Observablen bestimmt, die vielversprechende Unterschiede aufweisen:

- **Spurqualität**
Für alle verwendeten Spuren wurde gefordert, dass sie eine gute Spurqualität aufweisen. D.h. die in Abschnitt 6.3.1.2 beschriebene Größe χ^2 muss einen positiven Wert annehmen.
- **Einzelimpulse der Pionen**
Vergleicht man die in Abbildung 7.7 gezeigten Korrelationen der Impulse von π^+ und π^- so lassen sich Gebiete definieren, die nicht oder zu geringen Anteilen von ρ -Zerfallsprodukten besetzt werden. Die drei folgenden Gleichungen legen diese fest:

$$p^{\pi^+} > 200 \text{ MeV}/c \quad (7.25)$$

$$p^{\pi^-} > 200 \text{ MeV}/c \quad (7.26)$$

$$p^{\pi^+} + p^{\pi^-} > 700 \text{ MeV}/c \quad (7.27)$$

$$(7.28)$$

Außerdem wird optional eine obere Grenze im Impuls für π^+ definiert:

$$p^{\pi^+} < 700 \text{ MeV}/c \quad (7.29)$$

Dieser soll die Kontamination durch fehlidentifizierte Protonen einschränken (vergl. Abschnitt 4.2.2.1).

- **Paaröffnungswinkel**
Der Paaröffnungswinkel $\theta_{1,2}$, den die Spursegmente von π^+ und π^- zueinander einnehmen, ist in Abbildung 7.8 im Vergleich dargestellt.

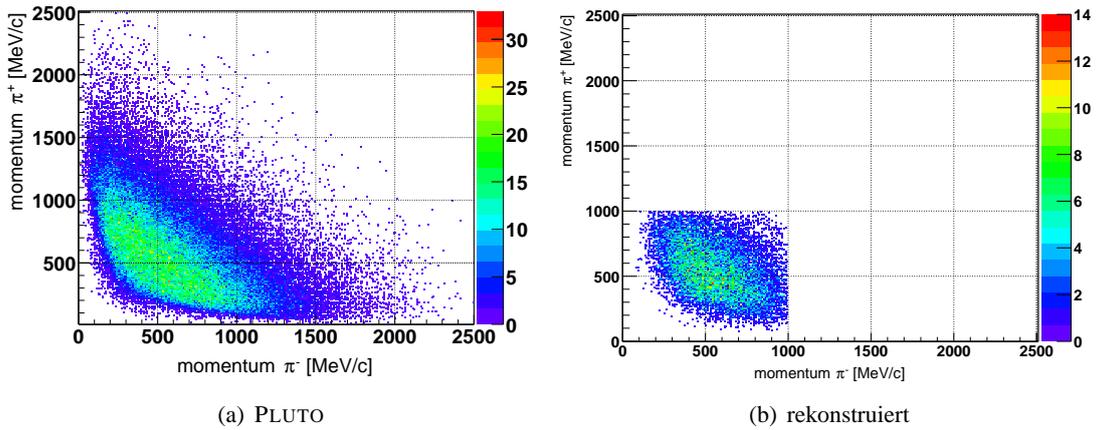


Abbildung 7.5: Vergleich der PLUTO-Simulation mit den daraus rekonstruierten Ergebnissen: Impulskorrelation zwischen π^+ und π^- .

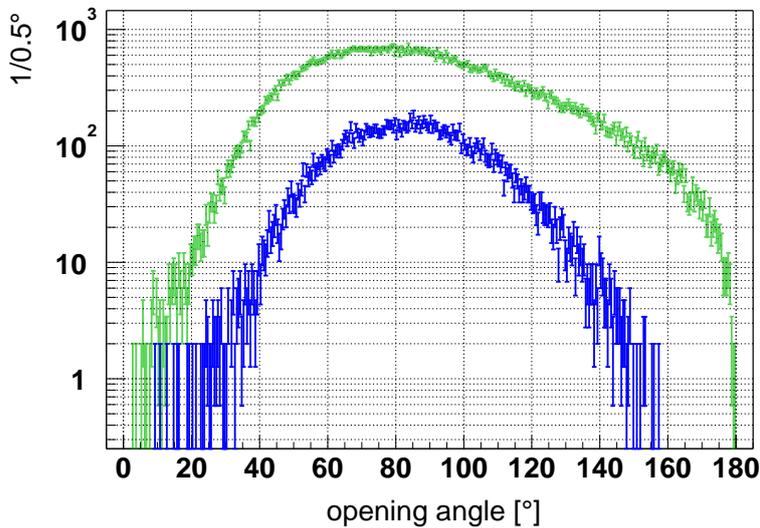


Abbildung 7.6: Vergleich der PLUTO-Simulation mit den daraus rekonstruierten Ergebnissen: Paaröffnungswinkel.

Da sich die beiden Verteilungen erst ab einem Winkel von $\approx 60^\circ$ merklich überlappen und das Maximum der Untergrundverteilung bereits überschritten wird, wurde als Schnittkriterium für ρ^0 bzgl. des Öffnungswinkels die folgende Bedingung gewählt:

$$\theta_{1,2} > 60^\circ \quad (7.30)$$

- sekundärer Vertex: z-Koordinate

Letztlich wurde ein Vertex-Kriterium gefordert, welches analog zum Sekundär-Vertex-Kriterium der K_S^0 -Analyse (6.3.2.1) definiert wird:

$$z_{\text{Sekundärvertex}} - \overline{z_{\text{Primärvertex}}} < 5 \text{ mm} \quad (7.31)$$

Denn auch hier zeigen die Verteilungen (Abbildung 7.9) für die rekonstruierten Signale eine im Vergleich zum Untergrund schmalere Verteilung, die einen Ausschluss ermöglicht.

Nach Anwendung der Schnitte auf den Simulationsdaten verbleiben die in Tabelle 7.6 aufgelisteten Zählraten für das ρ -Signal.

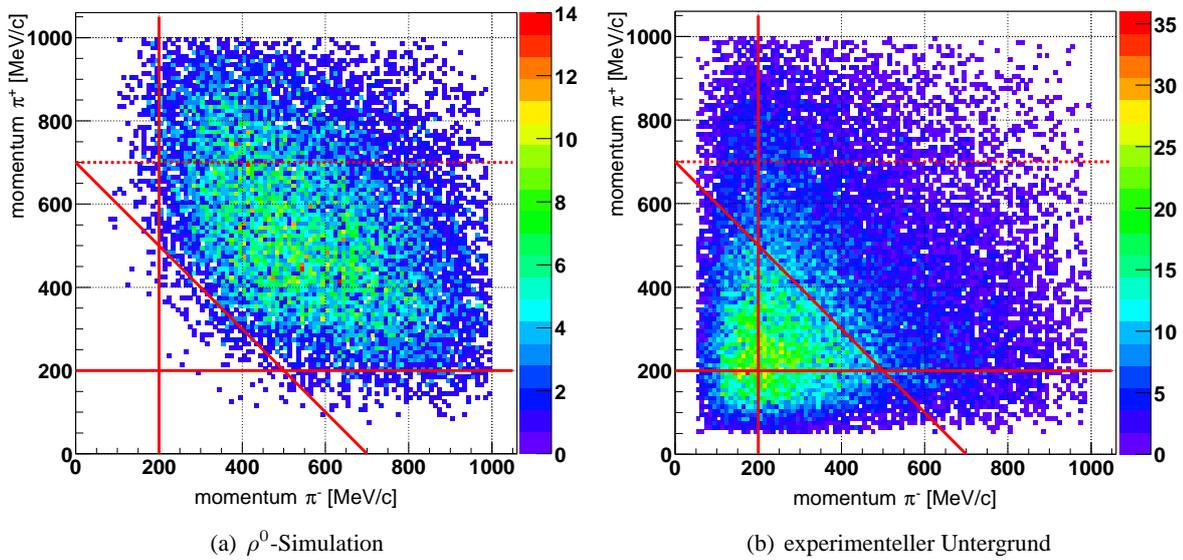


Abbildung 7.7: Vergleich der aus der ρ^0 -Simulation rekonstruierten Korrelation der Impulse von π^+ und π^- (7.7(a)) mit dem zur Darstellung eines Untergrundes verwendeten experimentellen Datensatz (7.7(b)).

Es ergibt sich danach eine Effizienz der Schnittbedingungen von:

- $68,6 \pm 0,9$ % und
- $54,0 \pm 0,7$ % bei Verwendung der Bedingung aus Gleichung 7.29.

Selektion	Anzahl	Rekonstruktionseffizienz [%]
-	100.000	100
Akzeptanz	15.881 ± 125	$15,9 \pm 1,3$
		bezogen auf Akzeptanz
Impuls	15.237 ± 123	$95,9 \pm 1,1$
Impuls, $p^{\pi^+} < 700$	11.540 ± 107	$72,3 \pm 0,9$
Öffnungswinkel	14.174 ± 119	$89,3 \pm 1,0$
sekundär Vertex	12.821 ± 113	$80,7 \pm 1,0$
χ^2	15.625 ± 125	$98,4 \pm 1,1$
alle, ohne $p^{\pi^+} < 700$	10.896 ± 104	$68,6 \pm 0,9$
alle	8.579 ± 93	$54,0 \pm 0,7$

Tabelle 7.6: Zahl und Effizienz nach Anwendung der Schnittkriterien

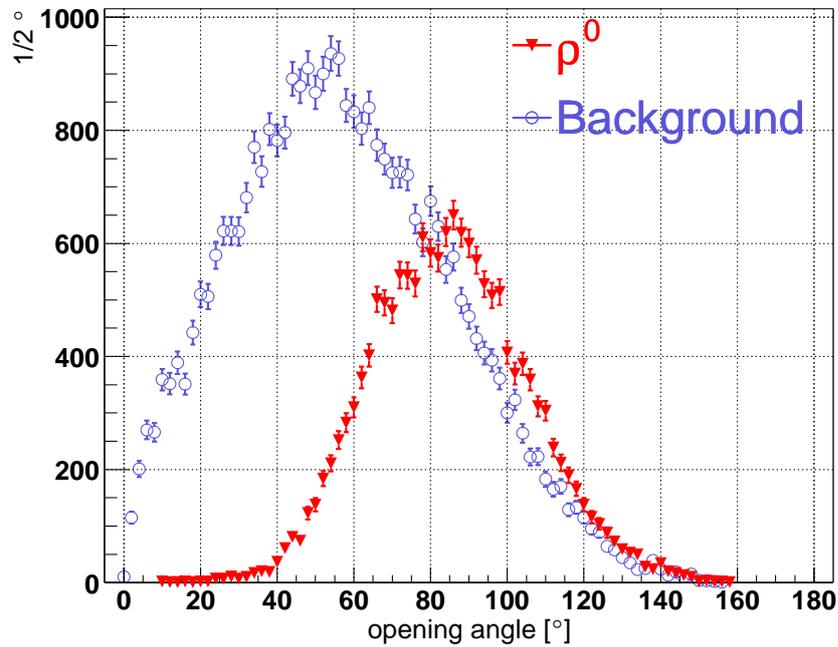


Abbildung 7.8:
Vergleich der aus der ρ^0 -Simulation rekonstruierten Öffnungswinkel (ρ^0) mit dem experimentellen Datensatz (Background).

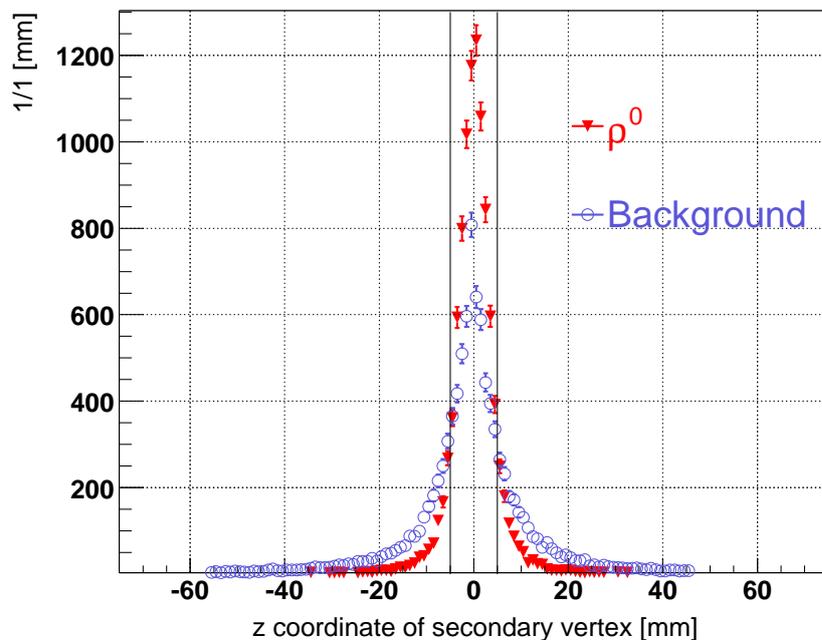


Abbildung 7.9:
Vergleich der aus der ρ^0 -Simulation rekonstruierten z-Koordinate des sekundären Vertex des Paares (ρ^0) mit dem experimentellen Datensatz (Background). Die beiden Linien stellen die äußeren Grenzen des gewählten Bereichs dar.

7.3.2.3 Ergebnis

Wendet man nun die im vorhergehenden Abschnitt definierten Schnitte auf die experimentellen Daten der Strahlzeit November 2001 an und führt die Analyse in Bezug auf den Abzug des kombinatorischen Untergrundes (Abbildung 7.10) zu Ende, so gelangt man zu den in Abbildung 7.11 präsentierten Ergebnis.

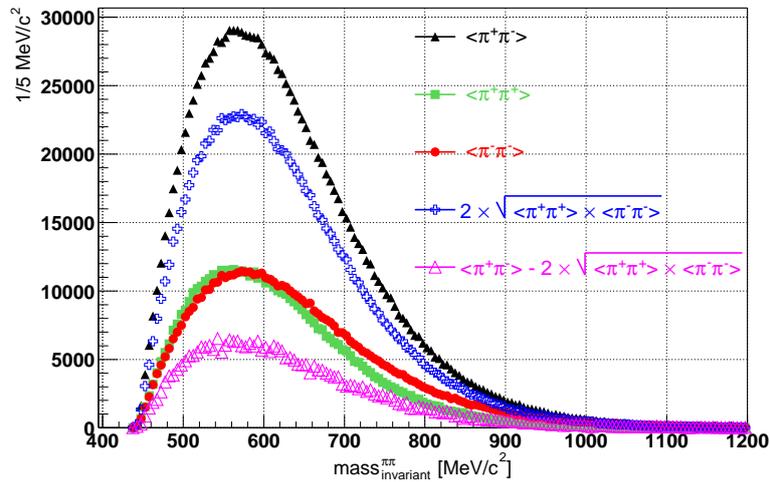


Abbildung 7.10: Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes mittels der like-sign-Methode.

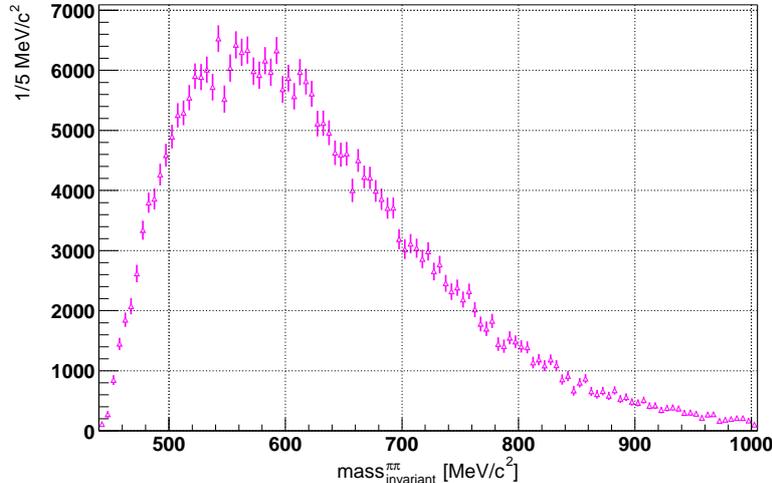


Abbildung 7.11: Ergebnis der ρ^0 Analyse

Es ist festzustellen, dass im Rahmen dieser Analyse kein eindeutiges ρ^0 Signal im Massenbereich um $770 \text{ MeV}/c$ signifikant identifiziert werden kann.

Im Rahmen dieser Untersuchung wurden darüber hinaus verschiedene Kombinationen der o.g. Selektionskriterien, sowie Modifikationen der Schwellenwerte evaluiert. Auch wurde im Rahmen der Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes die Verwendung eines Skalierungsfaktors untersucht, dessen Aufgabe es war, den rekonstruierten *like-sign* Untergrund der $\pi^+\pi^-$ -Verteilung anzupassen. Jedoch konnte in keinem dieser Fälle ein eindeutiges Signal rekonstruiert werden.

Kapitel 8

Diskussion und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, mittels der Analyse von Pionen- und Pion-Pion-Korrelationen komplementäre Informationen zur Leptonen- und Leptonenpaaranalyse von HADES beizutragen.

Um die Möglichkeiten einer Meson-Meson-Korrelationsanalyse zu erarbeiten, wurden Zerfälle von Teilchen mit Produktionsschwellen innerhalb der verfügbaren Energien untersucht, welche einen hadronischen Zerfallskanal in ein Paar geladener Pionen ($\pi^+\pi^-$) besitzen.

Die Rekonstruktion und Analyse des $\pi^+\pi^-$ -Zerfalls der K_S^0 -Mesonen in den Kapiteln 5 und 6 demonstriert dies. Dabei sind für das Reaktionssystem C + C bei 2 GeV pro Nukleon zum ersten Mal K_S^0 -Multiplizitäten bestimmt worden.

Zusätzlich ermöglichte es die vernachlässigbar schmale Signalbreite des K_S^0 die Massen- und Impulsauflösung des Detektors experimentell zu bestimmen.

Im Anschluss daran wurde, motiviert durch die in Abschnitt 7.3 zitierten Ergebnisse der STAR-Kollaboration, eine Analyse zum Nachweis des ρ^0 -Mesons durchgeführt (siehe Abschnitt 8.2.2).

Basierend auf den erarbeiteten Möglichkeiten zur Rekonstruktion von Pion-Pion-Korrelationen und deren Ergebnisse ist der Zerfall des ϕ -Mesons über seinen leptonischen Kanal in ein e^+e^- -Paar

$$\phi^0 \rightarrow e^+e^-$$

im Vergleich zu dessen hadronischen Kanal in zwei Kaonen

$$\phi^0 \rightarrow K^+K^-$$

von Interesse.

In jüngerer Zeit zeigen Vergleiche von Schwerionenreaktionen bei SPS-Energien unterschiedliche Ergebnisse für die rekonstruierten Ausbeuten und inversen Steigungsparameter des ϕ -Mesons, je nachdem ob sie über den leptonischen (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$) oder hadronischen Kanal (K^+K^-) rekonstruiert wurden, bekannt als das sog. „ ϕ -puzzle“ [Mar04b, Mar04a, Roh01]).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Daten des C + C Experiments im November 2001 bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon untersucht. Die Produktionsschwelle des ϕ -Mesons mit einer Masse von 1020 MeV/c² in freien Nukleon-Nukleon-Stößen (vergl. Abschnitt 1.2) liegt mit 2,6 GeV weit oberhalb dieser Energie. In Kern-Kern-Stößen besteht jedoch die Möglichkeit unter Berücksichtigung des Fermiimpulses und/oder mehrstufigen Prozessen Teilchen unterhalb dieser Schwelle zu produzieren. Die Wahrscheinlichkeit für solche Prozesse ist aber gering, sodass die zur Verfügung stehende Statistik für eine Untersuchung der ϕ -Mesonen nicht ausreichte. Dennoch konnte gezeigt werden, dass prinzipiell Meson-Meson-Korrelationen rekonstruiert werden können.

Grundlage für alle Pionen-Paar-Analysen ist die Rekonstruktion und Analyse von Pionen (Kapitel 4 und 5). Durch die große geometrische Akzeptanz und die hohe Ratenfestigkeit des HADES-Detektors wird hier eine sehr detaillierte Datenbasis für weitere Analysen ermöglicht. Im Falle der Pionen ist es prinzipiell möglich nahezu den gesamten Rapiditätsbereich der betrachteten Reaktion zu untersuchen. Eingeschränkt wird dieser Blick durch die zum Zeitpunkt des Experiments verwendeten TOFINO-Detektoren, deren geringe Granularität zu Einschränkung im Bereich der Vorwärtsrapidität ($y > 0.9$) führt.

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Pionen- und der Korrelationsanalyse diskutiert und mit anderen Experimenten verglichen.

8.1 Pionen

Als leichteste Mesonen, und damit auch eine der häufigsten Teilchenarten, die bei Schwerionenreaktionen produziert werden, waren Pionen oft Gegenstand experimenteller Untersuchungen. Das System C + C wurde bei einer SIS Strahlenergie von $2 \text{ GeV pro Nukleon}$ jedoch nur von wenigen Experimenten dokumentiert. U.a hat die KAOS-Kollaboration diese Reaktion näher untersucht [För98, Stu01]. Für die oben genannte Reaktion werden für einen Laborwinkel von $40 \pm 4^\circ$, der in etwa den Bereich der Schwerpunktsrapidität bei $y_{cm} \approx 0.9$ beschreibt, die folgenden Werte genannt:

1. die mittels einer Anpassung einer Impulsverteilung durch eine Summe von zwei Boltzmann-Verteilungen gewonnenen *inversen Steigungsparameter* T_1 und T_2 , sowie
2. die Produktionswirkungsquerschnitte, unter der Annahme einer isotropen Verteilung,

welche in Tabelle 8.1 aufgeführt sind. Die Produktionswirkungsquerschnitte werden durch eine Normierung auf den geometrischen Wirkungsquerschnitt (Gleichung 8.1)

$$\sigma_{\text{Reaktion}}^{\text{C+C, geometrisch}} = \pi r_0^2 \left(A_P^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}} \right)^2 = \pi (1,2 \text{ fm})^2 \left(12^{\frac{1}{3}} + 12^{\frac{1}{3}} \right)^2 = 948 \text{ mb} \quad (8.1)$$

($A_{P,T}$: Massenzahlen des Projektils bzw. Targets, r_0 : mittlerer Nukleonabstand) in Multiplizitäten umgerechnet, um sie mit den in dieser Arbeit ermittelten vergleichen zu können.

		KAOS	HADES ($M_{META} \geq 4$)
Produktionswirkungsquerschnitt σ [mb]	π^+	740 ± 50	-
	π^-	740 ± 50	-
Multiplizität	π^+	$0,78 \pm 0,052$	$0,91 \pm 0,14$
	π^-	$0,78 \pm 0,052$	$0,87 \pm 0,13$
T_1 [MeV]	π^+	$86,8 \pm 0,7$	82 ± 3
	π^-	$86,8 \pm 0,6$	79 ± 2
T_2 [MeV]	π^+	$40,4 \pm 1,5$	32 ± 2
	π^-	$39,6 \pm 1,4$	31 ± 2

Tabelle 8.1: Produktionsquerschnitte und Multiplizitäten für π^+ und π^- im Vergleich mit Ergebnissen der KAOS-Kollaboration [För98, Stu01].

Im Rahmen der Fehler stimmen die gemessenen Werte mit KAOS überein. Mögliche Unterschiede bei den Pionenmultiplizitäten lassen sich hierbei insbesondere wie folgt begründen:

Die Daten wurden unter der Multiplizitätsbedingung des Triggers $M_{META} \geq 4$ aufgenommen. Dadurch verschiebt sich die Multiplizität gegenüber den unbeeinflussten Werten („*minimum bias*“) zu höheren Werten.

Eine Verbesserung in der Analyse ließe sich darüber hinaus durch eine verbesserte Statistik im Rahmen der Akzeptanz, „Purity“ und Effizienzbestimmung erzielen. Augenblicklich liegt der mittlere Fehler bei $\approx 15\%$ und könnte damit gesenkt werden.

8.2 Korrelationen

8.2.1 Kaonen

Da K_S^0 im Stoßsystem C + C bei Strahlenergien von 2 GeV pro Nukleon im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal rekonstruiert wurden, werden die Ergebnisse mit ausgewählten Experimenten verglichen, die bei SIS-Energien statt der neutralen Kaonen geladene nachwiesen (8.2.1.1) oder bei gleicher Energie die K_S^0 -Produktion in schwereren Stoßsystemen (8.2.1.2) untersuchten.

8.2.1.1 Vergleich mit K^+

Nach Anwenden aller Korrekturen und der fehlergewichteten Kombination der beiden möglichen Methoden zur Restuntergrundbestimmung (Abschnitt 7.2.1) ergibt sich eine Multiplizität für K_S^0 von

$$M_{\mathbf{K}_S^0, \text{min.Bias}} = (1, 2 \pm 0, 3) \times 10^{-3} \quad (8.2)$$

und daraus entsprechend für $M_{K^0} = M_{K_S^0} + M_{K_L^0} = 2 M_{K_S^0}$:

$$M_{\mathbf{K}^0, \text{min.Bias}} = (2, 5 \pm 0, 7) \times 10^{-3} \quad (8.3)$$

Im Vergleich hierzu gibt die KAOS-Kollaboration [Stu01] für das gleiche Stoßsystem und die gleiche Strahlenergie den folgenden Produktionswirkungsquerschnitt für positiv geladene K^+ -Mesonen an:

$$\sigma_{\mathbf{K}^+}^{\text{C+C, 2 GeV/Nukleon}} = (5, 21 \pm 0, 54) \text{ mb} \quad (8.4)$$

Normiert man diesen Wert auf den geometrischen Reaktionswirkungsquerschnitt einer C + C-Reaktion (Gleichung 8.1), so ergibt sich hieraus eine Multiplizität für K^+ von

$$M_{\mathbf{K}^+, \text{min.Bias}}^{\text{C+C, 2 GeV/Nukleon}} = \frac{\sigma_{\mathbf{K}^+}^{\text{C+C, 2 GeV/Nukleon}}}{\sigma_{\text{Reaktion}}^{\text{C+C, geometrisch}}} = (5, 49 \pm 0, 57) \times 10^{-3} \quad (8.5)$$

Hieraus ergibt sich das Verhältnis:

$$\frac{M_{\mathbf{K}^+, \text{min.Bias}}^{\text{C+C, 2 GeV/Nukleon}}}{M_{\mathbf{K}^0, \text{min.Bias}}^{\text{C+C, 2 GeV/Nukleon}}} = 2, 2 \pm 0, 7 \quad (8.6)$$

Aufgrund der Isospinsymmetrie des Stoßsystems $^{12}_6\text{C}_6 + ^{12}_6\text{C}_6$ wird ein Verhältnis von ≈ 1 erwartet. Dies ist in Gleichung 8.6 nicht der Fall, doch lässt sich im Rahmen der Messfehler nicht ausschließen, dass dies dennoch zutreffend ist, da diese Abweichung nicht signifikant (Signifikanz: 1,44) ist. Mögliche nicht weiter untersuchte Ursachen für eine Abweichung liegen in der Annahme einer isotropen Emission der K_S^0 , da für K^+ eine polare Winkelverteilung (vergl. Gleichung 8.7) von

$$\frac{dN}{d \cos(\theta_{cm})} \propto 1 + a_2 \cos^2(\theta_{cm}), \quad a_2 = 1,24 \pm 0,12 \quad (8.7)$$

ermittelt wurde [Stu01]. Bei einer Bestimmung des Integrals über diese asymmetrische Verteilung ergibt sich im Vergleich zum symmetrischen Fall ($a_2 = 0$) ein um den Faktor $(1 + \frac{a_2}{3}) = 1 + (0,41 \pm 0,13)$ [Stu01] größerer Wert. Demnach kann das ermittelte K_S^0 Ergebnis um bis zu 41 % größer sein.

8.2.1.2 Vergleiche mit anderen Reaktionssystemen

Die Tabelle 8.2 zeigt im Vergleich zu den Ergebnissen dieser Arbeit die K_S^0 -Produktionsraten zweier weiterer Experimente, die die Produktion von K_S^0 bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon für andere Stoßsysteme als C + C untersuchten:

- Die K_S^0 -Produktion im System Ni + Ni bei 1,93 GeV pro Nukleon, die am FOPI-Experiment am SIS der GSI gemessen wurde [Mar04d].
- Die Messung der K_S^0 -Produktion im System Ni + Ni bei 2, 4, 6, 8 GeV pro Nukleon, welche am Experiment E895 am Alternating Gradient Synchrotron (AGS) im Brookhaven National Laboratory erfolgte [A+99b].

Experiment	Strahlenergie [GeV pro Nukleon]	System	Systemgröße	Multiplizität
HADES	2	C + C	12	$(2,5 \pm 0,7) \times 10^{-3}$
FOPI	1,93	Ni + Ni	58	$(7,4 \pm 0,5) \times 10^{-2}$
E895	2	Au + Au	197	$(1,1 \pm 0,1) \times 10^{-1}$

Tabelle 8.2: K_S^0 -Produktion im Vergleich der Systemgrößen. Die Daten entstammen: FOPI:[Mar04d], E895:[A+99b]

8.2.2 Diskussion der ρ^0 -Analyse

Nach Anwendung der Schnittkriterien und Abzug des kombinatorischen, *like-sign* Untergrundes ergibt sich am Ende der ρ^0 -Analyse in Kapitel 7 Abschnitt 7.3 das in Abbildung 7.11 und 8.1 gezeigte Spektrum.

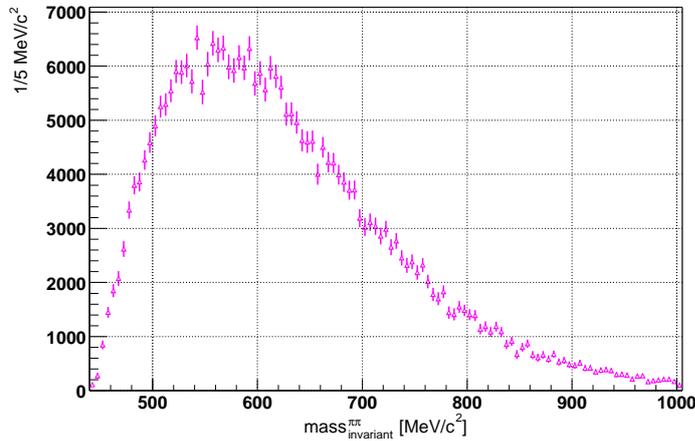


Abbildung 8.1: Ergebnis der ρ^0 Analyse

Unter der Annahme, dass das ρ^0 -Meson seine Vakuumzerfallseigenschaften (*Polmasse* : $m_{\rho^0} = 775 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma_{\rho^0} : 150 \text{ MeV}$) beibehält, stellt sich die Frage welchen Anteil ein ρ^0 -Signal an diesem Spektrum haben kann.

Als Ausgangspunkt wird das ρ^0 -Signal der PLUTO-HGEANT-Simulationsrechnungen aus Abschnitt 7.3.2 verwendet (Abbildung 7.4), das die in der Akzeptanz rekonstruierbaren ρ^0 darstellt.

Dieses muss im nächsten Schritt entsprechend den Effizienzen der Schnittkriterien (68,6 %, Tabelle 7.6) und der Triggerentscheidung ($\approx 90\%$) korrigiert werden. Letztere ergibt sich aus der Annahme, dass die ρ^0 -Produktion mit einer Produktionsschwelle von $\approx 775 \text{ MeV}$ unter vergleichbaren Zentralitätsbedingungen abläuft wie die des K_S^0 (Schwelle: 680 MeV). Durch die Selektion des Triggers ($M_{\text{META}} \geq 4$) auf zentralere Stöße sollte kein großer Einfluss bemerkbar sein (vergl. K_S^0 in Abbildung 6.9).

Weiterhin wird das Signal entsprechend dem Verhältnis von im Experiment gemessenen Reaktionen zu den simulierten Reaktionen

$$\frac{N_{\text{Experiment}}}{N_{\text{Simulation}}} = \frac{4,2 \times 10^7}{10^5} = 4,2 \times 10^2$$

angepasst.

Letztlich muss die Verteilung bezüglich des Produkts der Produktionswahrscheinlichkeit von ρ^0 mal der *Entkommwahrscheinlichkeit* skaliert werden. Letztgenannte stellt die Wahrscheinlichkeit dar, dass die ρ^0 oder die Pionen aus deren Zerfall die Reaktionszone ohne gestreut zu werden verlassen können.

Andere Zerfallskanäle können dabei vernachlässigt werden, da ρ^0 zu $\approx 100\%$ nach $\pi^+\pi^-$ zerfällt [Eid04].

Für die Abschätzung werden zwei Quellen herangezogen:

- Die erste [Bie04], auf *m_T-Scaling* beruhende Methode, gibt eine abgeschätzte Produktionswahrscheinlichkeit für ρ^0 für das Reaktionssystem C+C bei einer Strahlenergie von $2 \text{ GeV pro Nukleon}$ von $4,8 \times 10^{-3} / \text{Reaktion}$ an.

- Die zweite Quelle stellt eine URQMD-Simulationsrechnung dar [SV04, B⁺98]. Hierbei wurde für eine C+C-Reaktion bei 2 GeV pro Nukleon für zwei verschiedene Stoßparameter, $b = 0 \text{ fm}$ und $b = 3 \text{ fm}$, die Produktion von ρ^0 als Funktion der Rapidität untersucht. Darüber hinaus wurde bestimmt wieviele ρ^0 bzw. deren Reaktionsprodukte, die Pionen, ohne gestreut zu werden die Reaktionszone verlassen können. Die Abbildungen 8.2(a) und 8.2(b) zeigen die Ergebnisse dieser Rechnungen ([SV04]).

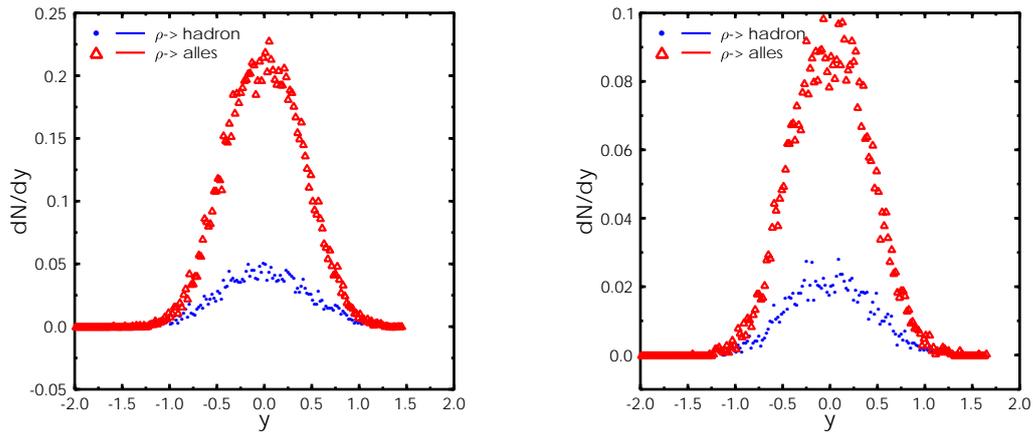
(a) Stoßparameter $b = 0 \text{ fm}$ (b) Stoßparameter $b = 3 \text{ fm}$

Abbildung 8.2: URQMD: [SV04]. ρ^0 -Rapiditätsverteilungen in einer C+C Reaktion bei einer Strahlenergie von 2 GeV pro Nukleon. Alle produzierten ρ^0 sind in rot dargestellt. Die blaue, kleinere Verteilung zeigt den Anteil der ρ^0 -Mesonen der nicht wieder absorbiert wurde oder deren Zerfallsprodukte, die Pionen, nicht gestreut wurden. Die Rechnung erfolgte für zwei verschiedene Zentralitäten, repräsentiert durch einen festen Stoßparameter: $b = 0 \text{ fm}$ 8.2(a) und $b = 3 \text{ fm}$ 8.2(b).

Integriert man über die Verteilungen mittels der Näherung

$$\int \frac{dN}{dy} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \text{Höhe} \times \text{FWHM}$$

so ergeben sich die in Tabelle 8.3 aufgeführten Werte:

Stoßparameter [fm]		Höhe	FWHM	$N = \int \frac{dN}{dy} dy$
0	alle	$0,22 \pm 0,02$	$1,2 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2 \times 10^{-1}$
0	ungestreut	$0,04 \pm 0,01$	$1,2 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,6 \times 10^{-2}$
3	alle	$0,09 \pm 0,01$	$1,2 \pm 0,2$	$4,3 \pm 0,9 \times 10^{-2}$
3	ungestreut	$0,02 \pm 0,005$	$1,2 \pm 0,2$	$9,6 \pm 2,9 \times 10^{-3}$

Tabelle 8.3: Integrale über die Rapiditätsverteilungen aus 8.2.

Im Vergleich zu den experimentellen Daten, welche nahezu „minimum bias“-Bedingungen entsprechen, beschreibt der fest gewählte Stoßparameter von 3 fm Reaktionen mit erhöhter Multiplizität. Deshalb

kann die hieraus gewonnene Skalierung als obere Abschätzung betrachtet werden.

Aus dem Verhältnis aller produzierten ρ^0 und der ungestreuten ρ^0 und Pionen in Tabelle 8.3 lässt sich die Wahrscheinlichkeit für ein *ungestreutes* Ereignis, die Entkommwahrscheinlichkeit, zu $\approx 20\%$ bestimmen. Dieser Wert wird im Folgenden zur zusätzlichen Korrektur der via m_T -scaling gewonnen Produktionswahrscheinlichkeit benutzt.

Damit ergeben sich zusammengefasst die in Tabelle 8.4 aufgeführten Korrekturfaktoren.

	Multiplizität	Entkomm- Wahrscheinlichkeit	Trigger- Effizienz	Effizienz Schnittkriterien	N_{exp}/N_{sim}
m_T -scaling	$4,8 \times 10^{-3}$	0,2	0,9	0,686	$4,2 \times 10^2$
URQMD($b = 3 fm$)	$9,6 \times 10^{-3}$	-			

Tabelle 8.4: Korrekturfaktoren zur Anpassung der ρ^0 -Simulationsergebnisse an die Experimentdaten.

Skaliert man nun die ρ^0 -Verteilung aus der PLUTO-HGEANT-Simulation mit diesen Korrekturfaktoren und überlagert diese dem Ergebnis der ρ^0 -Analyse aus Abbildung 8.1 so ergibt sich die in Abbildung 8.3 gezeigte Situation.

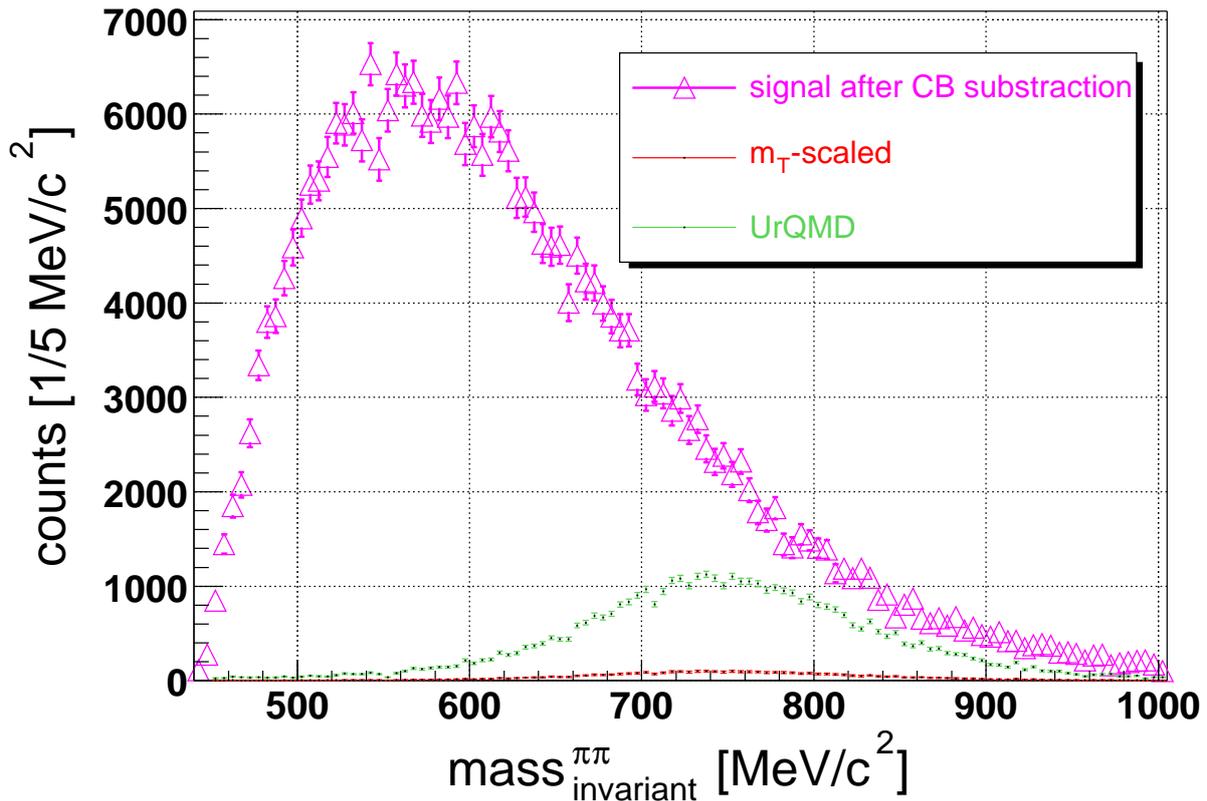


Abbildung 8.3: Ergebnis der ρ^0 -Analyse überlagert mit zwei unterschiedlich skalierten Abschätzungen für ein mögliches ρ^0 -Signal.

Da der Verlauf des Untergrundes nicht verstanden ist und deshalb nicht weiter reduziert werden kann und da dieser Strukturen unbekannter Ursache mit einer ähnlichen Breite wie das gesuchte ρ^0 aufweist,

ist es nicht möglich, weitere Aussagen über den möglichen Nachweis eines ρ^0 -Signals zu treffen. In Abbildung 8.4 ist z.B. ein Szenario dargestellt, in dem sich der Untergrund genau aus der Differenz des simulierten Signalverlaufs und der Ergebniskurve ergibt. Es ist nicht auszuschließen, dass dieser Fall eintritt. Er ist nicht sehr wahrscheinlich, doch ist die Aussage nicht weiter überprüfbar. Es ist anzunehmen, dass ein Signal nicht mehr zu übersehen ist, wenn es die Strukturen des Untergrunds überragen wird, d.h. dass das Signal mindestens so groß ist wie der Untergrund. Dies bedeutete für Abbildung 8.4 eine 6- bis 7-fache Überhöhung des URQMD-Signals, damit diese Forderung erfüllt ist. Dies entspräche einer oberen Abschätzung der ρ^0 -Multiplizität von $\approx 7 \times 10^{-2}$.

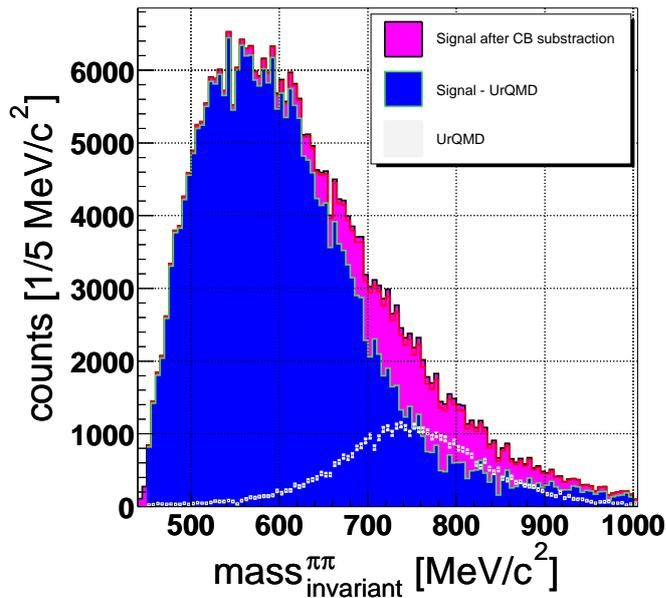


Abbildung 8.4: Hypothese, dass der Untergrund (blau) exakt die Differenz zwischen simuliertem URQMD-Signal (helle Kurve) und der Ergebniskurve (pink) aus Abbildung 8.1 darstellt, dabei stellt das URQMD-Signal eher ein oberes Limit für die Signalstärke dar.

Wird jedoch darüber hinaus zusätzlich eine mögliche Modifikation der Spektralfunktion des ρ^0 im Medium miteinbezogen, so wie es gängige theoretische Modelle hervorsagen – z.B. [RW00] eine Verbreiterung der Zerfallsbreite von ρ^0 um $\approx 25 \text{ MeV}/c$ – verringert sich die Aussagekraft des Ergebnisses noch zusätzlich.

8.3 Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass über die Pionen- und Pionenpaarkorrelationsanalysen komplementäre und quantitative Ergebnisse zur Unterstützung der Leptonenanalyse von HADES erbracht werden können.

Für zukünftige Analysen zeichnet sich in beiden Pionenpaaranalysen ab, dass es essentiell ist die Untergrundverteilungen zu verstehen und/oder besser beschreiben zu können.

Aus der Untersuchung zu möglichen Ursachen für den verbleibenden Untergrund in der K_S^0 -Analyse (Abschnitt 6.5) geht hervor, dass diese Verteilungen aus falsch rekonstruierten („no common track“) Spuren bestehen, sowie Sekundärreaktionen, die gehäuft im ausgedehnten Target bzw. targetnahen Detektormaterialien entstammen. Beide sind im Rahmen der Möglichkeiten dieser Analyse nicht zu entfernen bzw. zu erkennen.

Im Falle der ρ^0 -Analyse ist zu klären welche Ursachen zu den Strukturen im Untergrund führen, ob zum

Beispiel weitere korrelierte Pion-Pion-Quellen existieren, die einen zusätzlichen Beitrag im invarianten Massenspektrum erbringen, welcher über die bisherigen Selektionsschnitte nicht reduziert werden konnte.

Bei den Möglichkeiten, die zu einer Verbesserung der K_S^0 und ρ^0 -Analysen führen können, muss unterschieden werden zwischen Methoden, die man auf den bestehenden Datensatz anwenden kann und solchen, die die mittlerweile erweiterten Möglichkeiten des HADES-Detektors hinsichtlich kommender Experimente betrachtet.

Eine verbesserte Beschreibung des unkorrelierten, kombinatorischen Untergrundes verspricht die in Abschnitt 6.4 angesprochene *event-mixing* Methode. Systematische Studien zum Verständnis und zur Normierung sind im Rahmen der laufenden Dileptonenanalyse bereits begonnen worden. Ergebnisse und Methoden hieraus kann man in Zukunft auf die Dipionenanalyse übertragen und daran anpassen.

Desweiteren empfiehlt es sich die Simulationen im Vorfeld der Analyse zu präzisieren, damit Detektorakzeptanz- und Effizienzen detaillierter werden, bis dato fehlende Paarakzeptanzuntersuchungen berücksichtigt werden und für die Untergrundbestimmung korrelierter Quellen evtl. geeignete Schnittkriterien erarbeitet werden können.

Hinsichtlich der Auswertung von Experimenten nach 2001 bieten sich weitere Möglichkeiten an:

Zur Durchführung des Experimentes im November 2001 standen nur die inneren Driftkammern in Kombination mit dem META-Detektor hinter dem Magnetfeld zur Spurkandidaten- und Impulsrekonstruktion zur Verfügung.

Mittlerweile sind 22 von 24 Driftkammern fertiggestellt und eingebaut. Der Einbau der verbleibenden zwei äußersten Kammern steht kurz bevor.

Hiermit eröffnet sich zur Spurrekonstruktion die Möglichkeit zwei Spursegmente, jeweils eins vor und hinter dem Magnetfeld, zu kombinieren. Durch die damit gegebene zusätzliche Richtungsinformation des zweiten, äußeren Spursegments ist eine effektive Unterdrückung von Fehlkombinationen möglich und infolgedessen auch jede zusätzliche Kombinationsmöglichkeit bei der Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes.

Darüber hinaus sind mit vier Kammern Impuls- und Massenauflösung im Bereich von 1% (im Massenbereich des ω -Mesons) erreichbar [Sch95].

Ebenso ließe sich das bestehende Spurmodell zur Spurrekonstruktion, das auf der Annahme von zwei geraden Segmenten in einem feldfreien Bereich außerhalb der Magnetfeldspulen beruht, durch komplexere Trajektorienbeschreibung ersetzen. Dadurch ließen sich Spuren mit einem Impuls unterhalb von $100 - 200 \text{ MeV}/c$, die von dem *Segment-Segment*-Ansatz abweichen [Mar04c], besser beschreiben. Damit kann die Auflösung in der Vertexrekonstruktion verbessert werden.

Als weitere technische Maßnahme zur Unterdrückung von Sekundärprozessen im Targetbereich ist die Optimierung der Targetgeometrie auf wesentlich dünnere Targets anzustreben. Dies ist in den vergangenen Nachfolgeexperimenten zu der Strahlzeit im November 2001 sukzessive durchgeführt worden, in dem man nun in Strahlrichtung segmentierte Targets verwendet.

Sobald mindestens eine dieser Methoden zur Beschreibung und Unterdrückung des Untergrundes realisiert wird, lässt sich eine detaillierte, differentielle Analyse der K_S^0 Produktion durchführen.

Im Bereich der Simulation bedarf es, wie bereits erwähnt, einer detaillierteren Betrachtung der paarweisen Akzeptanz-, Effizienz-, „Purity“, etc. Korrekturen bei einer bedeutend höheren Pionenpaarstatistik. Um die Suche nach den ρ^0 -Mesonen fortzuführen, bedarf es mehr Hintergrund von Seiten der Ereignis-

generatoren, sowie eine detaillierte, differentielle Betrachtungsweise der Produktionsraten um eventuell vorhandene Selektionskriterien herausarbeiten zu können.

Letztendlich liegt es nahe, die Untersuchung der K_S^0 -Produktion auf weitere Strahlenergien und Stoßsysteme auszudehnen. Hierfür bieten sich die Daten der bereits durchgeführten Experimente C + C bei 1 GeV/Nukleon , p + LH₂ bei bis zu $4,9 \text{ GeV}$ sowie der kommenden Strahlzeiten, unter anderem Ca + Ca, an.

Anhang A

Methoden - Übersicht

Zur Hadronenidentifikation stehen verschiedene Methoden zur Verfügung anhand der kinematischen Größen der Trajektorien, des Impulsvektors, der Flugzeit, der Krümmung der Flugbahn - im Falle von HADES reduziert auf das Vorzeichen der polaren Ablenkung der Trajektorie im Magnetfeld - sowie weiteren Informationen eine Zuweisung zu ermöglichen. Ziel dieses Kapitels ist es einen Überblick über die bei HADES angedachten und verwendeten Verfahren zu geben.

A.1 Kinematik

Diese Methode besteht darin, dass man ein- oder mehrdimensionale Schnitte bzw. Auswahlbereiche in den direkt aus der Impulsbestimmung, bzw. der Flugzeitmessung gewonnenen Variablen festlegt. Durch die Gleichung A.1,

$$p \cdot c = \beta \cdot \gamma \cdot m \cdot c^2 \quad (\text{A.1})$$

$$\text{mit } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$\rightarrow p \propto \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}} \quad (\text{A.2})$$

mit p als Impuls, β der Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c und der Masse m , sind diese miteinander verknüpft. Dabei kann die Masse m als Proportionalitätskonstante betrachtet werden (A.2).

Unter diesen Voraussetzungen können Auswahlbereiche definiert werden:

- **eindimensional:**
Hierbei werden für Impulsintervalle jeweils Ober- und Untergrenzen für β bzw. die darin eingehende Flugzeit definiert. Dies erfolgt, indem um den idealen Messwert für diesen Impuls(Bereich) bei gegebener Masse, ein Fenster entsprechend $\text{ideal} \pm n \times \sigma$, mit σ dem der Standardabweichung der Messfehlerverteilung gesetzt wird.
- **zwei- und mehrdimensional:**
Verkleinert man die Impulsbereiche, so nähert man sich dem zweidimensionalen Grenzfall an.

Hier werden die Auswahlbereiche nicht mehr durch eindimensionale Fenster sondern durch 2-dimensionale Auswahlgebiete definiert. Auch diese lassen sich mittels Fehlerbetrachtungen motivieren. Ein Weg in diese Richtung ist eine grafisch motivierte Auswahl der Bereiche, wie sie in dieser Analyse (Abschnitt 4.1) verwendet wird.

Auch im mehrdimensionalen Falle, kann man in jeder Dimension einzeln für sich Bereiche selektieren, insofern es gelingt die Funktionalitäten, evtl. unter Zuhilfenahme von Hauptachsentransformation zu linearisieren oder sie, wie im o.g. Falle, abschnittsweise zu definieren.

A.2 Berechnungen der Masse - Massenselektion

Anhand der gemessenen Flugzeit t , der Kenntnis der entsprechenden Trajektorienlänge s sowie des Impulses p lässt sich die Masse m bestimmen:

$$\beta = \frac{s}{t \cdot c}$$

$$\beta \cdot \gamma = \sqrt{\frac{\beta^2}{1 - \beta^2}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{s}{t \cdot c}\right)^2}{1 - \left(\frac{s}{t \cdot c}\right)^2}}$$

$$p \cdot c = \beta \gamma m \cdot c^2$$

$$\rightarrow m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1} \quad (\text{A.3})$$

$$\rightarrow m = \frac{p}{c} \cdot \sqrt{\left(\frac{t \cdot c}{s}\right)^2 - 1} \quad (\text{A.4})$$

$$\rightarrow m^2 = \left(\frac{p}{c}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right) \quad (\text{A.5})$$

$$\rightarrow m^2 = \left(\frac{p}{c}\right)^2 \cdot \left(\left(\frac{t \cdot c}{s}\right)^2 - 1\right) \quad (\text{A.6})$$

Es ergeben sich Verteilungen (Gleichungen A.3 oder A.4) als Funktion der ermittelten Massen bzw. deren Quadrate (Gleichungen A.5 und A.6). Letztere vermeiden „unphysikalischer“ Ergebnisse (negative Massen), die sich aufgrund endlicher Detektoraufösungen ergeben. In diesen Verteilungen lassen sich nun analog zum Abschnitt A.1 ein- oder mehrdimensionale Auswahlbereiche definieren.

A.3 Statistische Methoden - Bayes

Alle bisher beschriebenen Methoden identifizieren sich über Auswahlmethoden, d.h. der Aussage: „Trajektorie a ist ein Teilchen der Sorte X mit einer Reinheit ρ und Effizienz von ϵ “. Einen anderen Weg beschreiben statistische Methoden, die die folgende Aussage treffen: „Trajektorie b ist mit einer Wahrscheinlichkeit w_X ein Teilchen der Sorte X, w_Y ein Teilchen der Sorte Y, etc. ...“.

In neuerer Zeit sind solche Methoden basierend auf der Bayes-Theorie [Lin03, Bar02, Eid04] aufgekommen. Mit Kenntnis der Simulation wird für jede erwartete Teilchenspezies eine Wahrscheinlichkeit berechnet innerhalb eines n-dimensionalen Koordinatenraumes aufzutreten, die sogenannte *pdf*, „*particle distribution function*“. Wobei dieser Koordinatenraum auch durch eine Hauptachsentransformation aus

zunächst physikalischen Werten in einen abstrakten Raum überführt worden sein kann. Hierfür können neben den rein kinematischen Koordinaten auch weitere zusätzliche Parameter anderer Detektoren, sowohl von diskreter als auch kontinuierlicher Natur, mit einbezogen werden.

Für jede Trajektorie kann nun mittels der Bayes-Theorie eine Wahrscheinlichkeit angegeben werden einer bestimmten Teilchenspezies anzugehören. Dieses Verfahren wird in nächster Zukunft zum Standardverfahren innerhalb der HADES Analyse werden (siehe u.a.:[\[Chr03\]](#)).

A.4 Zusätzliche Methoden

Bis jetzt wurden in die Hadronenidentifikation nur kinematische Observablen der Flugzeitdetektoren sowie der Spurrekonstruktion in die Betrachtung mit einbezogen. Aber abgesehen von diesen lassen sich die Informationen anderer Komponenten des HADES-Detektors und weitere Eigenschaften der Detektoren nutzen, die Identifikation zu ergänzen oder im Falle von Hadronen zu bereinigen:

A.4.1 Energieverlust

Durchquert ein geladenes Teilchen Materie so verliert dieses Energie. Prozesse, die hierzu beitragen, sind hauptsächlich die Ionisation und atomare Anregungen des Absorbers. Der durchschnittliche differentielle Energieverlust pro Wegstrecke lässt sich gemäß der Bethe-Bloch Formel (A.7) [\[Hag02\]](#) beschreiben:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (\text{A.7})$$

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$$

ze : Ladung des einfallenden Teilchens

Z : Ordnungszahl des Absorbers

A : Massenzahl des Absorbers

$m_e c^2$: Masse des Elektrons $\times c^2$

I : durchschnittliche Ionisationsenergie des Absorbers

δ : Korrektur zum Dichteeffekt [\[Hag02\]](#)

N_A : Avogadro Zahl

r_e : klassischer Elektronen Radius = $e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$

T_{\max} is hierbei die maximale kinetische Energie, die in einem einzelnen Stoß auf ein freies Elektron übertragen werden kann:

$$\begin{aligned} T_{\max} &= \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \\ &= \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\beta^2 \gamma^2 + \left(\gamma + \frac{m_e}{M}\right)^2} = \frac{2m_e c^2}{1 + \left(\frac{1}{\beta} + \frac{m_e c^2}{Pc}\right)^2} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

M : Masse des einfallenden Teilchens

P : Impuls des einfallenden Teilchens

Am HADES-Detektor sind es vor allem die aus Szintillationsmaterial bestehenden Flugzeitdetektoren (siehe 2.1.2), die sich zur dE/dx Messung heranziehen lassen. Eine detaillierte Analyse zu diesem Thema findet sich bei [Zov03a].

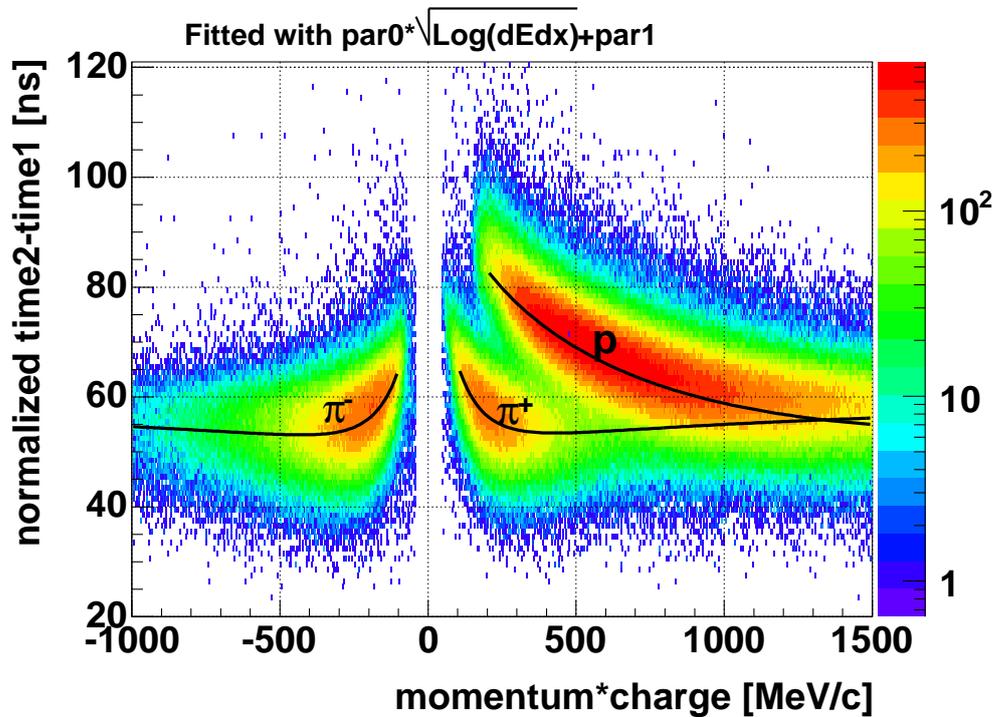
In neuerer Zeit haben Untersuchungen der Driftkammereigenschaften gezeigt [Mar04c], dass auch deren Signale über die reine Ortsinformation hinaus ebenfalls für eine Energieverlustmessung und damit zu einer Teilchenidentifikation bzw. -bereinigung herangezogen werden können. Die sogenannte „*Time above Threshold*“, welche die Verweildauer des Kammersignals über einer Diskriminator-Schwelle definiert, kann, unter Berücksichtigung des Einfallswinkels des Teilchens auf die Driftzelle, als Maß für die Primärisation des Teilchens gedeutet werden. Durch die Addition der Signale von Driftzellen in bis zu 24 Kammerebenen lassen sich verwertbare Unterscheidungskriterien für verschiedenen Teilchensorten herausarbeiten.

Die Abbildungen A.1(a) für die MDC und A.1(b) für den TOF-Detektor zeigen exemplarisch den Energieverlust aufgetragen gegen den Impuls für Daten aus November 2001.

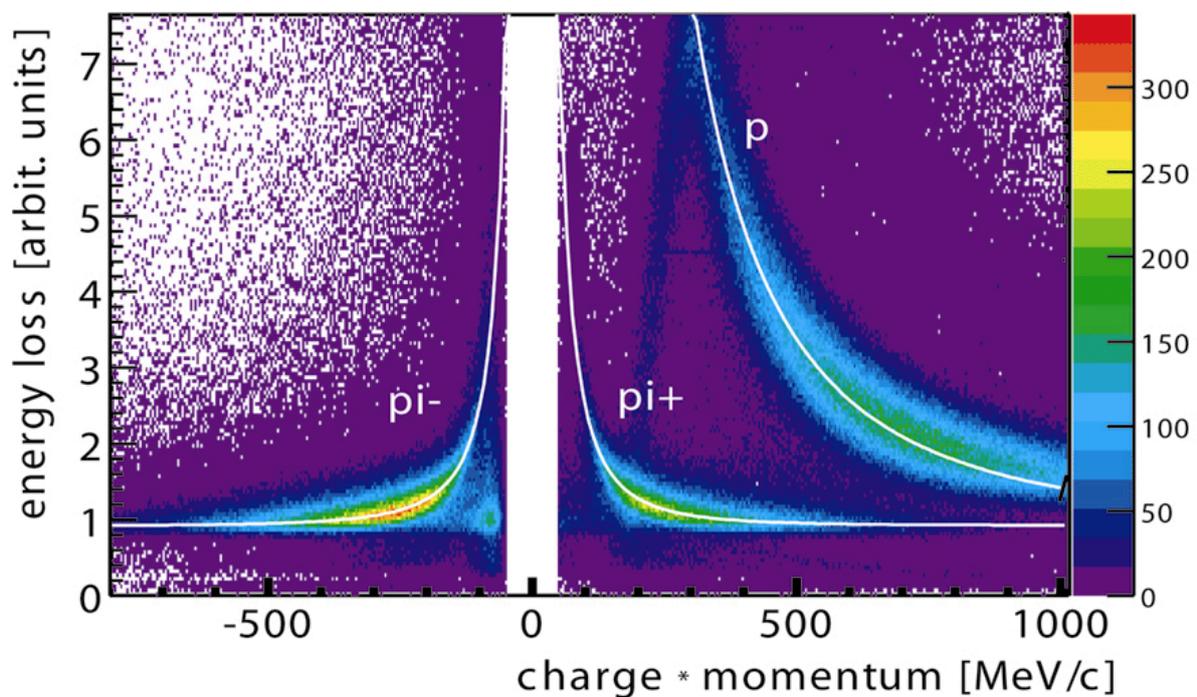
A.4.2 Vetomethoden

Der HADES-Detektor wurde primär entwickelt um Elektronen und Positronen zu identifizieren. Dazu stehen neben der kinematischen Identifikation weitere ortsauflösende Detektoren zur Verfügung. Dies sind zum einen der RICH-Detektor (s. 2.1.3.1) sowie der PreSHOWER (s. 2.1.3.2). Beide Detektoren liefern in Verbindung mit der Spurrekonstruktion Informationen, ob die Trajektorie von einem Lepton stammt (siehe Leptonenanalysen in [Ebe04, Fab03, Otw03, Bie04, Toi04]). Im Umkehrschluss könnte dieses Prinzip genutzt werden, Leptonen aus den Hadronen herauszufiltern.

Normalized time2-time1 vs. momentum



(a) MDC



(b) TOF

Abbildung A.1: Möglichkeiten der Energieverlustmessung bei HADES. Abbildung A.1(a) zeigt den differentiellen Energieverlust in MDC [Mar04c]. Abbildung A.1(b) zeigt den differentiellen Energieverlust im TOF-Detektor von HADES für Daten der Strahlzeit November 2001 aufgetragen gegen den Impuls [Zov03a].

Anhang B

Zusammenstellung der Korrekturmatriizen der Teilchenidentifikation

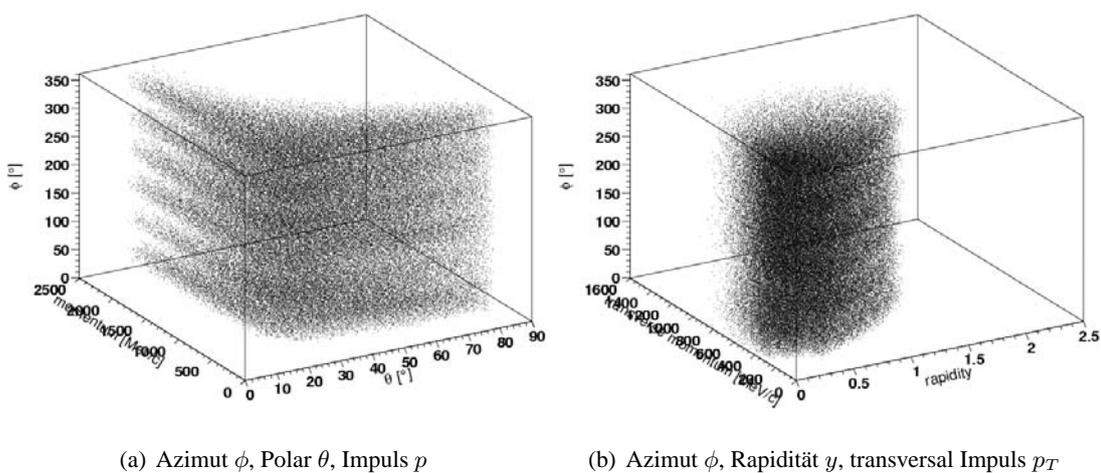


Abbildung B.1: 3D-Darstellung der Phasenraumabdeckung durch den HADES-Detektor, in den Koordinaten: Azimut ϕ , Polar θ , Impuls p (B.1(a)) bzw. Azimut ϕ , Rapidity y , transversal Impuls p_T (B.1(b)).

B.1 unbereinigte Korrekturmatriizen

B.1.1 Identifikationseffizienz

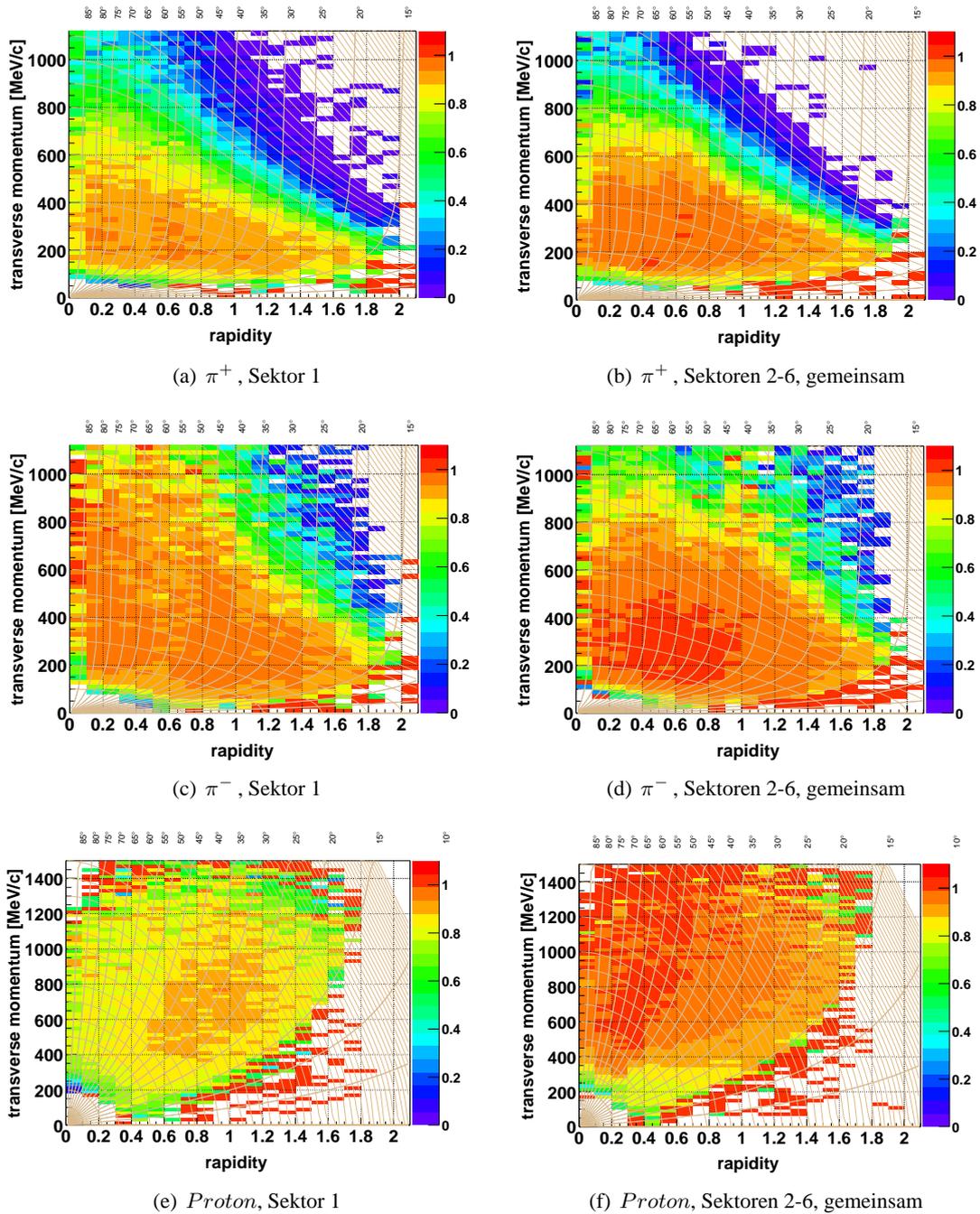


Abbildung B.2: Effizienz der Teilchenidentifikation als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.1.2 „Purity“

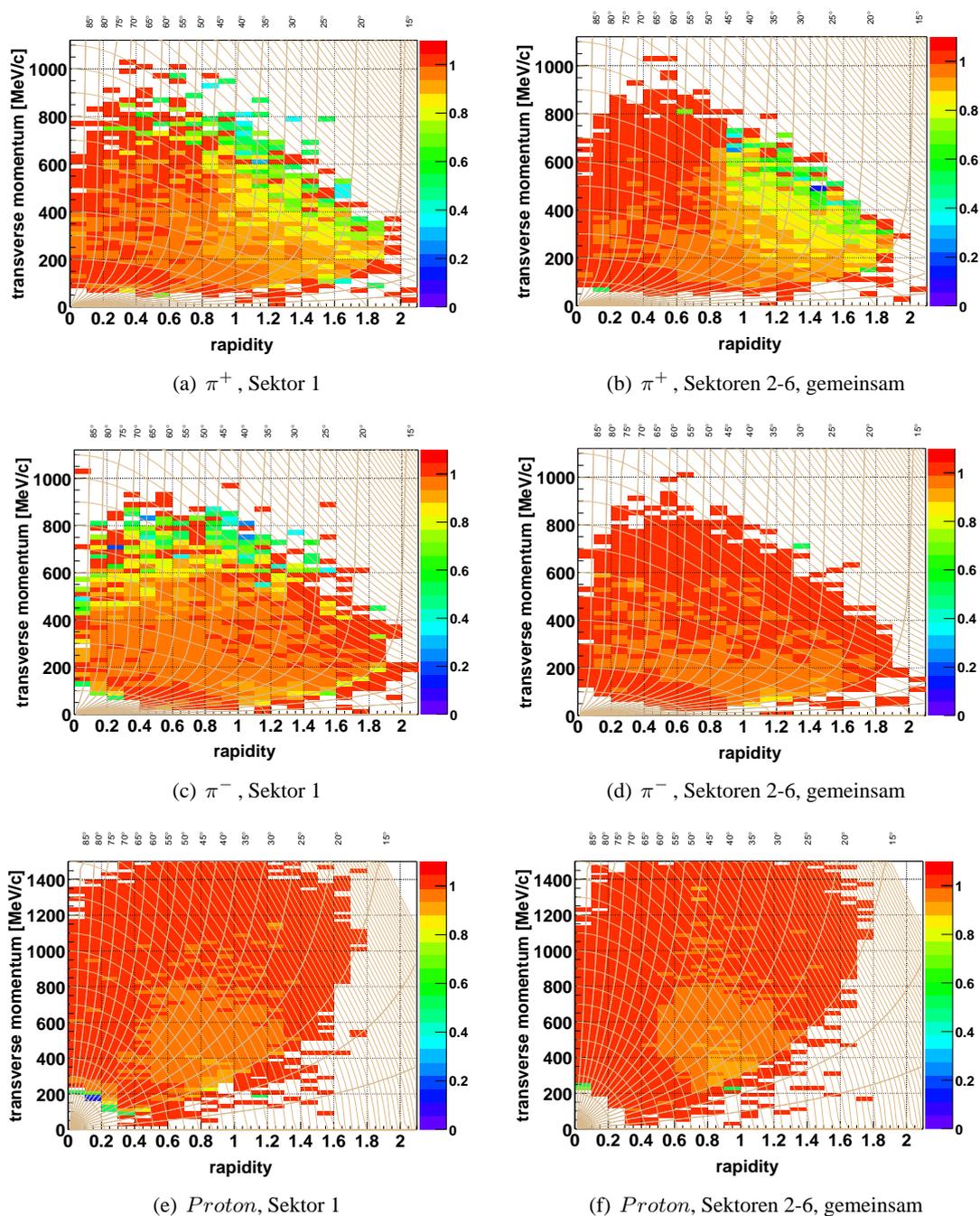


Abbildung B.3: „Purity“ der Teilchenidentifikation als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.1.3 Akzeptanz

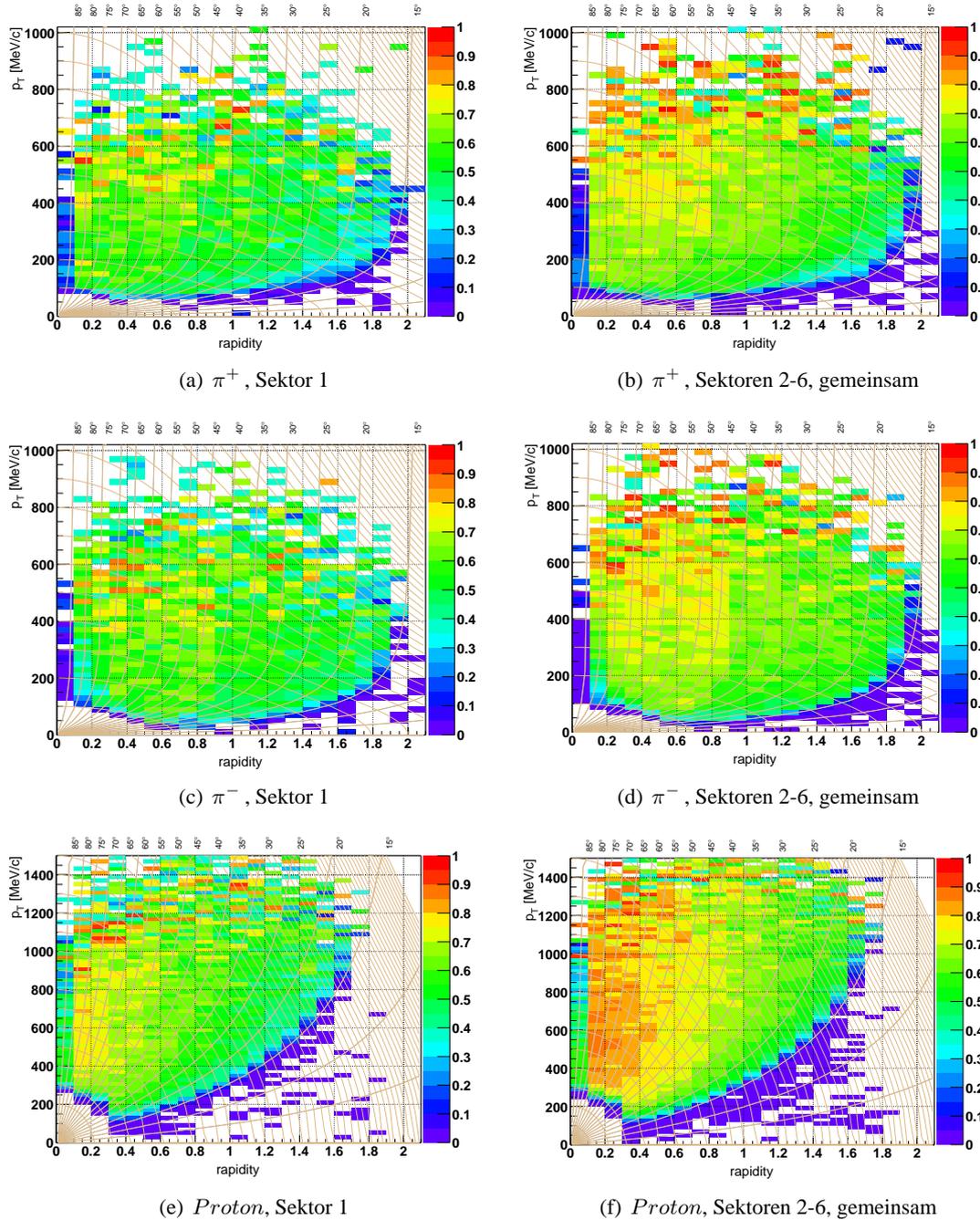


Abbildung B.4: Akzeptanz als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.2 bereinigte Korrekturenmatrizen

B.2.1 Tabellen

Anhand dieser Tabellen wurde die Korrekturmatrizen des vorhergehenden Abschnitts bereinigt. Dabei wurden Bereiche ausgelassen, in denen der relative Fehler und gegebenenfalls auch der Absolutwert der Korrekturen die vorgegebenen Grenzen überschritt.

Sektor(en)	$\frac{\Delta\epsilon_{PID}}{\epsilon_{PID}} < \text{Maximum} [\%]$
1	20
2-6 (gemeinsam)	10

Tabelle B.1: Erlaubte Bereiche für die relativen Fehler der Effizienzmatrizen: Bereiche mit relativen Fehlern außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

Sektor(en)	$\frac{\Delta\epsilon_{Purity}}{\epsilon_{Purity}} < \text{Maximum} [\%]$
1	60
2-6 (gemeinsam)	40

Tabelle B.2: Erlaubte Bereiche für die relativen Fehler der „Purity“-Matrizen: Bereiche mit relativen Fehlern außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

Sektor(en)	$\epsilon_{Akzeptanz} \geq \text{Minimum}$	$\frac{\Delta\epsilon_{Akzeptanz}}{\epsilon_{Akzeptanz}} < \text{Maximum} [\%]$
1	0.1	50
2-6 (gemeinsam)	0.1	20

Tabelle B.3: Erlaubte Bereiche für die absoluten Werte und relativen Fehler der Akzeptanz-Matrizen: Bereiche außerhalb der genannten Grenzen werden ausgeblendet.

B.2.2 Identifikationseffizienz

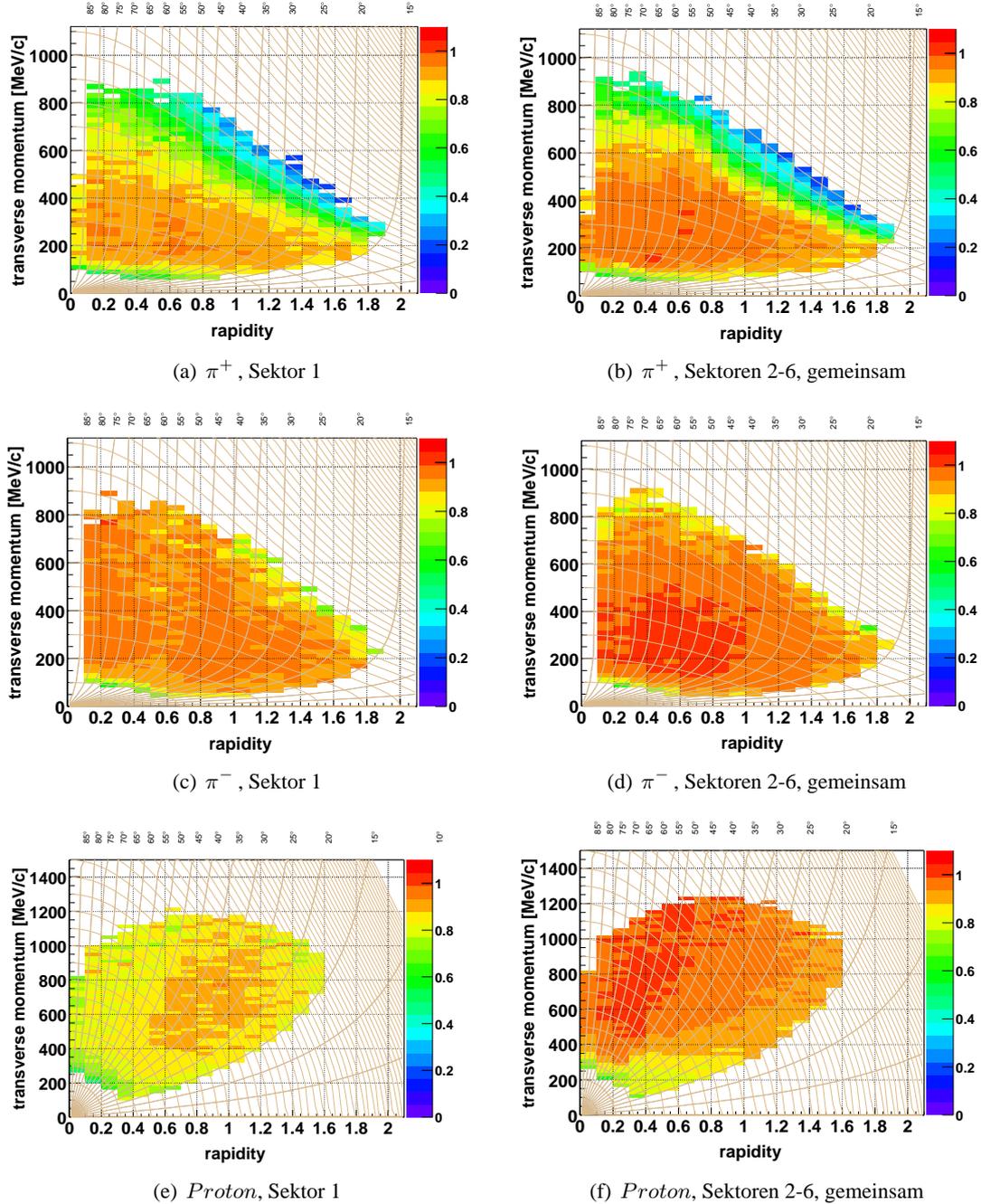


Abbildung B.5: Effizienz der Teilchenidentifikation als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle B.1: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.2.3 „Purity“

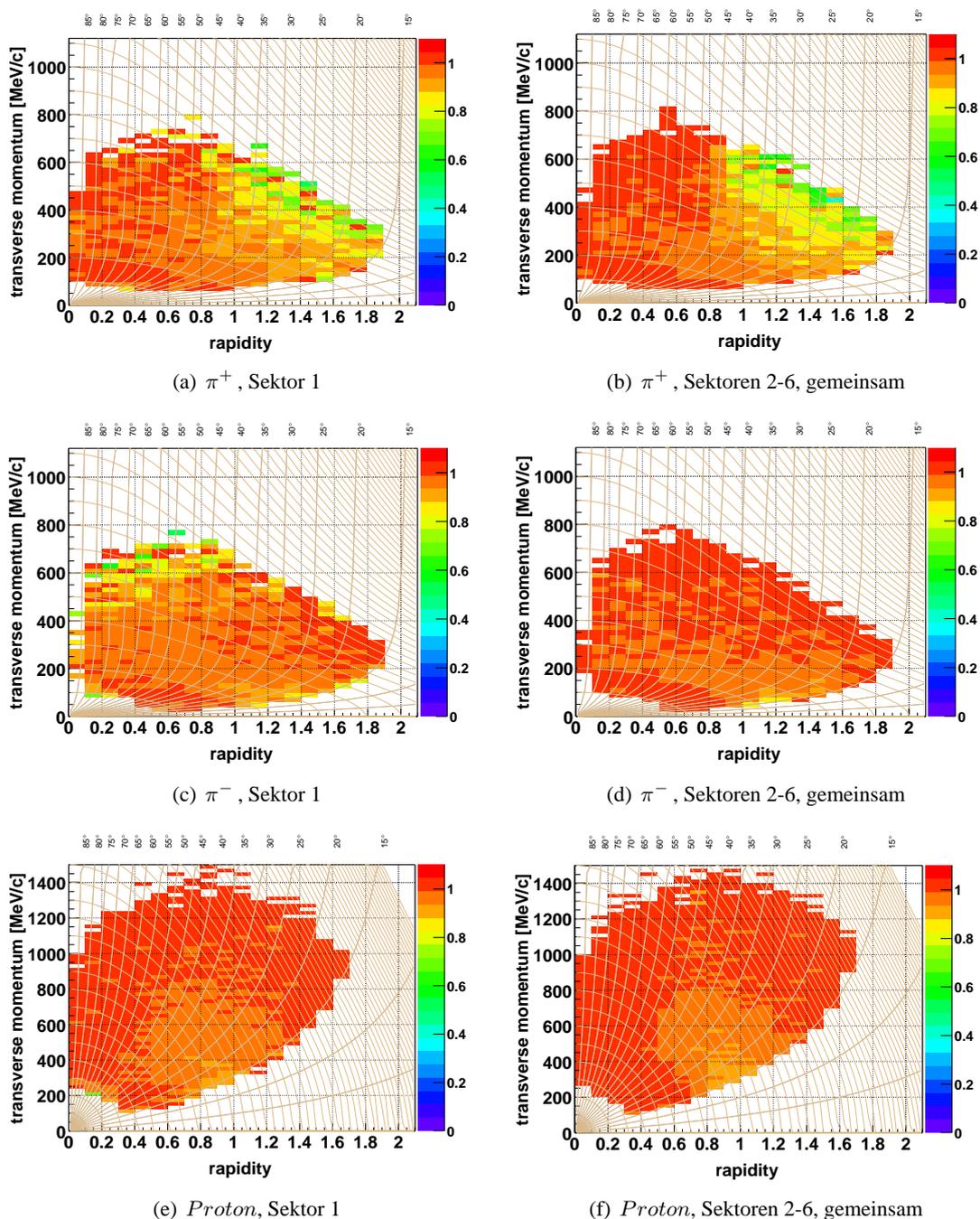


Abbildung B.6: Bereinigte Verteilung der „Purity“ ϵ_{Purity} als Funktion des transversalen Impulses p_T [MeV/c] und der Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle B.2: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.2.4 Akzeptanz

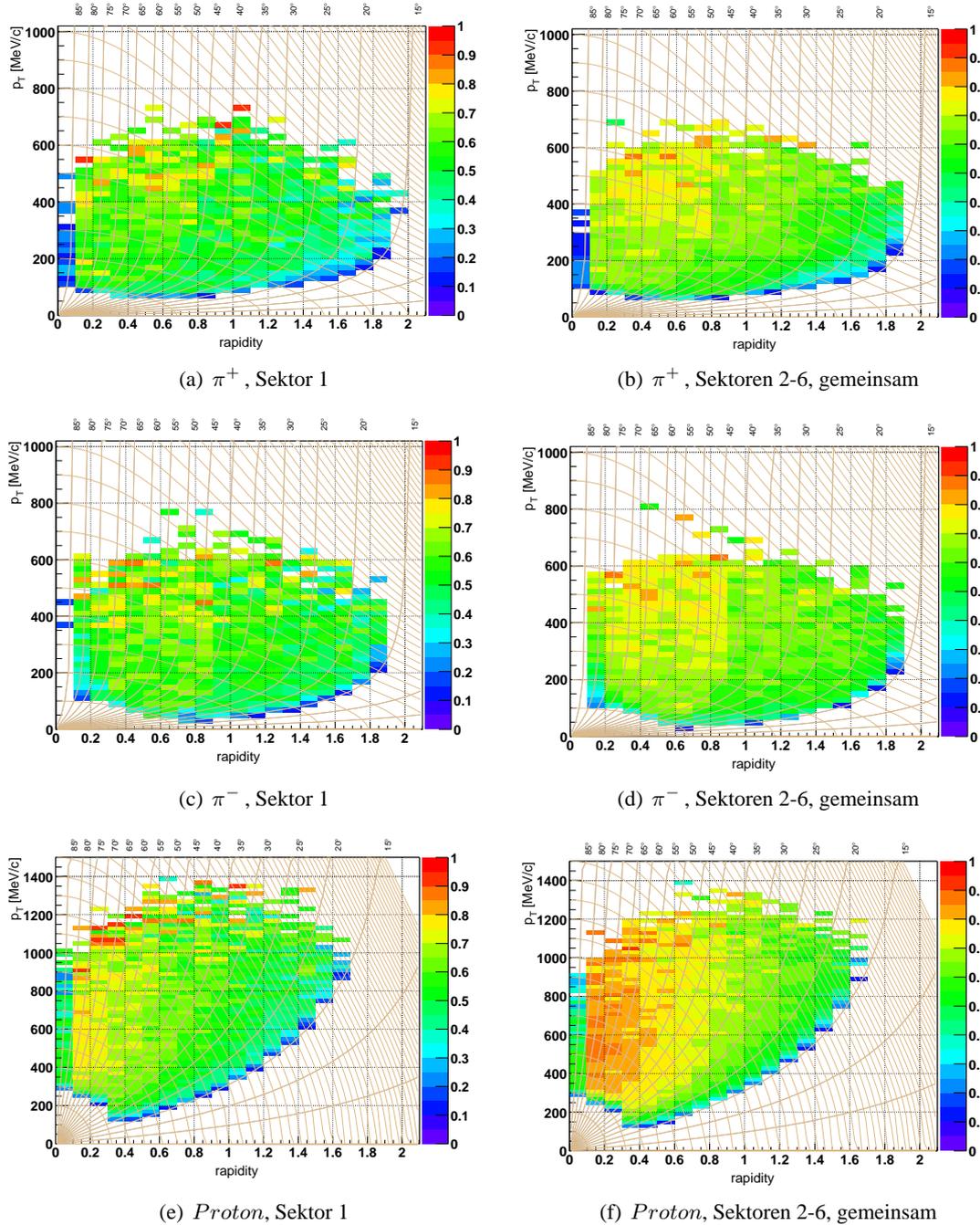


Abbildung B.7: Bereinigte Akzeptanz als Funktion von p_T als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Bedingung aus Tabelle B.3: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

B.3 Kombination

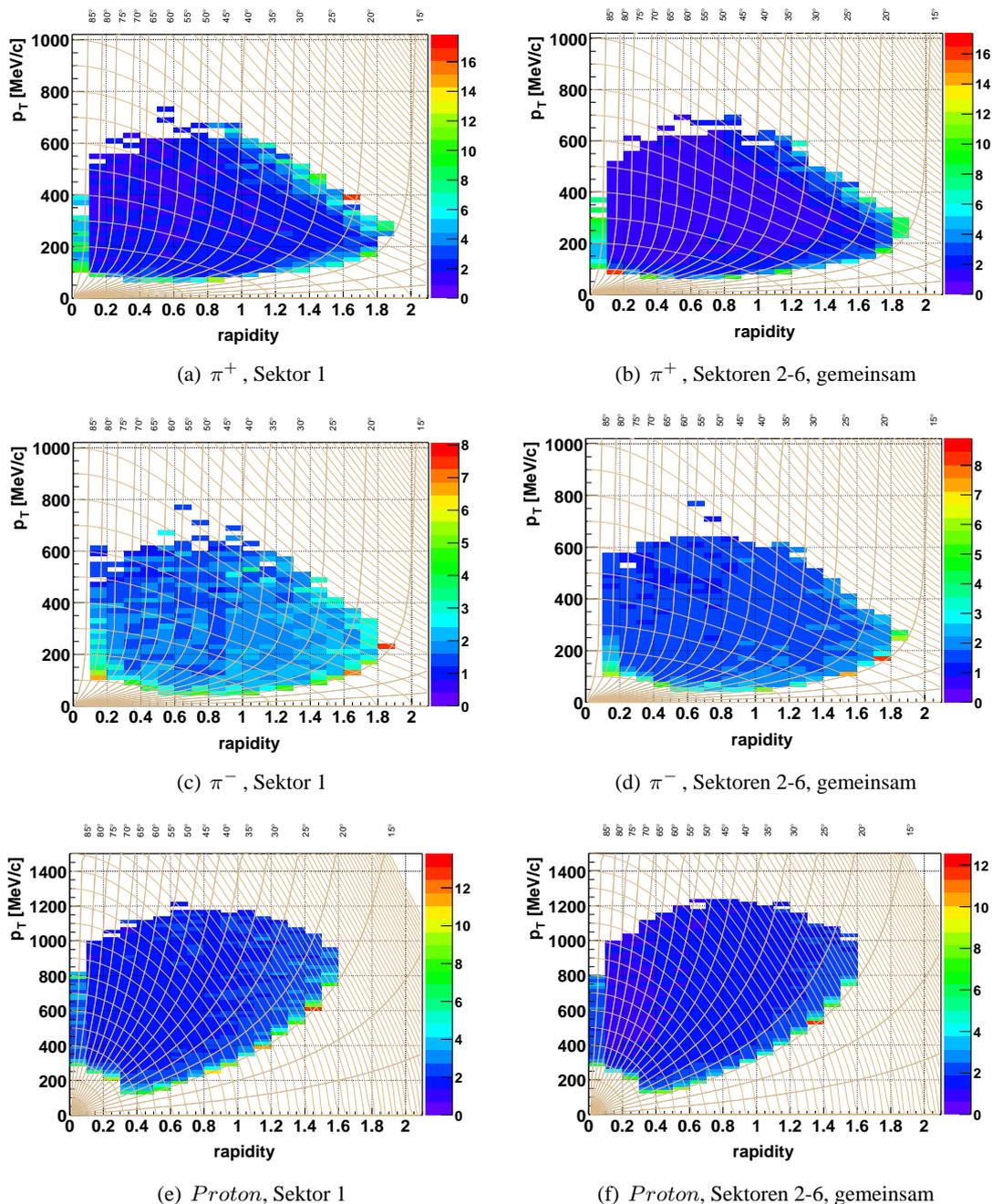


Abbildung B.8: Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Spektren der Hadronen als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y : Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

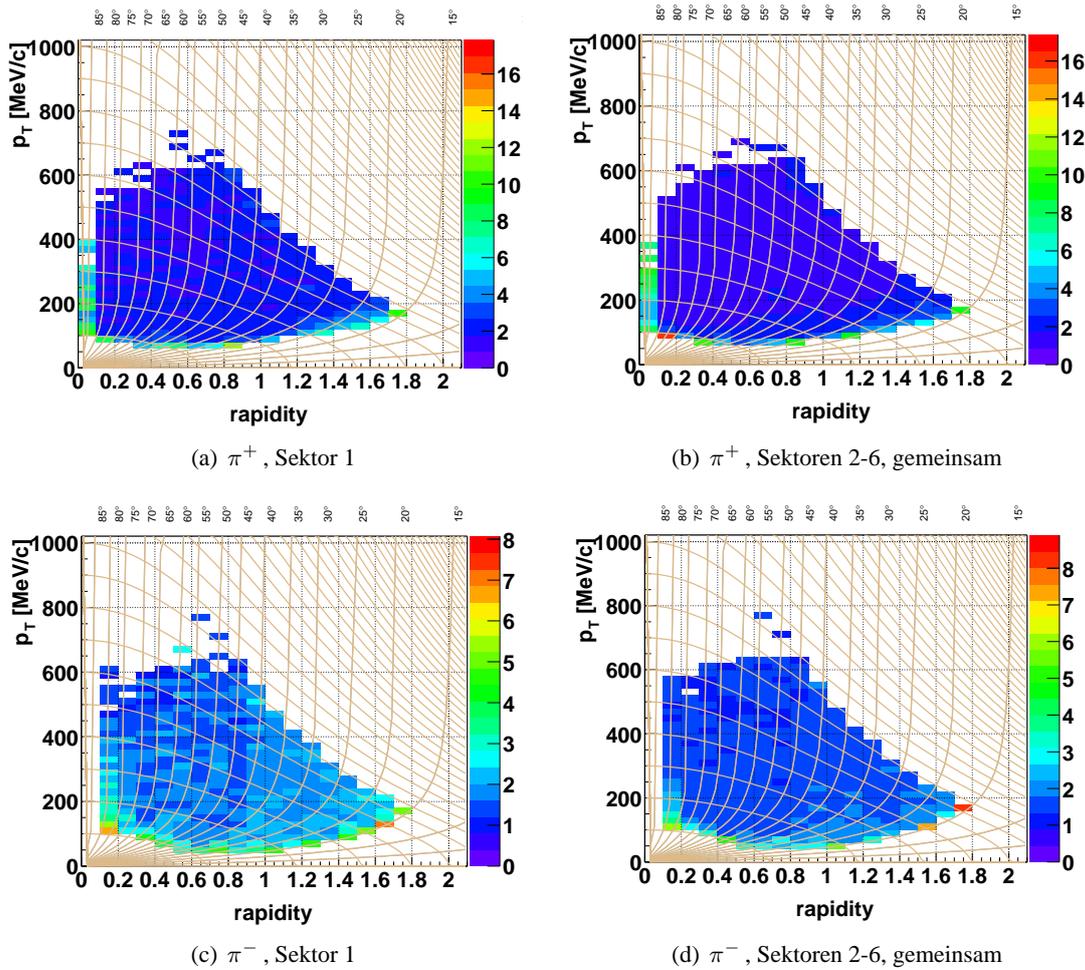


Abbildung B.9: Optimierte Wichtungsfaktoren zur Korrektur der Spektren der Pionen als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Beschränkung des Laborimpulses auf maximal $900 \text{ MeV}/c$. Von oben nach unten sind diese für π^+ und π^- dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

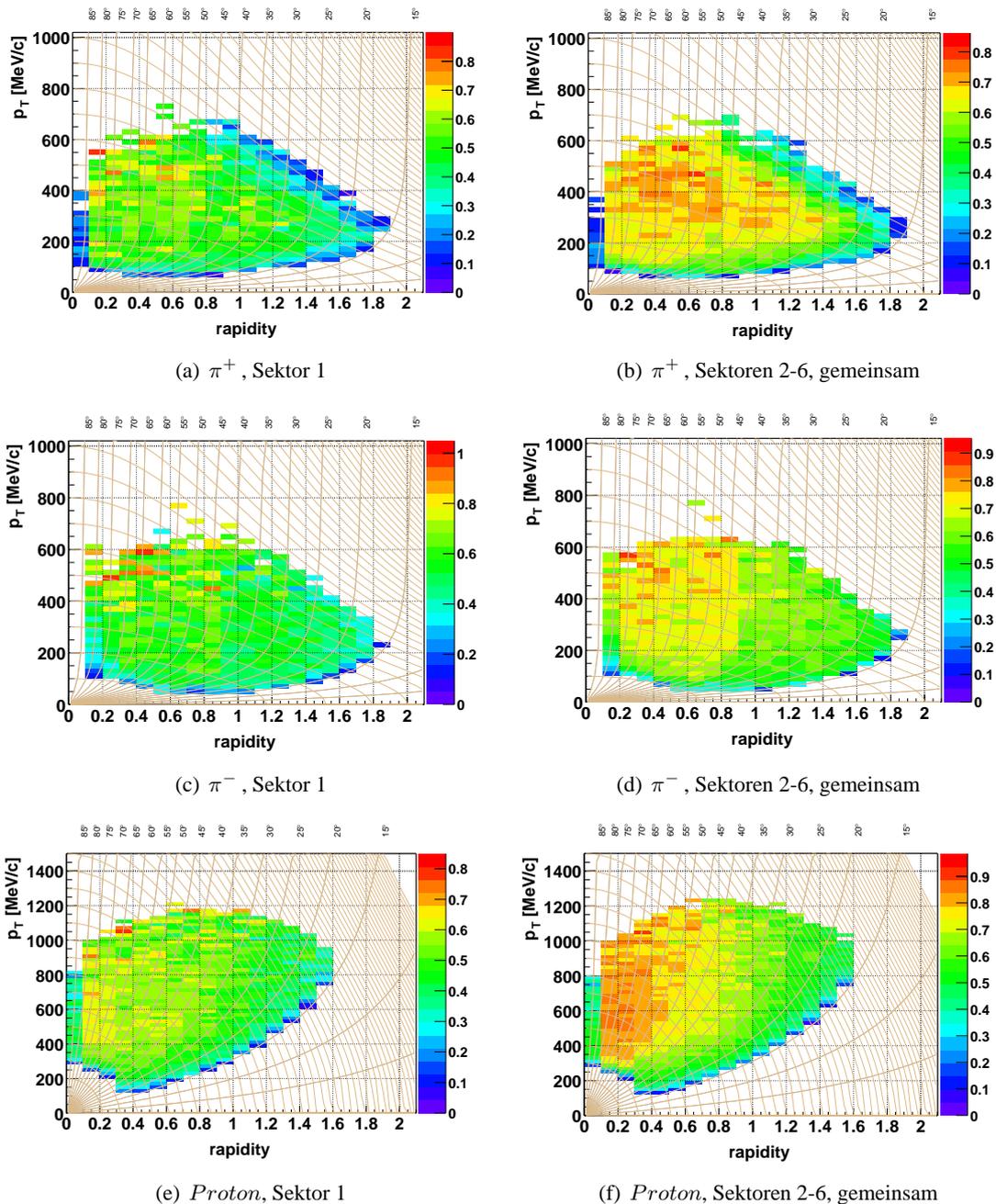


Abbildung B.10: reziproke Wichtungsfaktoren $1/w$ als Funktion von transversalem Impuls p_T [MeV/c] und Rapidität y nach Anwendung der Beschränkung des Laborimpulses auf maximal 900 MeV/c: Von oben nach unten sind diese für π^+ , π^- und Protonen dargestellt: Links für den Sektor 1 und rechts für die verbleibenden fünf anderen Sektoren 2-6. Die zusätzlichen Hilfslinien stellen Linien konstanten Polarwinkels θ [°] und konstanten Laborimpulses p [MeV/c] dar.

Anhang C

Parameter der Anpassung der invarianten m_T -Spektren

Grundlage der Parameter ist die Anpassung der invarianten m_T -Spektren der Pionen aus den Abbildung 5.13 und 5.14 mit Gleichung 5.9:

$$E \frac{d^3N}{dp^3} = m_T \cosh(y) \left(C_1 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_1}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{m_T \cosh(y)}{T_2}\right) \right)$$

Zusätzlich enthält die letzte Spalte das Ergebnis eines χ^2 -Tests zur Bestimmung der Güte der Anpassung.

Δy	C_1	T_1	C_2	T_2
0.1-0.2	4737.41 ± 5511.56	41.10 ± 15.47	69.07 ± 92.86	84.56 ± 9.20
0.2-0.3	1019.55 ± 156.47	54.99 ± 29.30	7.71 ± 9.78	119.07 ± 10.91
0.3-0.4	7941.74 ± 6198.70	34.55 ± 8.20	105.70 ± 46.97	80.35 ± 8.96
0.4-0.5	4152.96 ± 2117.69	38.97 ± 12.53	44.39 ± 27.78	89.27 ± 9.45
0.5-0.6	4313.78 ± 2449.80	37.19 ± 9.41	71.36 ± 42.39	81.63 ± 9.04
0.6-0.7	4039.86 ± 1867.10	37.22 ± 10.25	53.20 ± 28.98	86.04 ± 9.28
0.7-0.8	3981.69 ± 2453.50	36.35 ± 8.77	62.88 ± 35.45	84.87 ± 9.21
0.8-0.9	9069.08 ± 6241.66	31.29 ± 7.47	55.33 ± 22.91	88.42 ± 9.40
0.9-1.0	19425.87 ± 17415.34	27.75 ± 7.01	83.03 ± 33.35	81.49 ± 9.03
1.0-1.1	10985.62 ± 12255.37	30.37 ± 20.11	66.79 ± 50.65	85.00 ± 9.22
1.1-1.2	58986.38 ± 110361.84	24.40 ± 14.78	119.00 ± 81.64	77.69 ± 8.81
1.2-1.3	498142.99 ± 959574.74	19.94 ± 13.78	170.19 ± 88.08	73.98 ± 8.60
1.3-1.4	58147.37 ± 117895.31	25.81 ± 29.65	184.44 ± 236.00	72.49 ± 8.51
1.4-1.5	67630.78 ± 344434.92	27.09 ± 107.47	90.48 ± 445.08	90.04 ± 9.49

Tabelle C.1: π^+ : Parameter der m_T -Anpassung

Δy	Anpassungsintervall, $m_T [MeV/c^2]$	χ^2	Freiheits- grade	χ^2 -Test
0.1-0.2	21 – 399	8.34	18	0.9731
0.2-0.3	73 – 418	1.08	15	1.0000
0.3-0.4	12 – 476	12.52	23	0.9616
0.4-0.5	12 – 496	10.52	24	0.9920
0.5-0.6	12 – 496	6.71	24	0.9998
0.6-0.7	12 – 496	6.96	24	0.9997
0.7-0.8	12 – 515	8.94	25	0.9987
0.8-0.9	12 – 515	7.43	25	0.9997
0.9-1.0	21 – 438	5.23	20	0.9996
1.0-1.1	32 – 360	3.78	15	0.9984
1.1-1.2	32 – 303	1.77	12	0.9997
1.2-1.3	32 – 265	2.29	10	0.9936
1.3-1.4	32 – 210	2.01	7	0.9536
1.4-1.5	44 – 173	0.16	4	0.9970

Tabelle C.2: π^+ : weitere Parameter der m_T -Anpassung

Δy	C_1	T_1	C_2	T_2
0.1-0.2	5413.33 ± 5795.60	40.29 ± 18.25	46.75 ± 46.36	88.41 ± 9.40
0.2-0.3	5837.44 ± 6512.44	38.59 ± 18.38	78.41 ± 80.02	84.41 ± 9.19
0.3-0.4	10491.93 ± 11369.37	33.68 ± 7.79	92.93 ± 53.08	81.20 ± 9.01
0.4-0.5	3848.57 ± 2324.29	38.04 ± 8.51	70.41 ± 39.63	83.54 ± 9.14
0.5-0.6	16784.71 ± 16192.00	28.90 ± 5.18	111.13 ± 43.14	76.29 ± 8.73
0.6-0.7	7138.95 ± 3572.03	33.11 ± 5.85	73.62 ± 28.91	80.59 ± 8.98
0.7-0.8	9618.51 ± 6409.45	30.61 ± 4.90	99.03 ± 34.83	77.04 ± 8.78
0.8-0.9	10729.95 ± 7557.79	30.20 ± 5.15	90.57 ± 33.44	78.41 ± 8.85
0.9-1.0	29526.95 ± 30275.44	25.45 ± 5.18	147.51 ± 51.00	72.97 ± 8.54
1.0-1.1	76450.85 ± 99994.91	21.76 ± 4.36	233.51 ± 73.18	66.83 ± 8.18
1.1-1.2	30733.53 ± 38804.00	24.77 ± 9.62	215.21 ± 107.63	67.46 ± 8.21
1.2-1.3	6799.44 ± 6742.52	32.21 ± 48.80	104.84 ± 114.47	77.09 ± 8.78
1.3-1.4	2071.88 ± 793.40	42.35 ± 59.12	10.05 ± 11.50	142.54 ± 11.94
1.4-1.5	1201.88 ± 911.01	49.31 ± 0.40	4.66 ± 11.99	149.04 ± 12.21

Tabelle C.3: π^- : Parameter der m_T -Anpassung

Δy	Anpassungsintervall, $m_T [MeV/c^2]$	χ^2	Freiheits- grade	χ^2 -Test
0.1-0.2	32 – 457	4.64	20	0.9999
0.2-0.3	32 – 399	2.70	17	1.0000
0.3-0.4	21 – 476	7.72	22	0.9979
0.4-0.5	21 – 496	3.58	23	1.0000
0.5-0.6	12 – 496	12.50	24	0.9737
0.6-0.7	12 – 515	7.84	25	0.9996
0.7-0.8	12 – 515	11.14	25	0.9922
0.8-0.9	12 – 515	8.73	25	0.9990
0.9-1.0	12 – 438	6.17	21	0.9993
1.0-1.1	12 – 341	0.83	16	1.0000
1.1-1.2	12 – 303	2.30	14	0.9998
1.2-1.3	12 – 265	0.84	12	1.0000
1.3-1.4	21 – 210	1.43	8	0.9938
1.4-1.5	32 – 173	0.57	5	0.9893

Tabelle C.4: π^- : weitere Parameter der m_T -Anpassung

Anhang D

$\pi^+ \pi^-$ -Paarmultiplizitäten - Eine Abschätzung

Mit der Kenntnis der im Kapitel 5 ermittelten Pionenmultiplizitätsverteilung kann man *a priori* die Multiplizitätsverteilung der $\pi^+ \pi^-$ -Paare (oder anderer Kombinationen) wie folgt abschätzen.

D.1 Herleitung

Seien n und m die Multiplizitäten von π^+ und π^- . Die Anzahl der möglichen Kombinationen p ergibt sich aus dem Produkt der einzelnen, zufallsverteilten (z.B. Poisson) Variablen n und m :

$$p = n \times m \quad (\text{D.1})$$

Die Verteilungsfunktion für das Produkt p lässt sich über eine Koordinatentransformation der ursprünglichen Paarverteilungsfunktion $P_{\pi^+ \pi^-}(n, m)$ als Funktion der einzelnen Multiplizitäten auf eine Paarverteilungsfunktion $P_{\pi^+ \pi^-}(p)$ als Funktion vom Produkt, der Paarmultiplizität p abbilden. k stellt im Folgenden eine passend gewählte Hilfskonstruktion zur Bestimmung dieser Verteilung dar.

Sei f eine vektorwertige Funktion, die die Koordinaten von (n, m) auf (p, k) abbildet:

$$\begin{aligned} (n, m) &\xrightarrow{f} (p, k) \\ \begin{pmatrix} p \\ k \end{pmatrix} = f(m, n) &= \begin{pmatrix} f_1(m, n) \\ f_2(m, n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m \times n \\ m \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

Für die Verteilungsfunktion der Paarmultiplizität $P_{\pi^+ \pi^-}(p, k)$ ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\begin{aligned} P_{\pi^+ \pi^-}(p, k) dp dk &= P_{\pi^+ \pi^-}(m, n) dm dn \\ P_{\pi^+ \pi^-}(p, k) \underbrace{\frac{dp dk}{dn dm}}_{|J|} &= P_{\pi^+ \pi^-}(m, n) \\ \rightarrow P_{\pi^+ \pi^-}(p, k) &= P_{\pi^+ \pi^-}(n, m) \frac{1}{|J|} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

Die Jacobi-Determinante $|J|$ errechnet sich hierbei zu:

$$|J| = \begin{vmatrix} \frac{\partial p}{\partial n} & \frac{\partial p}{\partial m} \\ \frac{\partial k}{\partial n} & \frac{\partial k}{\partial m} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial n} & \frac{\partial f_1}{\partial m} \\ \frac{\partial f_2}{\partial n} & \frac{\partial f_2}{\partial m} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} m & n \\ 0 & 1 \end{vmatrix} = m \quad (\text{D.4})$$

Damit ergibt sich aus Gleichung (D.3) die Bestimmungsgleichung von $P_{\pi^+\pi^-}(p, k)$

$$P_{\pi^+\pi^-}(p, k) = P_{\pi^+\pi^-}(n, m) \cdot \frac{1}{m} \quad (\text{D.5})$$

Mit den Gleichungen $p = f_1(m, n) = m \times n$ und $k = f_2(m, n) = m$ aus (D.2) lässt sich Gleichung (D.5) als Funktion von p und k schreiben:

$$\begin{aligned} m = k \quad \text{und} \quad n = \frac{p}{k} \\ \rightarrow P_{\pi^+\pi^-}(p, k) = P_{\pi^+\pi^-}\left(k, \frac{p}{k}\right) \cdot \frac{1}{k} \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

Um die Verteilungsdichtefunktion D.6 ausschließlich als Funktion von p der Paarmultiplizität darstellen zu können, muss letztlich über k integriert werden.

$$P_{\pi^+\pi^-}(p) = \int_k P_{\pi^+\pi^-}\left(k, \frac{p}{k}\right) \cdot \frac{1}{k} dk \quad (\text{D.7})$$

Gleichung D.7 stellt somit die formale Lösung für die Verteilungsfunktion des Produktes $P_{\pi^+\pi^-}(p)$ als Funktion einer gemeinsamen Verteilungsfunktion $P_{\pi^+\pi^-}(n, m)$, die sich aus den einzelnen Verteilungsfunktionen von π^+ und π^- ergibt.

Nimmt man an, dass diese Verteilungsfunktion $P_{\pi^+\pi^-}(n, m)$ separierbar ist, sich also als Produkt der einzelnen Verteilungen darstellen lässt:

$$P_{\pi^+\pi^-}(m, n) = P_{\pi^+}(m) \times P_{\pi^-}(n) \quad (\text{D.8})$$

so kann die Gleichung (D.7) weiter umgeformt werden zu:

$$P_{\pi^+\pi^-}(p) = \int_k P_{\pi^+}(k) P_{\pi^-}\left(\frac{p}{k}\right) \cdot \frac{1}{k} dk \quad (\text{D.9})$$

In Gleichung (D.9) kann jede beliebige Verteilung für π^+ und π^- benutzt werden.

D.2 Erweiterung der Herleitung für kontinuierliche Verteilungen, am Beispiel einer verallgemeinerten, kontinuierlichen Poisson-Verteilung

Setzt man für die Anpassung einer Poissonverteilung an die in Kapitel 5 ermittelten mittleren Pionenmultiplizitäten \overline{M}_{π^\pm} (siehe Abbildung D.1) ein,

$$\begin{aligned}\mu_{\pi^\pm} &= \overline{M}_{\pi^\pm} \\ P_{\pi^\pm}(M_{\pi^\pm}) &= \frac{\mu_{\pi^\pm}^{M_{\pi^\pm}} \cdot e^{-\mu_{\pi^\pm}}}{M_{\pi^\pm}!}\end{aligned}$$

welche sich mittels $\Gamma(n+1) = n!$ für reelle Zahlen erweitern lässt,

$$P_{\pi^\pm}(M_{\pi^\pm}) = \frac{\mu_{\pi^\pm}^{M_{\pi^\pm}} \cdot e^{-\mu_{\pi^\pm}}}{\Gamma(M_{\pi^\pm} + 1)}$$

und setzt diese in D.9 ein, so ergibt sich für die Pionenmultiplizität $P_{\pi^+\pi^-}^{Poisson}(p = M_{\pi^+\pi^-})$:

$$P_{\pi^+\pi^-}^{Poisson}(p = M_{\pi^+\pi^-}) = e^{-\mu_{\pi^+} - \mu_{\pi^-}} \int_k \frac{\binom{p}{k}}{\Gamma\left(\frac{p}{k} + 1\right)} \frac{\mu_{\pi^-}^{(k)}}{\Gamma(k+1)} \frac{1}{k} dk \quad (\text{D.10})$$

D.3 Anwendung auf experimentelle Verteilung (Poisson)

Mittels numerischer Integration lässt sich die Gleichung D.10 berechnen. Als Grundlage dienen die Ergebnisse einer Poisson-Anpassung an die Pionen-Multiplizitätsverteilungen in Abbildung D.1. Wendet man nun das oben beschriebene Verfahren an ergibt sich die in Abbildung D.2 gezeigte Paarverteilung. Es ergeben sich hierfür ein Mittelwert \bar{M} und eine Standardabweichung $\sigma(\bar{M})$ dieser Multiplizitätsverteilung von:

$$\begin{aligned}\bar{M}_{\pi^+\pi^-}^{Poisson} &\approx 0,24 \text{ Paar-Kombinationen pro Reaktion} \\ \sigma(\bar{M}_{\pi^+\pi^-}^{Poisson}) &\approx 0,53 \text{ Paar-Kombinationen pro Reaktion}.\end{aligned}$$

Desweiteren lässt sich aus den Verteilungen schließen, dass die Wahrscheinlichkeit für ein Paar pro Kollision bei 9,0% liegt, die für keines bei 85,0%. Somit ergibt sich, dass unter den gegebenen Annahmen nur 15% der Reaktionen zur Paaranalyse herangezogen werden können.

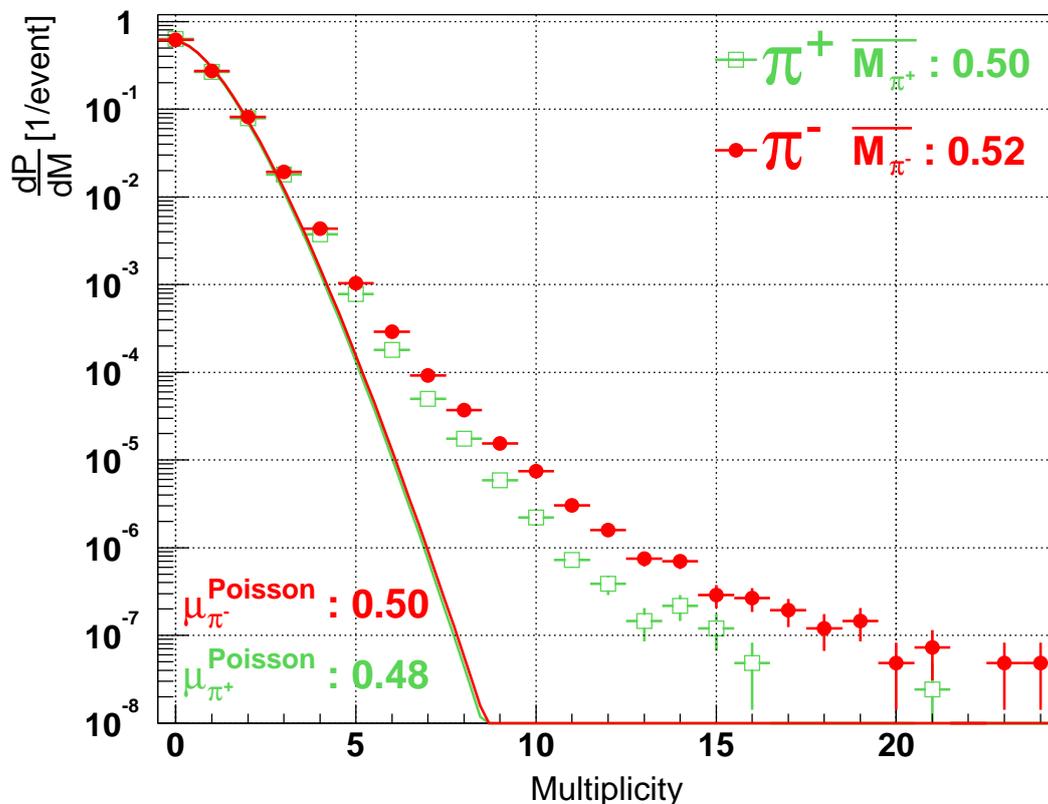


Abbildung D.1: Poissonverteilung der Pionenmultiplizitäten: Gezeigt sind die Multiplizitätsverteilung der Pionen aus der Analyse der experimentellen Daten von November 2001. Zum Vergleich ist eine Poissonverteilung zu sehen, die an die Daten angepasst wurde. Im Bereich hoher Multiplizitäten weichen die Verteilungen von der einer Poissonverteilung ab.

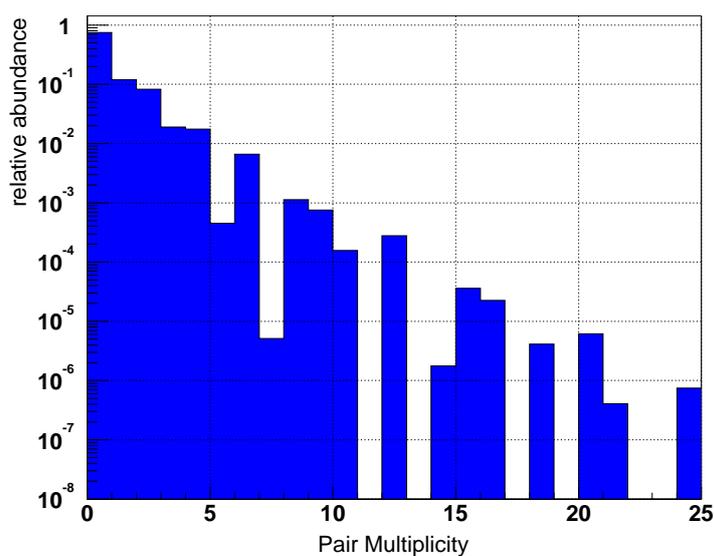


Abbildung D.2: Multiplizität der Kombinationsmöglichkeiten für $\pi^+\pi^-$ Paare, die einer Poissonverteilung mit einem Mittelwert von $\mu_{\pi^+} = 0.48$ und $\mu_{\pi^-} = 0.50$ entstammen, entsprechend der Ergebnisse aus Abbildung D.1.

D.4 Erweiterung der Herleitung für diskrete Verteilungen

Für den Fall einer diskreten Verteilung, wie sie u.a. bei der gemessenen Verteilung der Multiplizität auftritt, kann für die Pion-Verteilung zur Darstellung ein Dirac-Kamm verwendet werden:

$$P_{\pi^\pm}^{diskret}(x) = \sum_i p_{\pi^\pm}(i) \delta(x - i) \quad (\text{D.11})$$

wobei $p_{\pi^\pm}(i)$ die relative Multiplizität darstellt:

$$p_{\pi^\pm}(i) = \frac{M_i}{\sum_i M_i} \quad (\text{D.12})$$

Setzt man diese nun in Gleichung D.9 ein so folgt:

$$\begin{aligned} P_{\pi^+\pi^-}^{diskret}(p) &= \int_k \left(\sum_m p_{\pi^+}(m) \delta(k - m) \right) \cdot \left(\sum_n p_{\pi^-}(n) \delta\left(\frac{p}{k} - n\right) \right) \frac{1}{k} dk \\ &= \sum_m \sum_n p_{\pi^+}(m) p_{\pi^-}(n) \left(\int_k \delta(k - m) \delta\left(\frac{p}{k} - n\right) \right) \frac{1}{k} dk \end{aligned} \quad (\text{D.13})$$

Mit der Skalierungseigenschaft der Delta-Distribution: $\delta(\alpha x) = \frac{1}{|\alpha|} \delta(x)$ lässt sich die Gleichung weiter umformen zu:

$$P_{\pi^+\pi^-}^{diskret}(p) = \sum_m \sum_n p_{\pi^+}(m) p_{\pi^-}(n) \left(\int_k \delta(k - m) \delta(p - nk) \right) dk \quad (\text{D.14})$$

Für das Integral $\int_k \delta(k - m) \delta(p - nk)$ ergibt sich nun die Fallunterscheidung:

$$\int_k \delta(k - m) \delta(p - nk) = \begin{cases} 1 & : \quad \left. \begin{array}{l} k - m = 0 \\ p - k \cdot n = 0 \end{array} \right\} \Rightarrow p = m \cdot n \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{D.15})$$

Zusammengefasst bedeutet dies:

$$P_{\pi^+\pi^-}^{diskret}(p) = \sum_m \sum_n p_{\pi^+}(m) p_{\pi^-}(n) \times \begin{cases} 1 & : \quad p = m \cdot n \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{D.16})$$

D.h. die relative Häufigkeit für p Paarkombinationen ergibt sich aus der Summe der Produkte der relativen Einzelhäufigkeiten $p_{\pi^+}(m)$ und $p_{\pi^-}(n)$ für die Fälle, dass p das Produkt von m und n ist.

D.5 Anwendung auf experimentelle, diskrete Verteilung

Mit dieser formalen Lösung für diskrete Verteilungen, kann nun auch für die gemessenen, diskreten Multiplizitätsverteilungen der Pionen eine Abschätzung für die daraus zu bildende Paarverteilung der

$\pi^+\pi^-$ -Paare ableiten.

Das Ergebnis dieser Berechnung findet sich in Abbildung D.3. Es ergibt sich, dass die Wahrscheinlichkeit in einer Reaktion keine Paarkombination aus π^+ und π^- bilden zu können hierbei bei 86,0 % liegt, die für ein einziges Paar bei nur 7,28%.

Die entsprechenden Werte für die mittlere Pionenpaarmultiplizität $\mu_{\pi^+\pi^-}^{diskret}$ sowie die Standardabweichung vergleicht Tabelle D.1 mit den Ergebnissen der Poisson-Annahme.

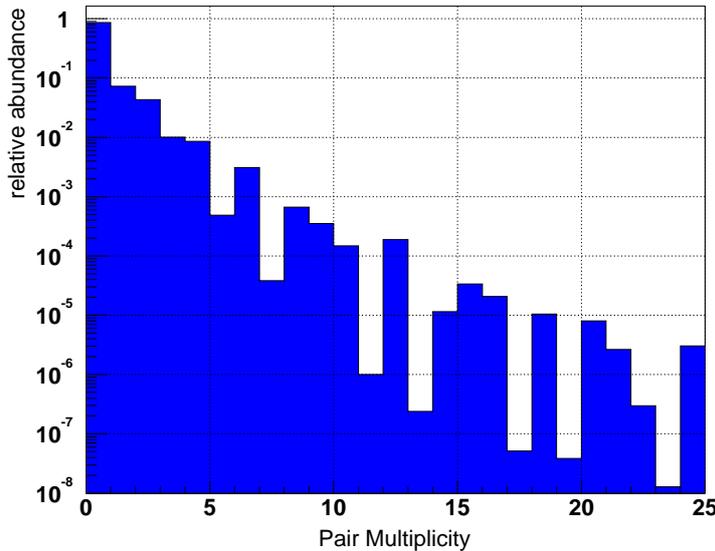


Abbildung D.3: Multiplizität für $\pi^+\pi^-$ Paare bei Verwendung der gesampelten Multiplizitätsverteilung der Pionen aus Abbildung D.1 entsprechend der Ergebnisse aus Kapitel 5.

	Paar-Kombinationen pro Reaktion		%	
	$\mu_{\pi^+\pi^-}$	$\sigma_{\pi^+\pi^-}$	$P(p=0)$	$P(p=1)$
poissonverteilt	0,23	0,53	85,0	9,0
diskret	0,26	0,74	86,0	7,28

Tabelle D.1: Vergleich der Abschätzung der $\pi^+\pi^-$ -Paarmultiplizität für eine Berechnung basierend auf der Annahme einer Poisson-Verteilung für die Pionen bzw. unter Verwendung der gesampelten Verteilung beides basierend auf den Ergebnissen der Hadronenanalyse aus Kapitel 5.

Auf Basis dieser ersten Abschätzung anhand der Pionenmultiplizitäten lassen sich erste Aussagen über die zu erwartende Kombinatorik machen, ohne auch nur eine Paarkombination zu berechnen:

Für die in dieser Arbeit betrachteten Strahlzeit zur Verfügung stehenden ≈ 40 Millionen Reaktion bedeutet dies, dass in $\approx 85\%$ der Ereignisse kein $\pi^+\pi^-$ gebildet werden kann. Nur etwa $15\% \hat{=} \approx 6$ Millionen Reaktionen tragen hierzu bei. Aus diesen lassen sich, dieser Rechnung zufolge, $\approx 14,8 \times 10^6$ Paarkombinationen bilden, aus denen die gewünschten Signale herausgearbeitet werden müssen.

D.5.1 Vergleich mit dem Experiment

Im Abschnitt 7.1 zeigen die Abbildungen 7.1 und 7.2 die aus den experimentellen Daten gewonnenen Paarmultiplizitätsverteilung, sowie deren relativen Anteile pro Reaktion und Gesamtzahl der Paare.

Hierzu zeigt Abbildung D.4 die relative Verteilung der Paarmultiplizitäten der Experimentdaten im Vergleich zur mittels der Abschätzung gewonnenen Daten. Hierbei liegen die relativen Abweichungen der Vorhersage zur gemessenen Verteilung mit steigender Multiplizität zwischen 5 und 90% da die zugrunde liegenden Pionenverteilungen längere Ausläufer zu höheren Multiplizitäten haben.

Somit ist das Abschätzungsverfahren in der Lage den Kurvenverlauf bis auf einen Faktor 2 vorherzusagen. Im Falle der zur Paarbildung verwertbaren Reaktion steigt die Genauigkeit auf $\approx 5\%$ an.

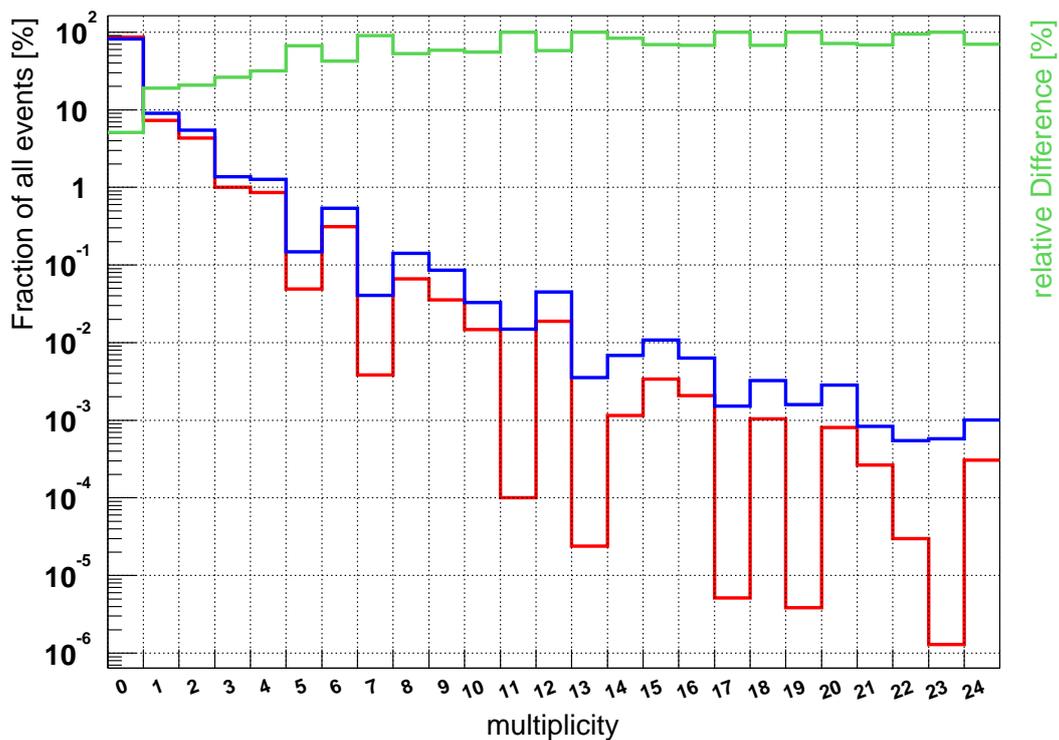


Abbildung D.4: Verteilung der Paarmultiplizitäten (blau) überlagert mit den Ergebnissen der Abschätzung (rot) aus Abschnitt 6.2.1 sowie deren relativer Differenz (grün).

Anhang E

Signifikanz

Die Herleitung der Signifikanz α aus Gleichung 6.10 und Gleichung 6.12 auf Seite 93 gelingt wie folgt:

Im Experiment werden in einem Massenbereich Δm Signale $N_{\Delta m}$ gemessen, die einerseits echte Signale (S) und andererseits Untergrund (B) darstellen:

$$N_{\Delta m} = N_{events} \cdot (n_S + n_B) \quad (\text{E.1})$$

Stellt man diese Gleichung um so ergibt sich für n_S :

$$n_S = \frac{N_{\Delta m}}{N_{events}} - n_B \quad (\text{E.2})$$

Hieraus lässt sich der Fehler σ_{n_S} unter Zuhilfenahme von $\sigma_{N_{events}} = \sqrt{N_{events}}$ und Gleichung E.1 bestimmen.

$$\sigma_{n_S} = \frac{1}{\sqrt{N_{events}}} \cdot \sqrt{n_S + n_B + N_{events} \cdot n_B^2 \cdot \sigma_{n_B}^2} \quad (\text{E.3})$$

mit $\sigma_{n_B} = \frac{\sigma_B}{N_{events}}$, $S = N_{events} \cdot n_S$ und $B = N_{events} \cdot n_B$ folgt:

$$\sigma_{n_S} = \frac{1}{N_{events}} \cdot \sqrt{S + B + \frac{B^2}{N_{events}^2} \cdot \sigma_B^2} \quad (\text{E.4})$$

bzw.:

$$\sigma_S = \sqrt{S + B + \frac{B^2}{N_{events}^2} \cdot \sigma_B^2} \quad (\text{E.5})$$

Für die Signifikanz α ergibt sich nun der folgende Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \alpha = \frac{n_S}{\sigma_{n_S}} &= \frac{S}{\sigma_S} \\ &= \sqrt{N_{events}} \cdot \frac{n_S}{\sqrt{n_S + n_B + N_{events} \cdot n_B^2 \cdot \sigma_{n_B}^2}} \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$

oder

$$\alpha = \frac{S}{\sqrt{S + B + \frac{B^2}{N_{events}^2} \cdot \sigma_B^2}} \quad (\text{E.7})$$

Für hinreichend große N_{events} bzw. vernachlässigbar kleine Fehler kann der dritte Term in der Wurzel vernachlässigt werden und es ergibt sich:

$$\alpha \simeq \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (\text{E.8})$$

Anhang F

Vertexbestimmung

Der Vertex zweier Geraden (allgemein Kurven) bezeichnet den Punkt im Raum, zu dem diese beiden Geraden den geringsten Abstand besitzen.

Vor der Vertexbestimmung muss im Vorfeld überprüft werden ob die Geraden

1. identisch,
2. parallel,
3. windschief sind, oder
4. einander schneiden.

Für die Fälle 1-2 und 4 werden die Standardverfahren zum Lösen linearer Gleichungssysteme verwendet, um einen möglichen Schnittpunkt zu berechnen.

Für den Fall von windschiefen Geraden wurde die im Folgenden beschriebene *parametrische Minimalisierung* formuliert und implementiert.

F.1 Zwei Windschiefe Geraden: parametrische Minimalisierung

Der minimale Abstand eines Punktes R , beschrieben durch den Ortsvektor \vec{r} , zu einer Geraden g gegeben in ihrer parametrischen Darstellung, mit Ortsvektor \vec{p} , $\mu \in \mathcal{R}$ und $|\vec{u}_0| = 1$

$$g : \vec{x} = \vec{p} + \mu \vec{u}_0 \quad (\text{F.1})$$

ist gegeben durch ([BS91b]):

$$d = \sqrt{(\vec{r} - \vec{p})^2 - ((\vec{r} - \vec{p}) \cdot \vec{u}_0)^2} \quad (\text{F.2})$$

Ist nun R selbst ein Punkt einer zweiten Geraden h mit Ortsvektor \vec{a} , $\lambda \in \mathcal{R}$ und $|\vec{b}_0| = 1$,

$$h : R = \vec{r} = \vec{a} + \lambda \vec{b}_0 \quad (\text{F.3})$$

so ergibt sich für den Abstand:

$$\begin{aligned} d &= d(\lambda) \\ &= \sqrt{(\vec{a} + \lambda \vec{b}_0 - \vec{p})^2 - ((\vec{a} + \lambda \vec{b}_0 - \vec{p}) \cdot \vec{u}_0)^2} \end{aligned} \quad (\text{F.4})$$

Der Einfachheit wegen betrachten wir nun $d^2(\lambda)$ und kehren später zu d zurück.

$$\begin{aligned} d^2(\lambda) &= (\vec{a} + \lambda \vec{b}_0 - \vec{p})^2 - ((\vec{a} + \lambda \vec{b}_0 - \vec{p}) \cdot \vec{u}_0)^2 \\ &= \vec{a}^2 + \lambda^2 \vec{b}_0^2 + \vec{p}^2 + 2\lambda \vec{a} \vec{b}_0 - 2\vec{a} \vec{p} - 2\lambda \vec{b}_0 \vec{p} \\ &\quad - \left[(\vec{a} \cdot \vec{u}_0)^2 + \lambda^2 (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2 + (\vec{p} \cdot \vec{u}_0)^2 \right. \\ &\quad \left. + 2\lambda (\vec{a} \cdot \vec{u}_0)(\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0) - 2(\vec{a} \cdot \vec{u}_0)(\vec{p} \cdot \vec{u}_0) - 2\lambda (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)(\vec{p} \cdot \vec{u}_0) \right] \\ &= \lambda^2 \cdot \left[\vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2 \right] \\ &\quad + 2\lambda \left[\vec{a} \cdot \vec{b}_0 - \vec{b}_0 \cdot \vec{p} - (\vec{a} \cdot \vec{u}_0)(\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0) + (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)(\vec{p} \cdot \vec{u}_0) \right] \\ &\quad + \vec{a}^2 + \vec{p}^2 - 2\vec{a} \cdot \vec{p} - (\vec{a} \cdot \vec{u}_0)^2 - (\vec{p} \cdot \vec{u}_0)^2 + 2(\vec{a} \cdot \vec{u}_0)(\vec{p} \cdot \vec{u}_0) \\ &= \lambda^2 \underbrace{\left[\vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2 \right]}_A \\ &\quad + 2\lambda \underbrace{\left[(\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0) \vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p}) \right]}_B \\ &\quad + \underbrace{\left[(\vec{a} - \vec{p})^2 - ((\vec{a} - \vec{p}) \cdot \vec{u}_0)^2 \right]}_C \\ d^2(\lambda) &= \lambda^2 A + 2\lambda B + C \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

mit

$$A = \vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2 \quad (\text{F.6})$$

$$B = (\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0) \vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p}) \quad (\text{F.7})$$

$$C = (\vec{a} - \vec{p})^2 - ((\vec{a} - \vec{p}) \cdot \vec{u}_0)^2 \quad (\text{F.8})$$

Kehren wir nun zurück zu $d(\lambda)$:

$$\rightarrow d(\lambda) = \sqrt{\lambda^2 A + 2\lambda B + C} \quad (\text{F.9})$$

Nun wird das Minimum bzgl. λ dieser Funktion bestimmt.

Die notwendige (F.10) und hinreichende Bedingung (F.11) in ihrer allgemeinen Form lauten wie folgt:

$$\frac{d}{d\lambda} d \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{F.10})$$

$$\frac{d^2}{d\lambda^2} d \Big|_{\lambda=\lambda_{min}} > 0 \quad (\text{F.11})$$

Die entsprechenden Ableitungen erster und zweiter Ordnung von Gleichung (F.9) sind:

$$\frac{d}{d\lambda}d = \frac{\lambda A + B}{\sqrt{\lambda^2 \cdot A + 2 \cdot \lambda \cdot B + C}} = \frac{\lambda A + B}{d} \stackrel{!}{=} 0 \quad (\text{F.12})$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{d\lambda^2}d &= \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{\lambda A + B}{d} \right) \\ &= \frac{A \cdot d - (\lambda A + B) \cdot \left(\frac{d}{d\lambda}d \right)}{d^2} \\ \frac{d^2}{d\lambda^2}d &= \frac{A}{d} - \frac{1}{d} \cdot \left(\frac{d}{d\lambda}d \right)^2 \end{aligned}$$

mit Gleichung (F.10) folgt $\left. \frac{d^2}{d\lambda^2}d \right|_{\lambda=\lambda_{min}} = \frac{A}{d}$

Da $|\vec{b}_0| = |\vec{u}_0| = 1$ gilt für die Komponenten dieser Vektoren $0 \leq u_{0i} \leq 1$ und $0 \leq b_{0i} \leq 1$. Da die Geraden g und h nicht parallel sind ($\vec{b}_0 \neq \vec{u}_0$) ergibt sich somit, dass $A > 0$. Somit ist ein mit (F.10) gefundener Extremalwert für λ immer ein Minimum, insofern der Abstand $d(\lambda) \neq 0$ ist.

Löst man nun Gleichung (F.12) nach λ auf ergibt sich:

$$\begin{aligned} \lambda_{min} &= -\frac{B}{A} \\ \lambda_{min} &= -\frac{(\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)\vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p})}{\vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2} \end{aligned} \quad (\text{F.13})$$

so ergibt sich der entsprechende Punkt auf Gerade h zu:

$$\begin{aligned} \vec{r}_{min} &= \vec{a} + \lambda_{min} \cdot \vec{b}_0 \\ \vec{r}_{min} &= \vec{a} - \frac{(\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)\vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p})}{\vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2} \cdot \vec{b}_0 \end{aligned} \quad (\text{F.14})$$

Analog lassen sich μ_{min} und \vec{x}_{min} für die Gerade g bestimmen:

$$\begin{aligned} \mu_{min} &= -\frac{B'}{A'} \\ \mu_{min} &= -\frac{(\vec{u}_0 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)\vec{b}_0) \cdot (\vec{p} - \vec{a})}{\vec{u}_0^2 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)^2} \\ \vec{x}_{min} &= \vec{p} + \mu_{min} \cdot \vec{u}_0 \\ \vec{x}_{min} &= \vec{p} - \frac{(\vec{u}_0 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)\vec{b}_0) \cdot (\vec{p} - \vec{a})}{\vec{u}_0^2 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)^2} \cdot \vec{u}_0 \end{aligned} \quad (\text{F.15})$$

Der Vertex ist der Mittelpunkt zwischen diesen beiden Punkten:

$$\vec{v} = \vec{x}_{min} + \frac{1}{2}(\vec{r}_{min} - \vec{x}_{min})$$

$$\begin{aligned}
\vec{v} &= \frac{1}{2}(\vec{r}_{min} + \vec{x}_{min}) \\
&= \frac{1}{2}(\vec{a} + \vec{p}) - \frac{1}{2} \left(\left(-\frac{B}{A} \right) \cdot \vec{b}_0 + \left(-\frac{B'}{A'} \right) \cdot \vec{u}_o \right) \\
&= \frac{1}{2}(\vec{a} + \vec{p}) - \frac{1}{2} \left(\frac{(\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)\vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p})}{\vec{b}_0^2 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2} \cdot \vec{b}_0 + \frac{(\vec{u}_0 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)\vec{b}_0) \cdot (\vec{p} - \vec{a})}{\vec{u}_0^2 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)^2} \cdot \vec{u}_o \right)
\end{aligned}$$

Mit $\vec{u}_0^2 = |\vec{u}_0|^2 = 1^2 = 1$ und $\vec{b}_0^2 = |\vec{b}_0|^2 = 1^2 = 1$ lässt sich die Gleichung weiter vereinfachen und zusammenfassen:

$$\begin{aligned}
\vec{v} &= \frac{1}{2}(\vec{a} + \vec{p}) - \\
&\quad \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{1 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)^2} \left[\left((\vec{b}_0 - (\vec{b}_0 \cdot \vec{u}_0)\vec{u}_0) \cdot (\vec{a} - \vec{p}) \right) \vec{b}_0 - \left((\vec{u}_0 - (\vec{u}_0 \cdot \vec{b}_0)\vec{b}_0) \cdot (\vec{p} - \vec{a}) \right) \vec{u}_o \right] \right\}
\end{aligned} \tag{F.16}$$

Verwirklicht ist diese Methode in der Funktion *calculateVertexParametricMinimalisation*.

F.2 Zwei und mehr Trajektorien

Im Falle von mehr als zwei Geraden ist das zu lösende Gleichungssystem für einen Vertexpunkt überbestimmt. Anstelle dies zu lösen wird im Falle der HADES-Analyse, insbesondere zum Bestimmen eines gemeinsamen primären Eventvertex, eine analytische Minimierung des Abstandes aller beteiligten Geraden zu einem gemeinsamen Vertexpunkt verwendet [Gar03].

Anhang G

Weitere, zusätzliche Selektionskriterien

G.1 Teilchenbezogene Selektionskriterien

G.1.1 Teilchen-Impuls

- $p_{min} > 200 MeV/c$
Da die Qualität der Spurrekonstruktion abhängig vom Teilchenimpuls ist (u.a. [Mar04c]) und die Effizienz unterhalb $200 MeV/c$ stark abnimmt, empfiehlt sich ein solches Schnittkriterium im Allgemeinen. Im Falle der Kaonen zeigt sich jedoch, dass ein erheblicher Anteil des Impulsspektrums der Pionen sich genau in diesem Bereich befindet. Dies führt zu einer drastischen Reduktion des Signals und konnte im Rahmen der Simulation nicht mehr verifiziert werden.
- $p_{max} < 800 MeV/c$
Die „Purity“-Untersuchung in 4.2.2.1 legt einen Schnitt oberhalb von $800 MeV/c$ nahe, da in diesem Bereich die Protonen schon einen Anteil von 10 – 15 % besitzen.

G.2 Paarbezogene Selektionskriterien

G.2.1 Minimaler Abstand

Der minimale Abstand zwischen zwei Trajektorien stellt eine Möglichkeit dar echte Paarkandidaten, die einen gemeinsamen Vertex besitzen, von solchen zu trennen, die nur zufällig kombiniert wurden.

G.2.2 Armenteros-Podolanski

Eine Methode zur Unterscheidung zwischen symmetrischen und asymmetrischen Massenverteilungen in den Töchtern eines Zerfalls, liefert die Darstellung in Form der *Armenteros-Podolanski*-Variablen $p_{\perp}^{Armenteros}$ und $\alpha^{Armenteros}$ ([PA54], anschaulich u.a. in [VA95]):

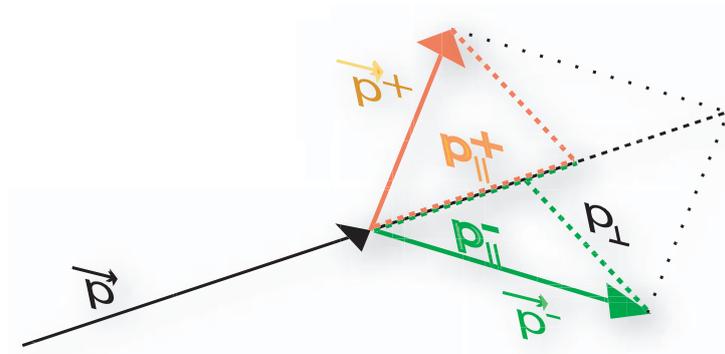
$$\alpha^{Armenteros} = \frac{p_{\parallel}^{+} - p_{\parallel}^{-}}{p_{\parallel}^{+} + p_{\parallel}^{-}} \quad (G.1)$$

$$p_{\parallel}^{\pm} = \frac{\vec{p}^{Pair}}{|\vec{p}^{Pair}|} \cdot \vec{p}^{/pm} \quad (G.2)$$

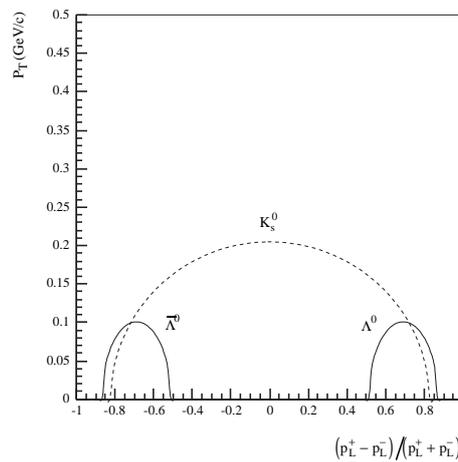
$$p_{\perp}^{Armenteros} = \sqrt{(\vec{p}^{Pair})^2 - (p_{\parallel}^{\pm})^2} \quad (G.3)$$

Wobei $p_{\parallel, \perp}^{\pm}$ die Komponenten der beiden Tochterteilchen parallel und senkrecht zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung des Mutterteilchens darstellt. Das Vorzeichen +/- bezieht sich konventionsgemäß auf die Ladung der Produkte. Abbildung G.1 zeigt diese Impulszerlegung und eine theoretische Verteilung für K_S^0 , Λ und $\bar{\Lambda}$ s. Das Maximum der Verteilung wird dabei durch den im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Impuls definiert.

Durch Setzen von Grenzen in diesen Variablen kann man ohne Kenntnis der Teilchenidentität beispielsweise zwischen Λ s und K^0 unterscheiden. Da die Beiträge von Λ -Zerfällen jedoch verschwindend gering sind führten Schnitte zu keiner Verbesserung.



(a) Variablendefinition: $p_{\perp}^{Armenteros}$ und $p_{\parallel}^{Armenteros}$



(b) theoretischer Kurvenverlauf [VA95]

Abbildung G.1: Die beiden Darstellungen zeigen (G.1(a)) die Definition der Variablen $p_{\perp}^{Armenteros}$ und $p_{\parallel}^{Armenteros}$ im Laborsystem als Komponenten senkrecht und parallel zur Ausbreitungsrichtung des zerfallenen Teilchens. In G.1(b) sind die theoretisch kinematisch erlaubten Bereiche für einen Zerfall in K_S^0 bzw. $\Lambda/\bar{\Lambda}$ dargestellt in den Armenteros Variablen p_{\perp} und α .

G.2.3 Öffnungswinkel

Der Öffnungswinkel, den ein Teilchenpaar bei einem Zerfall zueinander einnimmt:

$$\cos \angle_{\vec{p}_1, \vec{p}_2} = \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2}{|\vec{p}_1| |\vec{p}_2|}, \quad (\text{G.4})$$

stellt ein weiteres mögliches Kriterium dar. Diese wurde jedoch verworfen. Das Setzen eines Selektionsbereichs von $25^\circ - 130^\circ$ unterdrückte zwar den Untergrund, doch war danach eine Anpassung des verbleibenden Untergrundes mit Gleichung 6.20 nicht mehr möglich. In Zukunft liegt hier eventuell eine Möglichkeit mit einer anders gearteten Anpassungsfunktion diesen Parameter zu nutzen.

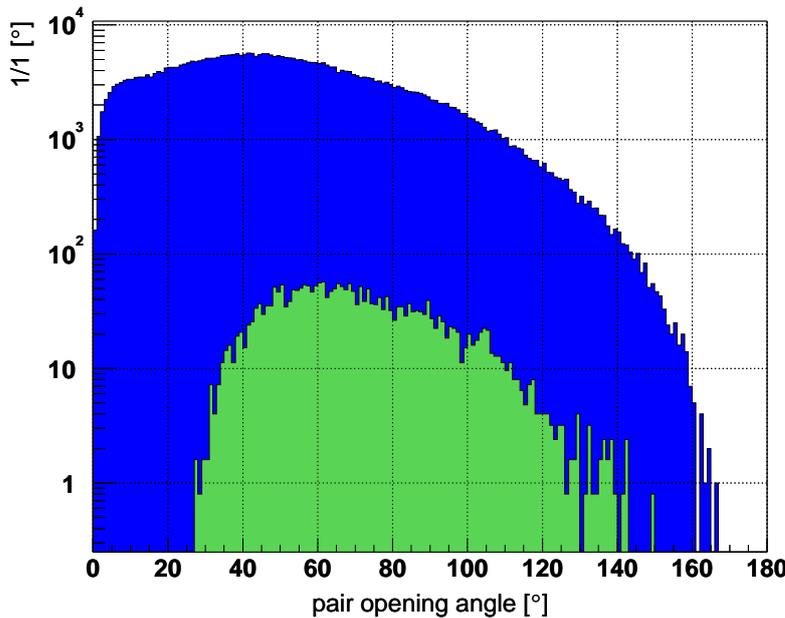


Abbildung G.2: URQMD-Simulation: Öffnungswinkelverteilung aller $\pi^+\pi^-$ -Paare (blau). Darübergerlegt ist die K_S^0 -Verteilung.

G.2.4 Pointing-Angle

Der *Pointing-Angle* kombiniert für Zerfälle von einem sekundären Vertex, die geometrische Information vom Ort des sekundären Vertex in Bezug auf den primären Vertex mit den Impulsinformationen des rekonstruierten Paarimpulses.:

$$\cos \alpha_{\text{Pointing}} = \frac{(\vec{v}_{\text{secondary Vertex}} - \vec{v}_{\text{primary Vertex}}) \cdot (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)}{|\vec{v}_{\text{secondary Vertex}} - \vec{v}_{\text{primary Vertex}}| |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|} \quad (\text{G.5})$$

Abbildung G.3 beschreibt die Konstruktion.

Für korrelierte Paare, deren Mutterteilchen aus dem primären Vertex entstammt (höhere Ordnungen sind auch möglich), sollte der Winkel annähernd 180° betragen. Voraussetzung für die Nutzung dieses Kriterium ist die Kenntnis des primären und sekundären Vertex mit einer hinreichend guten Auflösung sowie ein hinreichend langer Vertexvektor.

Die Untersuchung im Rahmen dieser Arbeit ergaben, dass die Ortsauflösung nicht ausreichend war.

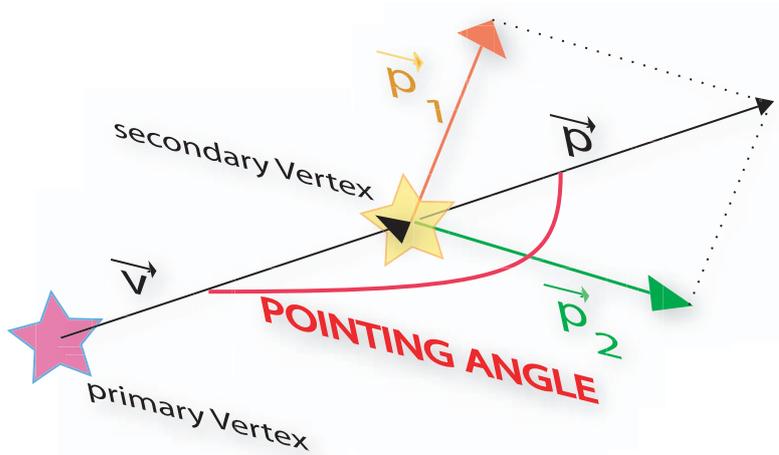


Abbildung G.3: Konstruktion des pointing angle als Winkel den der Vertex Vektor \vec{v} mit dem Summenimpulsvektor \vec{p} .

G.2.5 Impact parameter - Durchstoßpunkte in der primären Vertex Ebene

Für einen Zerfall, der an einem sekundären Vertex stattfindet, gilt, dass die Spuren der Produkte, wenn man sie in die xy -Ebene senkrecht zur Strahlachse an der z -Koordinate des primären Vertex zurückverfolgt, einen Mindestabstand zueinander und zum primären Vertex haben. Darüber hinaus kann man folgern, dass die beiden Durchstoßpunkte der Einzelspuren auf der o.g Ebene gemeinsam mit dem primären Vertex auf einer Linie liegen und dass der primäre Vertex dabei zwischen den beiden anderen Punkten liegt. Abbildung G.4 legt die Verhältnisse dar.

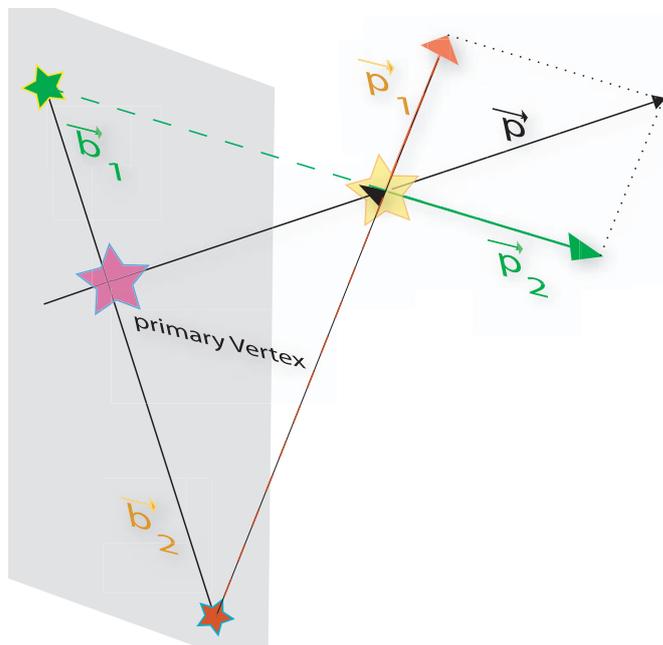


Abbildung G.4: Veranschaulichung der Zusammenhänge in Bezug auf die impact parameter-Vektoren b_1 und b_2 . In grau ist die xy -Targetebene dargestellt.

Literaturverzeichnis

- [A⁺99a] M. C. Abreu et al. Phi, rho and omega production in Pb - Pb collisions at 158-GeV/c**2 per nucleon. *Nucl. Phys.*, A661:534–537, 1999. [2](#)
- [A⁺99b] J. M. Alexander et al. Neutral strange particle production and flow at AGS energies. *J. Phys.*, G25:255–261, 1999. [144](#)
- [A⁺00] S. V. Afanasev et al. Production of Phi mesons in p + p, p + Pb and central Pb + Pb collisions at E(beam) = 158-A-GeV. *Phys. Lett.*, B491:59–66, 2000. [2](#)
- [A⁺02] C. Agodi et al. The HADES time-of-flight wall. *Nucl. Instrum. Meth.*, A492:14–25, 2002. [12](#), [22](#)
- [A⁺04a] J. Adams et al. rho0 production and possible modification in au + au and p + p collisions at s(nn)**(1/2) = 200-GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 92:092301, 2004. [2](#), [134](#)
- [A⁺04b] C. Alt et al. Strangeness from 20-A-GeV to 158-A-GeV. *J. Phys.*, G30:S119–S128, 2004. [2](#)
- [B⁺98] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:225–370, 1998. [3](#), [19](#), [145](#)
- [B⁺01] E. Berdermann et al. The Use of CVD Diamond for Heavy-Ion Detection. *Proc. of the 7th Int. Conf. on New Diamond Science Technology (ICNDST-7), Diamond and Related Materials, Hong Kong, July 2000*, pages 10:1770–1777, 2001. [12](#)
- [B⁺02] H. Bokemeyer et al. Development of low-mass drift chambers for the HADES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth.*, A477:397–400, 2002. [11](#)
- [B⁺04] A. Balanda et al. The HADES Pre-Shower detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A531:445–458, 2004. [15](#)
- [Bar02] R. Barlow et al. Recommended Statistical Procedures for BABAR. *BABAR Analysis Document*, # 318, Version 1, 2002. <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Statistics/Report/report.pdf>. [152](#)
- [BBN⁺98] E. Berdermann, E. Badura, C. Neyer, R. Schulze, and H. Stelzer. Diamond detectors for heavy ion measurements. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 61B:399–403, 1998. [12](#)
- [Bie04] Jaroslav Bielčik. *Dilepton spectroscopy with HADES*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2004. [7](#), [114](#), [145](#), [154](#)

- [BMRS03] Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, and Johanna Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003. [2](#)
- [BMSWX95] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu. Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS. *Phys. Lett.*, B344:43–48, 1995. [71](#)
- [Bou94] Mustapha Bougtheb. *Production de dileptons dans les collisions p+Be à 4.9 GeV, multiplicité associée, comparaison à p+p et p+d*. Thèse, Université Blaise Pascal - Clermont II (U.F.R. de recherche scientifique et technique), Juin 1994. [7](#)
- [Bra81] Sigmund Brand. *Datenanalyse: mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*. Bibliographisches Institut - Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1981. [129](#)
- [Bre99] Thomas Bretz. Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999. [10](#)
- [BRP00] René Brun, Fons Rademakers, and S. Panacek. Prepared for CERN School of Computing (CSC 2000), Marathon, Greece, Sep 2000. [18](#)
- [BS91a] I.N. Bronstein and K.A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*, chapter 5.2.3, pages 686–692. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 25 edition, 1991. [92](#)
- [BS91b] I.N. Bronstein and K.A. Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 25 edition, 1991. [183](#)
- [Chr03] T. Christ for the HADES Collaboration. Particle identification in the HADES detector. *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Frühjahrstagung, Tübingen*, HK 12.13, März 2003. [153](#)
- [CR98] J. Cleymans and K. Redlich. Unified description of freeze-out parameters in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 81:5284–5286, 1998. [2](#)
- [D⁺05] S. Damjanovic et al. First results from NA60 on low mass muon pair production in In In collisions at 158-GeV/nucleon. 2005. [2](#)
- [E⁺04] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B592:1, 2004. [135](#)
- [Ebe04] Thomas Eberl. *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter e^+e^- -Paare in C+C Stößen*. Dissertation, Technische Universität München, 2004. [13](#), [18](#), [154](#)
- [Eid04] Particle Data Group: D. Eidelmann et al. Review of particle physics. *Physics Letters B*, 592(1-4):1–1109, July 2004. [4](#), [17](#), [28](#), [77](#), [92](#), [135](#), [145](#), [152](#)
- [F⁺03] L. Fabbietti et al. Photon detection efficiency in the CsI based HADES RICH. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502:256–260, 2003. [14](#)
- [Fab03] Laura Fabbietti. *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*. Dissertation, Technische Universität München, 2003. [14](#), [154](#)
- [Fac04] Patricia Facchini. private Korrespondenz, 2004. [134](#)
- [För98] Andreas Förster. Pionenproduktion und thermische Konzepte in relativistischen Schwerionenreaktionen. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, 1998. http://www-aix.gsi.de/kaos/html/pub/ps/diplom_aoerster.ps. [75](#), [142](#)

- [FP97] B. Friman and H. J. Pirner. P-wave polarization of the rho meson and the dilepton spectrum in dense matter. *Nucl. Phys.*, A617:496–509, 1997. [1](#)
- [Fri99] J. Friese. Studying in-medium hadron properties with HADES. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 42:235–245, 1999. [7](#)
- [G⁺98] C. Garabatos et al. Optimisation of low-mass drift chambers for hades. *Nucl. Instrum. Meth.*, A412:38–46, 1998. [7](#), [11](#), [21](#)
- [Gar03] Manuel Sánchez García. *Momentum Reconstruction and Pion Production Analysis in the HADES Spectrometer at GSI*. Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003. [10](#), [18](#), [23](#), [24](#), [30](#), [186](#)
- [HAD94] HADES Kollaboration. *Proposal for a High-Acceptance - DiElectron Spectrometer*, 1994. [7](#)
- [Hag02] Particle Data Group: K. Hagivara et al. Review of particle physics. *Physical Review D*, 66(1-I):1–974, July 2002. [45](#), [114](#), [153](#)
- [Her01] Gunar Hering. *Dielectron Production in Heavy Ion Collisions at 158 GeV/C per Nucleon*. Dissertation, Technischen Universität Darmstadt, 2001. [111](#), [112](#)
- [Hyd] Hydra Documentation. <http://www-hades.gsi.de/> → [SimAna](#). [25](#)
- [Kas00] Anton J. Kastenmüller. *Nachweis von e^+e^- -Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor*. Dissertation, Technische Universität München, 2000. [14](#)
- [KH00] M. Kagarlis and R. Holzmann. Pluto++, A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics. <http://www.hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>, 2000. [18](#), [80](#), [81](#)
- [Leh00] Jörg Lehnert. *Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. [15](#)
- [Leo87a] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag Berlin, 1987. [129](#)
- [Leo87b] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, chapter 4.7.2, pages 82,99–100. Springer Verlag Berlin, 1987. [129](#)
- [Leo87c] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, chapter 4.4.5, page 90. Springer Verlag Berlin, 1987. [129](#)
- [Lin00] Erik Lins. *Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. [15](#)
- [Lin03] A. Linke. Spam oder nicht Spam? E-Mail sortieren mit Bayes-Filtern. *c't magazin für computer technik*, 17:150, July 2003. [152](#)
- [M⁺04] C. Müntz et al. The HADES tracking system. *Nucl. Instrum. Meth.*, A535:242–246, 2004. [7](#), [11](#), [21](#)

- [Mar04a] A. Marin. New results from CERES. *J. Phys.*, G30:S709–S716, 2004. **2, 141**
- [Mar04b] A. Marin. Strangeness production in Pb Au collisions at 40 AGeV and 158 AGeV (CERES). *Workshop of the Virtual Institute VH-VI-146 on Strangeness*, December 2004. <http://www.ikf.physik.uni-frankfurt.de/IKF-HTML/highenergy/virtual/workshops/meeting-Dec-2004/Marin/Marin-strange-Dec-2004-ceres.pdf>. **2, 141**
- [Mar04c] Jochen Markert. *Untersuchung der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experiments*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2004. **11, 14, 20, 21, 30, 31, 51, 149, 154, 155, 187**
- [Mar04d] Markus Merschmeyer. *Production and Flow of Neutral Strange Particles in Ni+Ni Collisions at 1.93 AGeV*. Dissertation, Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany, 2004. **144**
- [Mün02] Mathias Münch. *Das Datenaufnahmesystem für das Elektronenpaar-Spektrometer HADES*. Dissertation, Technische Universität München, 2002. **15**
- [Mün05] Christian Müntz. private Mitteilung, 2005. **5**
- [Otw03] Jacek Otwinowski. *Pomiar widm par e^+e^- wyprodukowanych w zderzeniach C+C przy energii $E_{KIN} = 2AGeV$ przy uyciu spektrometru HADES*. Dissertation, UJ Kraków, 2003. **154**
- [P⁺97] R. J. Porter et al. Dielectron cross section measurements in nucleus nucleus reactions at 1.0-A-GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 79:1229–1232, 1997. **7**
- [PA54] J. Podolanski and R. Armenteros. Analysis of V-Events. *Phil. Mag*, 45:13, 1954. **187**
- [Pet00] Markus Petri. *Entwicklung eines kombinierten Ausles- und Echtzeit-Triggersystems zum Nachweis von Elektron/Positron-Signaturen in einem elektromagnetischen Schauerdetektor*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. **15**
- [PLR02] Harrison B. Prosper, James T. Linnemann, and Wolfgang A. Rolke. A glossary of Selected Statistical Terms. *Proceedings of the conference on: Advanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham, England, 18-22 March 2002*, 2002. **92**
- [Pru95] Marguerite Prunet. *Spectroscopie des dileptons aux energies intermediares; la reaction carbone - carbone à 1 GeV/A*. Thèse, Université Blaise Pascal (U.F.R. de recherche scientifique et technique), Juin 1995. **7**
- [PS04] Krakow Piotr Salabura. private Mitteilung, 2004. **116**
- [Roh01] D. Rohrich. Review of SPS experimental results on strangeness. *J. Phys.*, G27:355–366, 2001. **2, 141**
- [RW00] R. Rapp and J. Wambach. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.*, 25:1, 2000. **1, 148**
- [S⁺95] P. Salabura et al. HADES: A High Acceptance DiElectron Spectrometer. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 44:701–707, 1995. **7**

- [S⁺96] R. Schicker et al. Acceptance and resolution simulation studies for the dielectron spectrometer HADES at GSI. *Nucl. Instrum. Meth.*, A380:586–596, 1996. 7
- [S⁺04a] P. Salabura et al. Study of e⁺, e⁻ production in elementary and nuclear collisions near the production threshold with HADES. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 53:49–58, 2004. 7
- [S⁺04b] P. Salabura et al. Studying in-medium hadron properties with HADES. *Acta Phys. Polon.*, B35:1119–1129, 2004. 7
- [Sal03] Piotr Salabura. *Vector Mesons in Strongly Interacting Systems*. Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, 2003. Habilitationsschrift. 116
- [Sch] R. Schicker. HADES MDC data format. <http://www-hades.gsi.de/> → SimAna. 95
- [Sch95] Heike Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995. 7, 111, 149
- [Sin02] Pekka K. Sinervo. Signal significance in particle physics. *Proceedings of the conference on: Advanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham, England, 18-22 March 2002*, 2002. 92
- [Stu01] Christian Sturm. *K⁺ Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde fuer die Inkompressibilitaet von Kernmaterie*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001. 4, 142, 143, 144
- [SV04] Frankfurt Stefan Vogel, URQMD. private Korrespondenz, 2004. 145, 146
- [Toi04] Alberica Toia. *Performance of the HADES Spectrometer for Dilepton Identification in the Reaction C+C at 1-2 AGeV*. Dissertation, Justus Liebig Universität Giessen, 2004. 15, 154
- [Tra01] Michael Traxler. *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001. 12, 15
- [VA95] Francisco Javier Vaca-Alvarez. *A Search For Λ_b In p-A Collisions At 515 GeV/c*. Dissertation, University of Illinois at Chicago, 1995. also published in hep-ph/9511003. 187, 188
- [Z⁺99] K. Zeitelhack et al. The HADES RICH detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:201–206, 1999. 14
- [Zov03a] Dusan Zovinec, hadron pid using β vs. p. Proceedings of HADES Collaboration Meeting XII, 2003. <http://www-hades.gsi.de/proceedings/collmeetXII/dzovinec1/dzovinec1.pdf>. 154, 155
- [Zov03b] Dusan Zovinec. *in Vorbereitung*. Dissertation, Slovak Academy of Sciences, Bratislava, 2003. 22
- [Zum05a] Peter Zumbruch. Documentation of the Unpacker of the MDC data, HMdcUnpacker. in preparation, 2005. 25
- [Zum05b] Peter Zumbruch. Documentation of the URQMD-to-HGEANT converter of HADES. in preparation, 2005. 19, 25, 86, 114

Danksagung

Diese Arbeit, ihre Durchführung und ihr Abschluss wären nicht möglich gewesen ohne den Beistand, die Hilfe und Unterstützung einiger Personen. Diesen gilt hiermit mein persönlicher Dank:

- ... meinem Doktorvater Herrn Professor Dr. Peter Braun-Munzinger für die langjährige Betreuung, Unterstützung und Geduld.
- ... Herrn Dr. Christian Sturm für die intensive Betreuung, die Diskussionen, Streitgespräche und Motivation in der langen Schlussphase,
- ... Herrn Dr. Christian Müntz für die alternative Sichtweise, die bei (fast) jeder Frage auftauchte.
- ... meinem langjährigen Zimmergenossen Herrn Dr. Jochen Markert für die (nützlichen, informellen, deftigen, sarkastischen, lustigen, ihm eigenen, etc. ...) Kommentare, die Hilfestellung beim Erstellen und Sichern der Arbeit, das gründliche Durchsehen der Arbeit und die technischen Vorarbeiten.
- ... Herrn Professor Dr. Joachim Stroth, der beratend, betreuend und immer motivierend beiseite stand.
- ... Herrn Dr. Romain Holzmann. Ihn konnte man immer stören und zu Fragen der Analyse, insbesondere GEANT, PLUTO und Physik befragen.
- ... Alexander (Mr. Mathematica), Anar, Burkhard, Gosia (Lady URQMD), Ilse, Jaro, Jörn, Simon, Yvonne.
- ... den Herren Dr. Piotr Salabura und Dr. Jens Sören Lange, die es besonders verstanden mit ihrem Interesse und ihrer Begeisterung nicht *hinterm Berg* zu halten.
- ... dem gemischten Team des CBM/KaoS/NA49/Alice - Zimmers:
Dr. Ingrid Kraus, Dr. Florian Uhlig und als Satelliten Dr. Helmut Oeschler und, noch ein bisschen weiter weg, Dr. Andreas Förster.
- ... Herrn Dr. Michael Meurer für die Unterstützung bei den Fragen zur Statistik.
- ... Herrn Sascha Vogel für die Zusammenarbeit hinsichtlich der URQMD-Simulationen der ρ^0 .
- ... Diana Schuhmacher für die Durchsicht *in letzter Minute*.
- ... Frau Alosia („Isia“) Busch (Sekretariat) und Herrn Edmar Stiel (Leiter Anwendungen und Help Desk, GSI) für den *direkten und persönlichen Draht* zu den Ressourcen der GSI.
- ... meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglichten.
- ... meiner Freundin und Partnerin Simone Elflein, die mir in der Zeit meiner Promotion immer ausgleichend und helfend zur Seite stand.

*Unser Wissen ist das Resultat unserer Erfahrungen,
unsere Erfahrungen sind das Resultat unserer Dummheit.*

Sacha Guitry (1885-1957), frz. Schriftsteller, Schauspieler u. Regisseur

Lebenslauf

Peter Wilhelm Zumbruch	geboren	27. März 1973, Bad Soden/Ts.
1979 - 1983	Grundschule	Grundschule Bad Camberg
1983 - 1985	Förderstufe	Taunusschule Bad Camberg
1985 - 1989	Gymnasialzweig	Taunusschule Bad Camberg
1989 - 1990	11. Klasse Gymnasium	Pestalozzischule Idstein
1990 - 1992	Gymnasium	Tilemannschule Limburg Abschluss: Allgemeine Hochschulreife
1992	Grundwehrdienst	
1992 - 1998	Studium der Physik Diplomarbeit	Technische Universität Darmstadt bei Prof. Dr. P. Braun-Munzinger durchgeführt bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt
1999 - 2005	wissenschaftlicher Mitarbeiter und Doktorarbeit	Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt bei Prof. Dr. P. Braun-Munzinger