

Dielektronenproduktion in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei 1 GeV pro Nukleon

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von
Yvonne C. Pachmayer
aus Massa, Italien

Frankfurt 2008
(D 30)

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. D. Rischke
Gutachter: Prof. Dr. H. Ströbele, Prof. Dr. J. Stroth
Datum der Disputation: 22.08.2008

Kurzfassung

Die Untersuchung der Eigenschaften von Hadronen und ihren Konstituenten (Quarks und Gluonen) in heißer und/oder dichter Kernmaterie ist eines der Hauptziele der Physik mit schweren Ionen. Der Zustand dichter und heißer Materie kann im Labor für kurze Zeit in der Reaktionszone von relativistischen Schwerionenkollisionen, die an Beschleunigeranlagen stattfinden, geschaffen werden. Einen Einblick über die Eigenschaften der starken Wechselwirkung und über die Massenerzeugung der Hadronen geben Dileptonen-Experimente, da Leptonen im Gegensatz zu Hadronen nicht von der starken Wechselwirkung beeinflusst werden.

Unabhängig von der Strahlenergie zeigen die invarianten Massenspektren der Dileptonen in Schwerionenkollisionen im Vergleich zur Superposition der erwarteten hadronischen Zerfälle im Vakuum einen Überschuss im invarianten Massenbereich $0,2\text{GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,6\text{GeV}/c^2$. Während dieser Überschuss bei CERN-SPS Energien [Ada08] [Arn06] in Zusammenhang mit der In-Medium-Modifikation der Spektralfunktion des ρ -Mesons gebracht wird [HR06], konnte die hohe Zahl der Dileptonen, die von der DLS Kollaboration in C + C und Ca + Ca bei 1 GeV pro Nukleon beobachtet wurde, bis zum Erscheinen der HADES Daten nicht zufriedenstellend erklärt werden [Ern98] [Bra98a] [BK99] [She03]. Die Diskrepanz zwischen experimentellen Daten und Transportrechnungen erhielt den Namen "DLS Puzzle". In diesem Zusammenhang wurde eine kontroverse Diskussion über die Validität der Ergebnisse der DLS Kollaboration geführt.

Das **HADES Detektorsystem (High Acceptance Di-Electron Spectrometer)**, das sich an dem Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befindet, ist zur Zeit das einzige Experiment, das Dielektronen (Elektron-Positron-Paare) bei Projektilenergien von 1 - 2 GeV pro Nukleon misst. Es tritt somit die Nachfolge des DLS Experiments an. Jedoch ist HADES durch zahlreiche technische Verbesserungen, u. a. Massenauflösung und Akzeptanz, im Vergleich zum Spektrometer DLS ein Experiment der 2. Generation. Erste Ergebnisse der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon der HADES Kollaboration bestätigen den generellen Trend einer erhöhten Zählrate im Vergleich zu den erwarteten Beiträgen von hadronischen Zerfällen [Aga07]. Es stellt sich die Frage, wie sich diese Beobachtung zu kleineren Strahlenergien hin fortsetzt. Es liegt nahe, dass die Anregungsfunktion des Überschusses dazu beiträgt, seinen physikalischen Ursprung zu klären.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die mit dem HADES Detektorsystem durchgeführte Messung der Dielektronenproduktion in der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon ausgewertet. Wesentliche Zielsetzungen sind u. a. die Überprüfung der DLS Daten und die Bestimmung der Anregungsfunktion des Überschusses.

In der Analyse wird demonstriert, dass Leptonen effizient nachgewiesen und Hadronen sehr gut diskriminiert werden. Die dargestellte Paaranalyse zeigt, dass der kombinatorische Untergrund erfolgreich reduziert und die Menge der wahren Elektron-Positron-Paare weitgehend erhalten werden kann. Nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes werden die effizienzkorrigierten und normierten invarianten Massen-, Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilungen der Dielektronen untersucht.

Die resultierenden Ergebnisse werden mit hadronischen Cocktails verschiedener theoretischer Ansätze verglichen. Diese beinhalten die Beiträge kurz- und langlebiger Dileptonenquellen einer thermischen Quelle (PLUTO) sowie mikroskopische Transportrechnungen (HSD und IQMD).

Im invarianten Massenbereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,6 \text{ GeV}/c^2$ wird der gemessene Überschuss relativ zu den Vorhersagen bestätigt. Zusammen mit den Ergebnissen der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u zeigt sich, dass der Überschuss mit abnehmender Strahlenergie relativ zunimmt. Eine detaillierte Analyse zeigt, dass der Überschuss in dem Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der Projektilenergie entsprechend der Zahl der produzierten neutralen Pionen und nicht wie die Zahl des η -Mesons skaliert.

Der direkte Vergleich der HADES mit den DLS Ergebnissen zeigt, dass die Daten der vorliegenden Arbeit mit den für lange Zeit angezweifelten DLS Resultaten übereinstimmen.

Die Frage nach dem physikalischen Ursprung des Überschusses rückt somit erneut in den Vordergrund. In diesem Zusammenhang ist das Studium der Dileptonenproduktion in elementaren Reaktionen $p + p$ und $d + p$ wichtig. In der Tat deuten neuere Rechnungen mit einem One Boson Exchange (OBE) Modell darauf hin, dass die Beiträge von $p - p$ und hauptsächlich $p - n$ zur Bremsstrahlung signifikant höher sind als bisher vermutet. Eine aktualisierte Transportrechnung (HSD), deren Parametrisierung der Bremsstrahlung durch dieses OBE Resultat inspiriert ist, scheint in der Lage zu sein, die Ergebnisse der Messungen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u der HADES und DLS Kollaboration recht gut zu beschreiben. Die entsprechenden Vergleiche sind dargestellt und werden diskutiert.

Aber auch die Transportrechnung IQMD, die realistische Beiträge der Bremsstrahlung annimmt, erklärt die HADES Daten recht gut.

Daher ist es offensichtlich, dass eine direkte Gegenüberstellung der OBE Modellrechnungen und der von der HADES Kollaboration gemessenen und derzeit analysierten Daten zur Dileptonenproduktion in $p + p$ und $d + p$ Reaktionen erforderlich ist. Nur so können sichere Schlüsse über den Ursprung der Dileptonen bei SIS Energien gezogen werden.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden auf der Quark Matter 2008 vorgestellt und diskutiert [Pac08] sowie im Journal Phys. Lett. B [Aga08c] veröffentlicht.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
Einleitung	1
1 Das Dileptonen-Spektrum	5
1.1 Relativistische Schwerionenstöße und Teilchenproduktion	7
1.1.1 Zeitlicher Verlauf einer Schwerionenkollision	8
1.1.2 Teilchenproduktion unterhalb der freien NN-Schwelle	10
1.2 Dileptonen aus hadronischen Zerfällen	10
1.2.1 Mesonen	11
1.2.2 Dalitz-Zerfall	12
1.2.3 Dalitz-Zerfall der Δ -Resonanz	14
1.2.4 Vektormeson Dominanz Modell	14
1.2.5 Direkter Zerfall neutraler Vektormesonen	15
1.2.6 In-Medium-Modifikation von Vektormesonen	19
1.3 Dileptonen aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen	20
1.3.1 Bremsstrahlung	21
1.3.2 Annihilation von Mesonen	23
1.4 Untergrundzusammensetzung	24
1.5 Simulation eines e^+e^- Cocktails	25
2 Bisherige Experimente zur Dileptonen Spektroskopie	29
2.1 Allgemeiner Überblick	29
2.1.1 Dileptonenproduktion in elementaren Reaktionen	30
2.1.2 Dielektronenproduktion in Schwerionenkollisionen	31
2.1.3 Dimyonenproduktion in Schwerionenkollisionen	34
2.1.4 Zukünftige Experimente zur Dileptonenproduktion	36
2.2 Das DLS Puzzle	36
2.2.1 Das DLS Experiment	37

2.2.2	Experimentelle Ergebnisse der DLS Kollaboration im Vergleich zu mikroskopischen Transportrechnungen	38
2.2.3	Erhöhung der Multiplizität des η -Mesons	40
2.2.4	Resümee	42
3	Das HADES Detektorsystem	43
3.1	Detektorkomponenten des Spektrometers	45
3.1.1	Ringabbildender Cherenkov Detektor (RICH)	45
3.1.2	Target, Start- und Veto-Detektoren	46
3.1.3	Multiplicity-Electron-Trigger Array (META)	48
3.1.4	Magnetspektrometer	51
3.2	Triggersystem	53
3.2.1	Trigger-Stufe LVL1	53
3.2.2	Trigger-Stufe LVL2	54
3.2.3	Trigger-Stufe LVL3	54
4	Messung und Analyse von Elektronen- und Positronenspuren	55
4.1	Das $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experiment bei 1 GeV pro Nukleon	55
4.1.1	Motivation der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV pro Nukleon	55
4.1.2	Details zur $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV pro Nukleon	56
4.1.3	Vergleich der durchgeführten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experimente bei 1 und 2 GeV pro Nukleon	58
4.2	Die Analyse- und Simulations-Software	60
4.2.1	Ereignis Rekonstruktion	60
4.2.2	Impulsbestimmung und Berechnung der invarianten Masse sowie die jeweiligen Auflösungen	62
4.3	Identifikation von Elektronen- und Positronenspuren	66
4.3.1	Trefferkorrelation	66
4.3.2	Qualitätskriterien der Cherenkov-Ringe	68
4.3.3	Schnitt auf die Flugzeit	70
4.3.4	Impulsabhängiger Schnitt auf elektromagnetische Schauer	71
4.4	Elektronen- und Positronenspektren	72
5	Messung und Analyse von Dielektronen	83
5.1	Definition von Signal und kombinatorischem Untergrund	83
5.2	Kombinatorischer Untergrund	84
5.2.1	Physikalisch unkorrelierte Paare	84
5.2.2	Rekonstruktion des kombinatorischen Untergrundes	85
5.3	Reduktion des kombinatorischen Untergrundes	88
5.3.1	Selektionskriterien auf einzelne Spuren und Paareigenschaften	89
5.3.2	Wirkung der Schnitte auf Leptonenpaare	93
5.4	Effizienz	96
5.5	Normierung	99

5.5.1	Zahl der Ereignisse N_{events}	99
5.5.2	Zahl der π^0 -Mesonen	100
5.6	Systematische Fehler	102
5.7	Akzeptanz	103
5.8	Dielektronenspektren	107
6	Ergebnisse und Diskussion	109
6.1	Signal	109
6.2	Ergebnisse der HADES und DLS Kollaboration im direkten Vergleich	112
6.2.1	Extrapolation der HADES Daten	114
6.2.2	Umrechnung der HADES Multiplizitäten	116
6.2.3	Vergleich der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon mit der DLS Messung	117
6.3	Vergleich der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u mit Modell PLUTO	119
6.4	Multiplizität des Überschusses als Funktion der Projektilenergie	126
6.5	Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen	127
6.5.1	Vergleich der HADES Daten mit mikroskopischen Transportrechnungen	127
6.5.2	Vergleich der DLS Daten mit mikroskopischer Transportrechnung	132
6.5.3	Vergleich gemessener Daten mit mikroskopischer Transportrechnung mit In-Medium-Effekten	135
6.6	Diskussion der Ergebnisse	136
7	Zusammenfassung und Ausblick	139
7.1	Zusammenfassung	139
7.2	Ausblick	142
A	Transportmodelle	145
B	Elektronen- und Positronenspektren	149
C	Dileptonenspektren	167
C.1	Doppeltreffer	167
C.2	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2	169
C.3	Systematische Fehler der Effizienz-Korrektur	174
D	Weitere Ergebnisse	177
D.1	Untersuchung der systematischen Fehler der Extrapolation der HADES Daten	177
D.2	Experimentelle Daten und Transportrechnungen im Vergleich zu PLUTO Cocktail A	178
D.3	Zusätzliche Vergleiche experimenteller Ergebnisse mit Modellen	179
D.4	Zusätzliche Untersuchung der experimentellen Ergebnisse	184

E Datenpunkte	185
E.1 Tabellen	186
E.1.1 Invariante Massenverteilung	186
E.1.2 Transversalimpulsspektren	187
E.1.3 Rapiditätsspektren	189
E.2 Spektren	192
E.2.1 Invariante Massenverteilung	192
E.2.2 Transversalimpulsspektren	193
E.2.3 Rapiditätsspektren	194
Literaturverzeichnis	195

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des e^+e^- invarianten Massenspektrums	6
1.2	QCD-Phasendiagramm und zeitliche Dichteentwicklung einer Schwerionen- kollision	8
1.3	Feynman-Graphen für den Dalitz-Zerfall	12
1.4	Dalitz-Zerfall der Δ -Resonanz	14
1.5	Feynman-Graph für den direkten Zerfall neutraler Vektormesonen	15
1.6	Massenverteilung des ρ -Mesons	17
1.7	Spektralfunktion des ρ -Mesons	18
1.8	Differenz aus den Spektralfunktionen des Axialvektor- und Vektormesons . . .	20
1.9	Verhältnis der Zählraten der Messungen p + d und p + p als Funktion der invari- anten Masse	22
1.10	Diagramme zum Bremsstrahlungsprozess	23
1.11	Diagramme zum Bremsstrahlungsprozess inkl. Kontakterm	23
1.12	Annihilation zweier Pionen	24
1.13	Gemessene inklusive Wirkungsquerschnitte und m_T -Skalierungs-Ansatz	27
1.14	Simuliertes e^+e^- invariantes Massenspektrum	28
2.1	Vergleich der CERES Daten mit hadronischem Cocktail	31
2.2	Experimentelle Ergebnisse der CERES Kollaboration	32
2.3	ρ -Meson Verteilung der CERES Kollaboration	33
2.4	Invariante Massenverteilung der NA60 Kollaboration	35
2.5	T_{eff} als Funktion der invarianten Masse (NA60 Kollaboration)	36
2.6	Das DLS Experiment	37
2.7	DLS: Auflösung der invarianten Masse und Vergleich beider Datensätze	38
2.8	DLS Daten im Vergleich zu Transportrechnungen	39
2.9	Invariante Massenverteilungen, gemessen von der DLS Kollaboration	41
3.1	Das HADES Detektorsystem	43
3.2	Querschnitt des HADES RICH-Detektors	47
3.3	Ausschnitt eines segmentierten Targets	48
3.4	TOFino- und PreShower-Detektor	49
3.5	Teilchenidentifikation mittels Flugzeitmessung	50
3.6	Magnetspektrometer	52

4.1	Aufbau des HADES Detektorsystems im August/September 2004	57
4.2	Schematische Übersicht der HADES-Analyse	63
4.3	Impulsrekonstruktion mittels Kick-Plane-Methode und ihre Auflösung	64
4.4	Trefferkorrelation	67
4.5	Charakteristika der Cherenkov-Ringe	69
4.6	Impuls multipliziert mit der Polarität als Funktion der Geschwindigkeit	70
4.7	Schematische Darstellung der elektromagnetischen Schauerentwicklung in dem PreShower-Detektor	71
4.8	Impulsverteilungen der Leptonenkandidaten	75
4.9	Azimutwinkelverteilungen (ϕ) von Elektronen und Positronen	77
4.10	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Polarwinkels	78
4.11	Transversalimpuls als Funktion der Rapidität	80
4.12	Häufigkeitsverteilungen für Positronen und Elektronen	81
4.13	Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung der Elektronen als Funktion der Po- sitronen	82
5.1	Kombinatorischer Untergrund	85
5.2	Vergleich des kombinatorischen Untergrundes	88
5.3	Öffnungswinkelverteilungen in der PLUTO Simulation	91
5.4	Nicht vollständig rekonstruierte Spuren	92
5.5	Wirkungsweise der Selektionskriterien für experimentelle Daten	94
5.6	Effizienzmatrix	97
5.7	Unkorrigierte und effizienzkorrigierte Paarspektren	98
5.8	Verteilungen positiv geladener Pionen	102
5.9	Akzeptanzmatrix für Elektronen und Positronen	105
5.10	Akzeptanzmatrix für Elektron-Positron-Paare	106
5.11	PLUTO Cocktail gefiltert mit der HADES-Akzeptanz	107
5.12	Ergebnis der Paaranalyse	108
6.1	Effizienzkorrigierte und normierte invariante Massenverteilung und Signal-zu- Untergrund Verhältnis	111
6.2	Effizienzkorrigierte und normierte Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilung	112
6.3	Vergleich der HADES- mit der DLS-Akzeptanz	113
6.4	Anteil der gemessenen HADES Daten in der DLS-Akzeptanz	114
6.5	Effizienz- und akzeptanzkorrigierte Elektron-Positron-Paare als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität sowie die Modellverteilungen	116
6.6	Vergleich der HADES mit den DLS Daten als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses	117
6.7	Vergleich der HADES mit den DLS Daten als Funktion der Rapidität und der Quotient aus beiden Datensätzen als Funktion der invarianten Masse	118
6.8	Vergleich experimenteller Daten mit PLUTO Cocktail	120
6.9	Vergleich experimenteller Daten mit PLUTO als Funktion der invarianten Masse	121

6.10	Vergleich experimenteller Daten mit dem PLUTO Cocktail als Funktion des Transversalimpulses	123
6.11	Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A als Funktion des Transversalimpulses	124
6.12	Vergleich experimenteller Daten mit dem PLUTO Cocktail als Funktion der Rapidität	124
6.13	Multiplizität des Überschusses als Funktion der Energie	126
6.14	Experimentelle Daten im Vergleich zu Elektron-Positron-Paaren aus den Zerfällen der Mesonen π^0 und η aus verschiedenen theoretischen Rechnungen . . .	128
6.15	Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen als Funktion der invarianten Massen	129
6.16	Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen als Funktion des Transversalimpulses	130
6.17	Vergleich experimenteller Daten mit HSD	131
6.18	Vergleich experimenteller Daten mit IQMD	131
6.19	Vergleich experimenteller Daten der DLS Kollaboration mit der Transportrechnung HSD	133
6.20	Vergleich verschiedener Modelle zur Berechnung der Bremsstrahlung	134
6.21	Vergleich experimenteller Daten mit HSD mit und ohne In-Medium-Effekte . .	135
6.22	Gemessene normierte Multiplizität nach Abzug der Anteile des π^0 - und η -Dalitz-Zerfalls aus dem PLUTO Modell	138
B.1	Polarwinkelverteilungen (θ) von Elektronen und Positronen	151
B.2	Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen	152
B.3	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Impulses . . .	153
B.4	Transversalimpulsverteilungen (p_{\perp}) von Elektronen und Positronen	154
B.5	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Transversalimpulses	155
B.6	Rapiditätsverteilungen y von Elektronen und Positronen	156
B.7	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion der Rapidität . . .	157
B.8	Pseudo-Rapiditätsverteilungen η von Elektronen und Positronen	158
B.9	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion der Pseudo-Rapidität	159
B.10	Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Azimutwinkels (ϕ)	160
B.11	Korrelation zwischen Azimut- und Polarwinkel (ϕ vs θ)	161
B.12	Korrelation zwischen Polarwinkel und Impuls (θ vs p)	162
B.13	Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen nach jedem Datenschnitt . .	163
B.14	Azimutwinkelverteilungen (ϕ) von Elektronen und Positronen nach jedem Datenschnitt	164
B.15	Polare Winkelverteilungen (θ) von Elektronen und Positronen nach jedem Datenschnitt	165
B.16	Impulsverteilung von Leptonenkandidaten bis ± 3 GeV/c	166

C.1	Schematische Darstellung der möglichen Doppeltreffer	168
C.2	Verteilung der Doppeltreffer	169
C.3	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für Leptonenpaare gleicher und ungleicher Polarität als Funktion der invarianten Masse	171
C.4	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für den kombinatorischen Untergrund und für das Signal als Funktion der invarianten Masse	172
C.5	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für Dileptonen als Funktion des Transversalimpulses	173
C.6	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für Dileptonen als Funktion der Rapidität	173
C.7	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für Dileptonen als Funktion der Rapidität nach Korrektur	174
C.8	Systematische Fehler der Effizienz-Korrektur	175
D.1	Systematische Fehler der Anpassungsparameter	178
D.2	Quotient aus experimentellen Daten bzw. Modellen und PLUTO Cocktail A	179
D.3	Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung im Vergleich zum PLUTO Cocktail für invariante Massen $M_{ee} > 0,5 GeV/c^2$	180
D.4	Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A als Funktion der Rapidität	181
D.5	Vergleich experimenteller Daten mit den Transportrechnungen HSD und IQMD als Funktion des Transversalimpulses für den Massenbereich $M_{ee} < 0,15 GeV/c^2$	181
D.6	Vergleich experimenteller Daten mit der Transportrechnung HSD als Funktion der Rapidität	182
D.7	Vergleich experimenteller Daten mit ausgewählten Dileptonenquellen der Transportrechnungen HSD und IQMD	182
D.8	Vergleich experimenteller Daten mit IQMD (größere Skala)	183
D.9	Verhältnis experimenteller Daten der DLS Kollaboration zur Transportrechnung HSD als Funktion der invarianten Masse	183
D.10	Experimentelle invariante Massenverteilung für verschiedene P_{\perp}^{ee} -Bereiche	184
E.1	Invariante Massenverteilung	192
E.2	Transversalimpulsspektren aller invarianten Massen und des Massenbereichs $M_{ee} < 0,15 GeV/c^2$	193
E.3	Transversalimpulsspektren der Massenbereiche $0,15 GeV/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 GeV/c^2$ und $M_{ee} > 0,15 GeV/c^2$	193
E.4	Rapiditätsspektren aller invarianten Massen und des Massenbereichs $M_{ee} < 0,15 GeV/c^2$	194
E.5	Rapiditätsspektren der Massenbereiche $0,15 GeV/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 GeV/c^2$ und $M_{ee} > 0,15 GeV/c^2$	194

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der wichtigsten Dileptonenquellen	11
1.2	Verzweigungsverhältnisse für Dalitz-Zerfall und direkten Zerfall	13
4.1	Definition der Messgrößen	73
4.2	Messgrößen als Funktion der angewendeten Selektionskriterien	74
5.1	Signal und kombinatorischer Untergrund als Funktion der Schnitte auf Paareigenschaften	95
5.2	Relative Stärke der verschiedenen Dileptonenquellen als Funktion der angewendeten Schnitte	95
5.3	Teilchenraten pro Reaktion in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen	101
6.1	Überschuss-Faktoren	122
C.1	Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für einzelne Leptonen	170
E.1	Normierte Multiplizität der gemessenen invarianten Massenverteilung	186
E.2	Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für alle invarianten Massenbereiche	187
E.3	Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$	187
E.4	Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$	188
E.5	Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$	188
E.6	Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für alle invarianten Massenbereich	189
E.7	Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$	190
E.8	Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$	191
E.9	Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$	191

Einleitung

Eines der Hauptziele der Physik mit schweren Ionen ist die Untersuchung von Hadronen und ihren Konstituenten (Quarks und Gluonen) in heißer und/oder dichter Kernmaterie. Diverse theoretische Modelle sagen eine Modifikation der Lebensdauer und/oder Masse der Hadronen im stark wechselwirkenden Medium vorher. Das Studium der so genannten In-Medium Eigenschaften von Hadronen soll ein besseres Verständnis der starken Wechselwirkung und der Lokalisierung (Confinement) der Quarks in Hadronen ermöglichen.

Der Aufbau der Materie vom Großen zum unendlich Kleinen wird im Folgenden kurz dargestellt. Bis ins 19. Jahrhundert glaubte man, dass Atome nicht teilbar sind. Durch die in 1911 von E. Rutherford durchgeführten Streuexperimente von Alpha-Teilchen an Goldfolien wurde klar, dass Atome größtenteils leer sind. Die Ablenkung einzelner Strahlen deutete aber darauf hin, dass in Atomen sehr kleine "Kerne" mit positiver Ladung vorhanden sind. Durch die Entdeckung der Neutronen 1932 durch Chadwick ist bekannt, dass der Atomkern aus Protonen und Neutronen, den sog. Nukleonen, aufgebaut ist. Den Atomkern umgibt eine Wolke bewegter Elektronen, die die Ladung der Atome nach außen hin kompensiert. Die Protonen und Neutronen sind ihrerseits wieder zusammengesetzt. Ihre Bausteine heißen Quarks und es gibt sechs unterschiedliche Spezies, drei leichte (u , d und s) und drei schwere Quarks (c , b und t), sowie die entsprechenden Antiquarks (\bar{u} , \bar{d} , usw.). Die Protonen und Neutronen, auch Teilchen genannt, bestehen aus drei Quarks und werden als Baryonen bezeichnet. Neben Proton und Neutron gibt es noch viele andere Teilchen, die ebenfalls aus drei Quarks aufgebaut sind. Dagegen deklariert man Teilchen aus Quarks und Antiquarks als Mesonen. Mesonen und Baryonen fasst man unter dem Begriff Hadronen, die wegen ihrer Bausteine der starken Wechselwirkung unterliegen, zusammen. Das Elektron besitzt ebenfalls noch Verwandte, das Myon und das Tau. Diese Teilchen bilden zusammen mit den drei Neutrinos (Elektronenneutrino, Myonenneutrino und Tauonenneutrino) und den dazugehörigen Antiteilchen die Gruppe der Leptonen. Das Antiteilchen des Elektrons ist das Anti-Elektron, das sog. Positron. Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung.

In der Natur existiert der Zustand dichter und heißer Materie z. B. im Innern von Neutronensternen, respektive bei Explosionen von Supernovae. Experimentell können diese Bedingungen

für kurze Zeit in der Reaktionszone von relativistischen Schwerionenkollisionen, die an Beschleunigeranlagen stattfinden, geschaffen werden. Dabei wird ein Großteil der Strahlenergie in die Anregung von baryonischen Resonanzen (Resonanzen sind kurzlebige angeregte Zustände; baryonische Resonanzen nennt man die Resonanzen, die aus drei Quarks bestehen), die hauptsächlich in Pionen und Nukleonen zerfallen, umgewandelt. Das so entstandene Gemisch aus baryonischen Resonanzen, Mesonen und Nukleonen bezeichnet man als hadronische Materie. Bei sehr hohen Temperaturen und/oder Dichten wird ein Zustand erwartet, das sog. Quark-Gluonen-Plasma, in dem das Confinement der Bausteine der Hadronen aufgehoben ist. Die in der Reaktionszone von Schwerionenkollisionen erreichte Temperatur und Dichte hängt von der gewählten Reaktion, d. h. Stoßsystem, Zentralität der Kollision und Einschussenergie, ab. So ist es möglich, unter verschiedenen Bedingungen die starke Wechselwirkung zu untersuchen und somit die zu Grunde liegende Theorie, die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD), zu verifizieren. Diese Eichfeldtheorie beschreibt die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen. Vor allem die fundamentale Eigenschaft der QCD, die Brechung der Chiralen Symmetrie, die die Eigenschaften von Teilchen wie z. B. die Masse kontrolliert, kann erforscht werden. Vektormesonen, bspw. ρ und ω , sind ideale Proben für diese Untersuchung, da sie wegen ihrer kurzen Lebensdauer noch in der heißen und dichten für kurze Zeit entstandenen Phase einer Schwerionenkollision in Leptonenpaare zerfallen. Somit reflektiert das invariante Massenspektrum aus Leptonenpaaren (e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paare, zusammengefasst: l^+l^-) die Eigenschaften der Vektormesonen in dieser heißen und dichten Phase. Eine Veränderung der Eigenschaften könnte mit der erwarteten Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie in dichter und/oder heißer Materie verknüpft sein. Vor allem der Zerfall der Vektormesonen in Leptonen ist ein hervorragendes Werkzeug, die stark wechselwirkende Materie zu untersuchen, da Leptonen im Gegensatz zu Hadronen nicht von der starken Wechselwirkung beeinflusst werden. Allerdings bedingt die elektromagnetische Kopplungskonstante $\alpha = \frac{1}{137}$ eine geringere Zerfallswahrscheinlichkeit. So ist der Zerfall eines neutralen Vektormesons über ein virtuelles Photon in ein Elektron-Positron-Paar gegenüber hadronischen Zerfällen um den Faktor $\alpha^2 = (\frac{1}{137})^2 \approx 5,33 \cdot 10^{-5}$ unterdrückt. Bei kleinen Projektilenergien von 1 - 2 GeV pro Nukleon tritt erschwerend hinzu, dass die Produktionswahrscheinlichkeit von Vektormesonen gering ist.

Die ersten Messungen von Dielektronen (Elektron-Positron-Paare = e^+e^- -Paare) bei Projektilenergien von einigen GeV pro Nukleon wurden mit dem DLS Experiment (**Di**Lepton **S**pectrometer) am Bevalac-Beschleuniger des Lawrence Berkeley Nationallaboratoriums in Kalifornien (USA) durchgeführt. Der hohe kombinatorische Untergrund (Gesamtheit der rekonstruierten Leptonenpaare, die unphysikalisch sind), die geringe geometrische Akzeptanz sowie die schlechte Massenauflösung des DLS Experiments erschwerten allerdings die Auswertung der invarianten Massenverteilung im Hinblick auf mögliche Resonanzen wie z. B. das ω -Meson mit einer Breite von $8,5 \text{ MeV}/c^2$. Weiterhin wurden die DLS Ergebnisse teilweise kontrovers diskutiert, da bisher die theoretischen Modellrechnungen zwar die experimentellen Ergebnisse der elementaren Reaktionen $p + p$ bei kleinen Projektilenergien, jedoch nicht die Daten aus Schwerionenkollisionen der DLS Kollaboration (z. B. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon) beschreiben konnten. Diese signifikante Diskrepanz zwischen theoretischen Modellen und experimentellen Daten wird oft als "**DLS Puzzle**" bezeichnet.

Das HADES Detektorsystem (**H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer), das sich an dem Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befindet, ist speziell für die Messung von e^+e^- -Paaren im Bereich kleiner invarianter Massen $M_{ee} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$ ausgelegt. Das HADES Experiment hat eine im Vergleich zum DLS Experiment 80-mal größere geometrische Akzeptanz für Paare. Es wird angestrebt, für schwere Projektil-Target-Systeme und Projektilenergien von bis zu 2 GeV pro Nukleon eine invariante Massenauflösung im Bereich des ω -Mesons von 1% (σ) (DLS: $\approx 15\%$) zu erreichen und gleichzeitig hohe Datenraten zu verarbeiten.

Das HADES Experiment ermöglicht, die Eigenschaften der Hadronen, die in Elektron-Positron-Paare zerfallen, zu untersuchen. Im Jahr 2002 hat die HADES Kollaboration die Untersuchung der Schwerionenreaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon durchgeführt und im Vergleich zu theoretischen Rechnungen unverstandene Beiträge im e^+e^- invarianten Massenspektrum im Bereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,6 \text{ GeV}/c^2$ gefunden.

Um diesen Überschuss als Funktion der Projektilenergie systematisch zu charakterisieren, die Daten der DLS Kollaboration zu überprüfen und um mehr Informationen für die theoretischen Berechnungen zur Verfügung zu stellen, wurde die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon durchgeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Analyse dieser Daten, z. B. invariante Massen-, Transversalimpulsverteilungen, die Anregungsfunktion des Überschusses und der direkte Vergleich der HADES mit den DLS Daten sowie ihre Interpretation mit Hilfe von theoretischen Rechnungen (PLUTO, HSD, IQMD), vorgestellt.

In **Kapitel 1** erfolgt ein Überblick über die theoretische Motivation und über die Dileptonenquellen, die zum invarianten Massenspektrum beitragen. **Kapitel 2** beinhaltet eine Zusammenfassung der Ergebnisse verschiedener Experimente und die Bemühungen, die Eigenschaften von Hadronen bei unterschiedlichen Bedingungen, z. B. in der heißen und dichten Phase bzw. im Grundzustand, zu vermessen. Das **Kapitel 3** beschreibt das HADES Detektorsystem. Die Messung und Analyse von einzelnen Leptonenspuren und Dielektronen in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon, die mit diesem Spektrometer aufgezeichnet wurden, werden in **Kapitel 4** und **Kapitel 5** dargestellt. Die aus der Analyse gewonnenen Ergebnisse werden auch im Vergleich zu den Daten des DLS Experiments und zu theoretischen Rechnungen in **Kapitel 6** präsentiert und diskutiert. **Kapitel 7** gibt eine Zusammenfassung dieser Arbeit und einen Ausblick.

Kapitel 1

Das Dileptonen-Spektrum

Bereits Ende der 70er Jahre schlug man vor, in Kern-Kern Stößen erzeugte Leptonenpaare (Dileptonen) zu messen, da diese im Gegensatz zu Hadronen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und somit ein ideales Werkzeug sind, um stark wechselwirkende Materie, d. h. die heiße und/oder dichte Phase einer Schwerionenkollision, direkt zu untersuchen.

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Dileptonenquellen, Paarerzeugung von Leptonen, im invarianten Massenbereich bis $5 \text{ GeV}/c^2$ gegeben. Als Dileptonen (l^+l^- -Paare) bezeichnet man Dielektronen (e^+e^- -Paare) und Dimyonen ($\mu^+\mu^-$ -Paare). Dileptonen können sowohl als Zerfallsprodukte von elektromagnetisch zerfallenden Hadronen auftreten als auch aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen stammen.

Die Abbildung 1.1 zeigt einen schematischen Überblick über die Dileptonenquellen in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen als Funktion der invarianten Masse. Dieser umfasst die Dalitz-Zerfälle der Mesonen π^0 und η , die direkten Zerfälle der Mesonen ρ , ω , ϕ , J/ψ und ψ' sowie die semi-leptonischen Zerfälle der D-Mesonen und die Drell-Yan-Paare. Dominiert wird der mittlere Massenbereich ("Intermediate-Mass Region") durch die semi-leptonischen Zerfälle des Mesons mit Charme ($D\bar{D}$) und dem Drell-Yan Prozess, der direkten Produktion von Dileptonen in Hadron-Hadron-Streuung. Beim Drell-Yan Prozess annihilieren das Quark eines Hadrons und das Antiquark eines anderen (Anti-)Hadrons zu einem Leptonenpaar, was einen kontinuierlichen Beitrag zum Massenspektrum zur Folge hat. Im Gegensatz zu diesem strukturlosen, exponentiellen Abfall erwartet man in den anderen Bereichen, die durch Resonanzen charakterisiert sind, markante Effekte.

In [RW00] wird gesagt, dass z. B. bei großen Massen die Unterdrückung schwerer Quarkonia wie der J/ψ Resonanz, die sich neben dem ψ' im Bereich hoher invarianter Massen über $3 \text{ GeV}/c^2$ befindet, eine Signatur des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) ist. Dies ist ein Zustand der Materie, in dem das Confinement der Quarks und Gluonen aufgehoben ist. Allerdings maskiert der Drell-Yan Prozess den Nachweis der aus dem Quark-Gluon-Plasma stammenden Dileptonen. Des Weiteren ist es möglich, über Leptonenpaare, die durch Quark-Antiquark-Vernichtung $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$ erzeugt werden, Auskunft über thermodynamische Observablen, z. B. Temperatur oder Thermalisierungszeiten, zu erhalten [Kap92] [Kaj86] [Dam07]. Diesen Einblick ermöglicht die Auswertung der Impulsverteilungen der Leptonenpaare, die durch die Impuls-

verteilung der Quarks und Antiquarks im Quark-Gluonen-Plasma bestimmt sind, die wiederum durch die thermodynamischen Eigenschaften des Plasmas gegeben sind [Büs97]. Ferner kann aus den Transversalimpulsverteilungen bzw. invarianten transversalen Massen abgeleitet werden, aus welcher Phase der Reaktion die Dileptonen stammen [Kaj86] [Arn07] [Dam07].

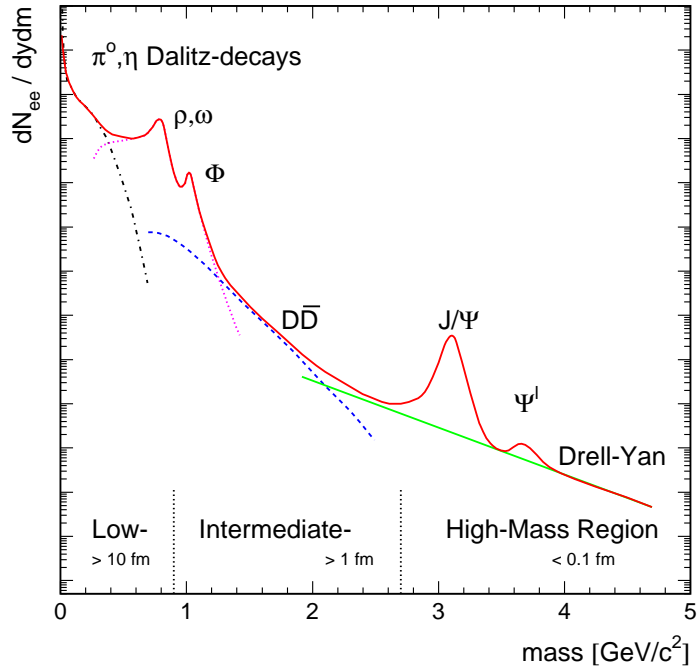


Abbildung 1.1: Erwartete Dileptonenquellen als Funktion der invarianten Masse in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen [Dre00].

Im Folgenden wird besonders auf die dominierenden Quellen der Dileptonenproduktion in elementaren und Kern-Kern-Kollisionen bei Projektilenergien von 1 bis 2 GeV pro Nukleon eingegangen. Dies entspricht dem Bereich kleiner invarianter Massen (“Low-Mass Region“) - unterhalb und um das ϕ -Meson $M_{\phi} \lesssim 1 GeV/c^2$. Die Low-Mass Region wird von den leichten u, d und s Quarks beherrscht. Im Limit verschwindender Quarkmassen wird die Chirale Symmetrie, eine Symmetrie der Quanten Chromodynamik (QCD), wiederhergestellt. Diese Symmetrie ist spontan und auf Grund der endlichen Quarkmassen explizit gebrochen. Die Brechung geht mit der Ausbildung eines Kondensates aus virtuellen Quark-Antiquark Paaren $\langle \bar{q}q \rangle$ einher. Bei hoher Temperatur und Dichte wird eine Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie, ein Verschwinden des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensates, erwartet [RW00]. Für die drei Quark-Flavour (u, d und s) ist dies wegen ihrer geringen Masse ein Prozess erster Ordnung. Daher wird erwartet, dass eine Restauration der Chiralen Symmetrie durch eine Modifikation der Masse und/oder Resonanzbreite leichter Hadronen, z. B. ρ , a_1 und ω , sichtbar wird [BR91] [SS94] [Lut92] (s. Abschn. 1.2.6).

Bei kleinen Strahlenergien ist nur der Bereich kleiner Massen zugänglich, dessen detailliertes

Verständnis allerdings erforderlich ist, um Anzeichen der Symmetrie-Restauration aufzuspüren. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u dargelegt. Bevor auf die einzelnen Quellen, die bei kleinen Projektilenergien, also kleinen invarianten Massen, eine Rolle spielen, im Detail eingegangen wird, wird die zeitliche Abfolge einer Schwerionenkollision beschrieben. Es wird erläutert, zu welchem Zeitpunkt die Entstehung der verschiedenen Dileptonenquellen erwartet wird. In Schwerionenkollisionen bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon ist die Erzeugung von Teilchen unterhalb der Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stößen besonders relevant. Dies wird ebenfalls im Nachstehenden erklärt.

1.1 Beschreibung relativistischer Schwerionenstöße und Teilchenproduktion unterhalb der Schwelle

Um die Eigenschaften der Hadronen unter dem Einfluss hoher Temperatur und/oder Dichte zu studieren, müssen an Beschleunigeranlagen Schwerionenkollisionen erzeugt werden. Durch Veränderung der experimentellen Bedingungen, wie Projektilenergie oder Zentralität der Kollision, ist es möglich, fernab vom Grundzustand die unterschiedlichen Bereiche des Phasendiagramms der QCD (Quanten Chromodynamik) zu untersuchen. Das vermutete QCD-Phasendiagramm ist in Abbildung 1.2(a) als Funktion von Temperatur und Baryondichte (net baryon density) schematisch dargestellt. In Schwerionenkollisionen werden bei hohen Projektilenergien (im ultrarelativistischen Bereich) die Nukleonen nicht mehr so stark abgebremst, so dass sie im Schwerpunktssystem zum Stehen kommen. Daher nimmt die Baryondichte im Zentrum ab, die Temperatur steigt dagegen in der hadronischen Phase bis zu einem maximal erreichbaren Wert, der Hagedorn-Temperatur, wahrscheinlich identisch mit der kritischen Temperatur zum QGP-Phasenübergang (s. u.). Im Quark-Gluonen-Plasma (s. u.) hingegen kann die Temperatur auch noch weiter steigen ($>$ Hagedorn-Temperatur). Mit der Zentralität einer Kollision nimmt in der Regel die Baryondichte entsprechend dem Dichteprofil der kollidierenden Kerne etwas zu.

Bei hohen Temperaturen, oberhalb der kritischen Temperatur T_c (etwa 150 MeV), schmelzen die Hadronen und ihre Konstituenten (Quarks und Gluonen) bilden eine neue Form der Materie (partonische Phase), das sog. Quark-Gluonen-Plasma. Das Confinement der Quarks ist somit aufgehoben. Unterhalb von T_c verbinden sich die Quarks und Gluonen zu farblosen Objekten (colour singlets). In diesem niederenergetischen Teil der QCD liegt die hadronische Phase bestehend aus Mesonen (s. Abschn. 1.2.1) und Baryonen vor (Hadronengas). Bei sehr hohen Baryondichten wird auch erwartet, dass die Bildung von Quark-Cooper-Paaren Farbsupraleitung oder Suprafluidität verursacht.

Bei hohen Baryondichten und kleinen Temperaturen wird ein Phasenübergang erster Ordnung zwischen dem Hadronengas und dem Quark-Gluonen-Plasma erwartet. Die Grenzkurve zwischen beiden Phasen (Hadronengas und QGP) endet im kritischen Punkt, in dem ein Phasenübergang zweiter Ordnung stattfindet. Die Lage des kritischen Punktes im QCD-Phasendiagramm ist eine viel diskutierte Frage. Er ist von besonderem Interesse, da hier starke Fluk-

tuationen bestimmter Observablen erwartet werden. Die Untersuchung der Kernmaterie in diesem Bereich ist auch ein Forschungsschwerpunkt [CBM04] der geplanten Beschleunigeranlage FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [Gut06] [Fai07] der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.

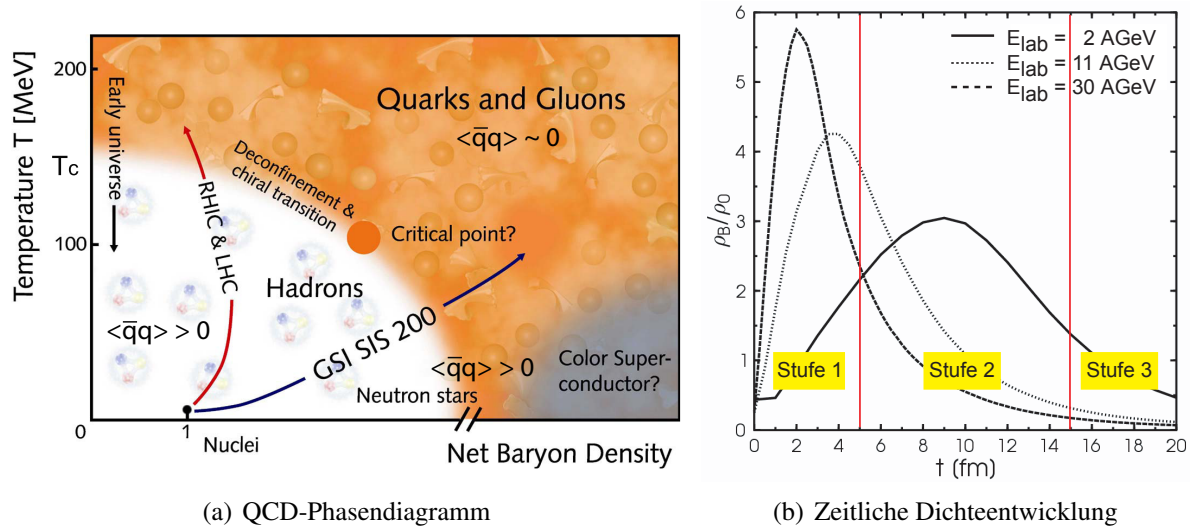


Abbildung 1.2: (a) Schematische Darstellung des QCD-Phasendiagramms [CBM07], in das die entsprechenden Werte des Quarkkondensats $\langle \bar{q}q \rangle$ eingezeichnet sind. (b) Zeitliche Entwicklung der Dichte in zentralen Au + Au Kollisionen bei Projektilenergien von 2, 11 und 30 GeV/u nach Berechnungen des UrQMD-Modells (s. Anh. A) [Ble07].

Bei hohen Temperaturen und geringen Baryonendichten, einem Zustand der einige Mikrosekunden nach dem Urknall in unserem Universum vorherrschte, liegt wahrscheinlich weder ein Übergang erster noch zweiter Ordnung vor, sondern ein kontinuierlicher, was als Crossover bezeichnet wird. Dieser Bereich kann in Experimenten am Relativistic Heavy Ion Colliders (RHIC) des Brookhaven National Laboratory (USA) und demnächst am Large Hadron Collider (LHC) des CERNs (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf erforscht werden.

Temperaturen $< 100 \text{ MeV}$ und hohe Baryonendichten, d. h. Reaktionen bei einigen wenigen GeV pro Nukleon, können am Schwerionensynchrotron (SIS) der GSI untersucht werden. Welche Werte das Quarkkondensat $\langle \bar{q}q \rangle$ in den verschiedenen Bereichen des QCD-Phasendiagramms annimmt, ist ebenfalls in Abbildung 1.2(a) angedeutet.

1.1.1 Zeitlicher Verlauf einer Schwerionenkollision

Der zeitliche Verlauf einer Schwerionenkollision wird in drei Stufen gegliedert (s. Abb. 1.2(b)) und im Folgenden für zentrale Au + Au Kollisionen bei Projektilenergien von 2 GeV pro

Nukleon beschrieben. In der ersten Stufe, die ersten 5 fm/c ($1\text{ fm}/c \approx 3,34 \cdot 10^{-24}\text{ s}$) eines zentralen Stoßes zwischen Projektil und Targetkern, wird eine hochdichte Phase (Feuerball) von etwa $2\rho_0$ aufgebaut. Da beide Kerne abgebremst werden, entsteht Bremsstrahlung (vgl. Abschn. 1.3.1). Die zweite Stufe der Schwerionenkollision hat laut Rechnungen des UrQMD-Modells (**U**ltrarelativistische **Q**uanten-**M**olekular-**D**ynamik, s. Anh. A) eine Zeitspanne von etwa 10 fm/c. Diese Phase zeichnet sich durch eine Dichte von $2 - 3\rho_0$ und Temperaturen von bis zu 100 MeV [RW00] aus. Die pro partizipierendem Nukleon zur Verfügung stehende Energie ($\sqrt{s}/2 - m_N$) wird in die Anregung thermischer und kollektiver Freiheitsgrade transformiert [Ave03]. Die Energie wird zu Wärme und stellt die Masse gespeichert in Resonanz-Zuständen und Mesonen zum Zeitpunkt des chemischen Ausfrierens bereit [Ave03]. Ein Großteil der Nukleonen, die an der Kollision teilnehmen, ist zu diesem Zeitpunkt zu schweren, kurzlebigen Resonanzen angeregt, die in Mesonen und Nukleonen zerfallen. Weiterhin baut die Energie Kompression auf, was einen kollektiven Fluss der expandierenden Materie bewirkt. Dieser hochdichten Phase können Hadronen nicht entweichen. Nukleonen, Resonanzen und Mesonen sind in einem Zyklus von Generation, Absorption und Reemission gefangen, z. B. gilt für Nukleonen N, die Δ -Resonanz und Pionen:



Die Anregung zu höherenergetischen Resonanzen sowie die Wechselwirkung von Pionen, Nukleonen und Resonanzen in sog. “multistep processes“ führt zur Produktion schwerer Mesonen (s. u.). In der dritten Stufe expandiert das System. Da sich die Baryonen und Mesonen nicht im Gleichgewicht befinden, verändern sich ihre Observablen, z. B. Massen-, Impulsverteilung ($\hat{=}$ Thermalisierung) und Häufigkeit. Photonen und Leptonen aus Zerfällen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und verlassen somit die Kollisionszone fast ungestört. Sie tragen die Informationen über die Bedingungen zum Zeitpunkt ihrer Entstehung, also auch der heißen Phase, in das Detektorsystem, das die Photonen und Leptonen nachweist. Ein Beispiel ist das ρ -Meson, das mit einer Lebensdauer von $\tau_{free} = 1,3\text{ fm}/c$ im Feuerball in Leptonen zerfällt. Da die komprimierte Phase etwa 10 fm/c (s. o.) andauert, kann das ρ -Meson allerdings auch viele Zyklen von Zerfall und Regeneration durchlaufen. Die Regeneration des ρ -Mesons ist aber bei kleinen Projektilenergien und leichten Stoßsystemen ein seltener Prozess [Bra08]. Wenn die Teilchen die Reaktionszone ohne weitere Wechselwirkung verlassen, friert das System aus (“Freeze-out“). Beim “Freeze-out“ unterscheidet man zwischen chemischem und thermischem Ausfrieren. Das entspricht den Zeitpunkten, wenn sich die Häufigkeiten der einzelnen Teilchen (ausgenommen Zerfälle) bzw. die Impulsverteilungen der Teilchen nicht mehr verändern. Nach dem “Freeze-out“ sind die dominierenden Dileptonenquellen Resonanzen und Dalitz-Zerfälle, hauptsächlich der π^0 -, η - und ω -Mesonen (vgl. Abschn. 1.2).

Da also Dileptonen im Endzustand nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, sind sie somit ideale Proben der hochdichten heißen Phase, die während der Schwerionenkollision gebildet wird. Da die Dileptonen allerdings kontinuierlich emittiert werden, transportieren sie Informationen über den ganzen zeitlichen und räumlichen Verlauf der Reaktion. Das gemessene invariante Massenspektrum ist folglich das Integral der Dileptonenproduktion über alle Stufen der Schwerionenkollision, was eine Interpretation der Ergebnisse erschwert.

Ob bei der in dieser Arbeit ausgewerteten Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u ein Feuerball entsteht, wird kontrovers diskutiert und soll im Folgenden dahingestellt bleiben.

1.1.2 Teilchenproduktion unterhalb der freien NN-Schwelle

Neben dem neutralen Pion und der Δ -Resonanz werden die anderen Dileptonenquellen, wie z. B. die Mesonen η und ρ , bei einer Schwerionenkollision von 1 GeV pro Nukleon unterhalb der Produktionsschwelle in freien Nukleon-Nukleon-Stößen erzeugt, da für eine Reaktion bei 1 GeV/u maximal eine Energie von $E_{cm}^{thr} = \sqrt{s} - 2 \cdot m_N = 0,447 \text{ GeV}$ zur Verfügung steht, was z. B. unterhalb der Masse des η -Mesons von $0,547 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Aus folgenden Gründen können aber trotzdem Teilchen mit einer Masse $> E_{cm}^{thr}$ produziert werden:

- **Fermi-Bewegung:** Die Fermi-Bewegung der Nukleonen ($p_f = hc(3\rho_0/4)^{1/3} \simeq 270 \text{ MeV}/c$) kann die verfügbare Energie E_{cm}^{thr} in Nukleon-Nukleon-Stößen erhöhen. Die Stärke dieses Effektes ist von der Relativorientierung der Impulsvektoren abhängig.
- **Reduktion der Masse:** Eine Reduktion der Masse der Nukleonen m_N oder des zu beobachteten Teilchens m^* auf Grund von In-Medium-Effekten (s. Abschn. 1.2.6) ermöglicht die Produktion des Teilchens.
- **Zerfall von Resonanzen und Mehrstufenprozessen (multistep processes):** In Zwei- oder Mehrstufenprozessen, die Resonanzen als intermediäres Energiereservoir einbeziehen, können Teilchen mit Massen $m > E_{cm}^{thr}$ entstehen. Die Menge der Teilchen steigt mit der Zahl der Partizipanten einer Reaktion an; so können selbst bei geringen Projektilenergien durch mehrere inelastische Kollisionen sehr schwere Resonanzen erzeugt werden.

Das η -Meson z. B. entsteht hauptsächlich durch den Zerfall der Resonanz $N^*(1535)$, die zu 45 - 60% in $N\eta$ zerfällt. Die Resonanz $N^*(1535)$ kann in mehrstufigen inelastischen Prozessen erzeugt werden, indem ein Nukleon mit einer Resonanz R stößt $N + R \rightarrow N + N^*(1535)$. Hier dient die Resonanz R als Energiereservoir.

Beispielsweise wurde mittels UrQMD Rechnungen (s. Anh. A) ermittelt, dass in zentralen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen (Stoßparameter¹ $\leq 4 \text{ fm}$) bei einer Projektilenergie von 1 GeV/u die mittlere Zahl der Stöße pro Nukleon 1,6 beträgt.

1.2 Dileptonen aus hadronischen Zerfällen

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wann die einzelnen Dileptonenquellen (Hadronen) erzeugt werden und wie ihre Produktion unterhalb der Schwelle möglich ist. Im Folgenden wird auf die einzelnen Quellen, z. B. ihre Zerfalls-Charakteristika, eingegangen. Es wird

¹Der Stoßparameter gibt den Grad der Zentralität einer Kollision wieder. Er bezeichnet den minimalen Abstand der Trajektorien von Target- und Projektilkern.

dargelegt, welche Veränderungen der Eigenschaften einiger Quellen durch In-Medium-Effekte erwartet werden. Die meisten Dileptonen mit kleiner invarianter Masse $M_{ll} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$ sind Zerfallsprodukte von elektromagnetisch zerfallenden Hadronen. Hierzu zählen die Dalitz-Zerfälle der Mesonen π^0, η und η' :

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow e^+e^-\gamma, \\ \eta &\rightarrow l^+l^-\gamma, \\ \eta' &\rightarrow l^+l^-\gamma,\end{aligned}$$

und $\omega \rightarrow \pi^0 l^+ l^- \rightarrow \gamma \gamma l^+ l^-$ und Baryon-Resonanzen, z. B. $\Delta \rightarrow N \gamma \rightarrow N e^+ e^-$ sowie direkte Zweikörper-Zerfälle z. B. der Mesonen $\rho, \omega, \phi \rightarrow l^+ l^-$. Die Tabelle 1.1 fasst die Eigenschaften dieser wichtigsten Dileptonenquellen bei Projektilenergien von 1 - 2 GeV pro Nukleon sowie deren Verzweigungsverhältnis in den elektromagnetischen Zerfallskanal nach [Yao06] zusammen.

Anhand der Tabelle 1.1 ist deutlich zu erkennen, dass der elektromagnetische Zerfallskanal der Vektormesonen ρ, ω, ϕ gegenüber dem hadronischen stark unterdrückt ist. Von besonderem Interesse ist das ρ -Meson (s. Abschn. 1.2.5). Mit einer Lebensdauer von $\tau_{free} = 1,3 \text{ fm}/c$ zerfallen alle ρ -Mesonen im Feuerball, der bei einer Projektilenergie von wenigen GeV etwa 10 fm/c andauert (vgl. Abschn. 1.1). Auch die langlebigen Mesonen ω ($\tau_{free} = 23,2 \text{ fm}/c$) und ϕ ($\tau_{free} = 46,2 \text{ fm}/c$) zerfallen bei niedrigen Relativgeschwindigkeiten im Feuerball.

Quelle	J^P	I	Masse [MeV/c ²]	Zerfallsbreite		Produkt inkl. BR			
				[MeV/c ²]	[fm/c]	BR	e^+e^-	BR	
Dalitz-Zerfall pseudoskalarer Mesonen									
π^0	0^-	1	135	$7,8 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^7$	$\gamma\gamma$	0,99	γe^+e^-	0,01
η	0^-	0	547,5	0,0013	$1,5 \cdot 10^5$	$\gamma\gamma$	0,39	γe^+e^-	$6,0 \cdot 10^{-3}$
Direkter Zerfall von Vektormesonen									
ρ	1^-	1	775	149,4	1,3	$\pi^+\pi^-$	≈ 1	e^+e^-	$4,7 \cdot 10^{-5}$
ω	1^-	0	782	8,5	23,2	$\pi^+\pi^-\pi^0$	0,89	e^+e^-	$7,2 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1^-	0	1019	4,26	46,2	K^+K^-	0,49	e^+e^-	$3 \cdot 10^{-4}$
Δ -Dalitz-Zerfall									
Δ	$(\frac{3}{2})^+$	$\frac{3}{2}$	1232	116-120	1,7	$N\pi$	≈ 1	$N e^+e^-$	$4,4 \cdot 10^{-5}$
Proton-Neutron-Bremsstrahlung: $pn \rightarrow pn e^+e^-$									

Tabelle 1.1: Die Eigenschaften der wichtigsten Dileptonenquellen [Yao06]. J ist der Spin, P die Parität, I der Isospin und BR das Verzweigungsverhältnis. Masse bezeichnet hier das Maximum der Massenverteilung, d. h. die Polmasse.

1.2.1 Mesonen

Die neutralen Mesonen $\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega$ und ϕ sind jeweils aus einem Quark und einem Antiquark der drei leichten Quarksorten u, d und s aufgebaut. Mesonen unterliegen somit der starken

Wechselwirkung und sind instabil. Sie zerfallen in leichtere Hadronen (meist Mesonen), Photonen, Leptonen oder semi-leptonisch (Endzustände beider Teilchenarten). Die Parität P der oben genannten leichten Mesonen ist $(-1)^{L+1} = -1$, da der Bahndrehimpuls $L = 0$ ist. Da Quarks als Fermionen einen Spin von $s = \frac{1}{2}$ besitzen, haben die aus zwei Quarks aufgebauten Mesonen einen Gesamtspin von $S = 1$ oder $S = 0$. Der Gesamtdrehimpuls $J = L + S$ beträgt folglich 0 oder 1. Mesonen mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ werden Vektormesonen und mit $J^P = 0^-$ pseudoskalare Mesonen genannt. Vektormesonen ($L = 0, S = 1$) sind ρ, ω und ϕ . Dagegen sind π^0, η und η' pseudoskalare Mesonen ($L = 0, S = 0$). Das a_1 -Meson mit $J^P = 1^+$ ist ein Axialvektormeson ($L = 1, S = 0$) und das $f_0(600)$, das sog. Sigma, mit $J^P = 0^+$ ein skalares Meson.

1.2.2 Dalitz-Zerfall

Als Dalitz-Zerfall bezeichnet man den elektromagnetischen Zerfall der Form:

$V \rightarrow PS l^+ l^-$ für ein Vektormeson V (ω) und $PS \rightarrow \gamma l^+ l^-$ bzw. $PS \rightarrow \gamma V$ (im Vektormeson Dominanz Modell, s. Abschn. 1.2.4) für ein pseudoskalares Meson PS (π^0, η, η') (vgl. Abb. 1.3). Hierbei handelt es sich nicht um einen 3-Körper-Zerfall, da der Prozess $A \rightarrow B l^+ l^-$ sequentiell in zwei Subprozesse aufgespalten werden kann. Teilchen A geht zunächst in ein Teilchen B und ein virtuelles Photon γ^* über, $A \rightarrow B \gamma^*$. Das virtuelle Photon zerfällt dann in ein Leptonenpaar $l^+ l^-$. Teilchen B kann ein Photon oder ein massives Teilchen sein.

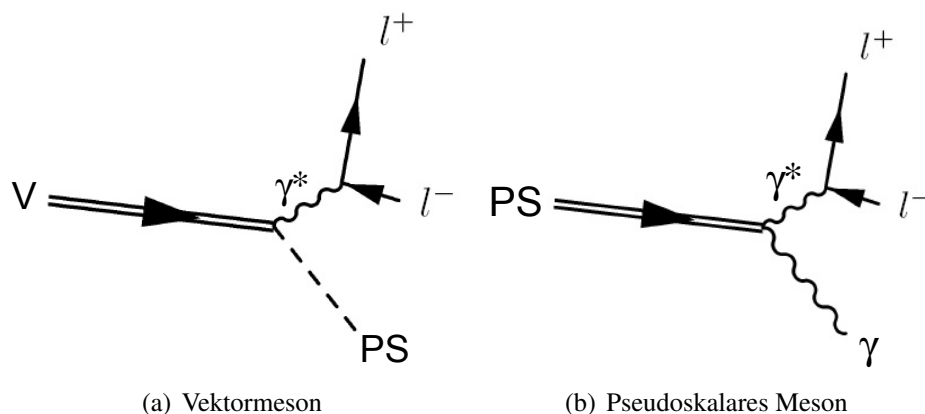


Abbildung 1.3: Feynman-Graphen für den Dalitz-Zerfall. (a) Zerfall eines Vektormesons V in ein pseudoskalares Meson und über ein virtuelles Photon (γ^*) in Dileptonen (b) Zerfall eines pseudoskalaren Mesons PS in ein Photon (γ) und über ein virtuelles Photon in ein Leptonenpaar.

In der invarianten Massenverteilung dominiert bei kleinen Massen die Zahl der Dileptonen aus dem Dalitz-Zerfall des π^0 -Mesons. Das Verzweigungsverhältnis des π^0 -Dalitz-Zerfalls beträgt 0,01. Die Form der invarianten Massenverteilung der Dileptonen aus dem Dalitz-Zerfall der

Mesonen ist gegeben durch [MW55] [Sch06] [Tho07]:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{4\alpha}{3\pi M} \left(1 + 2\frac{m_l^2}{M^2}\right) \left(1 - \frac{M^2}{m_X^2}\right)^3 \sqrt{1 - 4\frac{m_l^2}{M^2}} |F_{AB}(M^2)|^2, \quad (1.2)$$

wobei m_X die Masse des Mesons, $\alpha = \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante, m_l die Leptonenmasse, M die Masse des Leptonenpaares und $F_{AB}(M^2)$ den Formfaktor bezeichnen. Für das π^0 -Meson ist der Formfaktor $F_{AB}(M^2) = 1$, aber für die schwereren Hadronen, wie η und ω , ist dieser mit $M^2 = q^2$ vom Betrag des Viererimpulsübertrags q^2 abhängig und gibt an, wie sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Übergang des Mesons A in Meson B vom Übergang punktförmiger Teilchen unterscheidet. So repräsentiert der Formfaktor anschaulich die Region, in der das Meson A in B umgewandelt wird. Mehr Informationen hierzu sind in [Wöh04] zu finden.

Es gibt auch einen doppelten Dalitz-Zerfall, z. B. $\eta \rightarrow \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$. Hier zerfällt das pseudoskalare Meson in zwei virtuelle Photonen, die je in ein Leptonenpaar zerfallen. Allerdings ist das Verzweigungsverhältnis sehr gering.

Sowohl das ω - als auch η -Meson können ebenfalls direkt in ein Leptonenpaar zerfallen. Für das η -Meson wurde der Zweikörper-Zerfall in Myonen gemessen. Für das Verzweigungsverhältnis des Zweikörper-Zerfalls in Elektronen gibt die Particle Data Group [Yao06] aber nur eine Obergrenze von $7,7 \cdot 10^{-5}$ an. Aus Gründen der Helizitätserhaltung¹ ist der direkte Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar für pseudoskalare Mesonen stark unterdrückt [Lan85]. Tabelle 1.2 gibt für einige Mesonen die Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle Dalitz-Zerfall, doppelter Dalitz-Zerfall und direkter Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar an.

	Teilchen	Kanal	Verzweigungsverhältnis
Dalitz-Zerfall	π^0	$e^+ e^- \gamma$	$(1,2 \pm 0,03) \cdot 10^{-2}$
	η	$e^+ e^- \gamma$	$(6,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$
	ω	$\pi^0 e^+ e^-$	$(7,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$
doppelter Dalitz-Zerfall	π^0	$e^+ e^- e^+ e^-$	$(3,14 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$
	η	$e^+ e^- e^+ e^-$	$< 6,9 \cdot 10^{-5}$
direkter Zerfall	π^0	$e^+ e^-$	$(6,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$
	η	$e^+ e^-$	$< 7,7 \cdot 10^{-5}$
	ω	$e^+ e^-$	$(7,18 \pm 0,12) \cdot 10^{-5}$

Tabelle 1.2: Verzweigungsverhältnisse für Dalitz-, doppelten Dalitz-Zerfall und direkten Zerfall [Yao06].

¹Die Quantenzahl Helizität setzt den Spin und den Impuls eines Teilchens in Beziehung. Für masselose Teilchen ist die Quantenzahl eindeutig, weil diese sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen.

1.2.3 Dalitz-Zerfall der Δ -Resonanz

In zentralen Schwerionenkollisionen bei niedrigen Projektilenergien kann aus den gemessenen Multiplizitäten der Mesonen geschlossen werden, dass 20 - 30% aller Nukleonen zu Resonanzen angeregt sind [Met93]. Die prominenteste Baryon-Resonanz $\Delta(1232)$ zerfällt zu fast 100% in den hadronischen Zerfallskanal $\Delta(1232) \rightarrow N\pi$ und nur zu 0,52 - 0,6% in $N\gamma^*$ auf Grund der elektromagnetischen Kopplungskonstante $\alpha = 1/137$. Die Δ -Resonanz mit der Masse $1232 \text{ MeV}/c^2$ erscheint in vier Ladungszuständen ($\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$) und kann als Isospin-Quadruplett ($+\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$) mit $I = \frac{3}{2}$ beschrieben werden. Aus den Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte konnten Spin und Parität zu $J^P = \frac{3}{2}^+$ bestimmt werden. Wegen Ladungserhaltung kann es nur für folgende Prozesse einen elektromagnetischen Dalitz-Zerfall (s. Abb. 1.4) geben: $\Delta^+ \rightarrow p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ und $\Delta^0 \rightarrow n\gamma \rightarrow ne^+e^-$. Diese Dalitz-Zerfälle werden mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa $\alpha\text{BR} \simeq 4 \cdot 10^{-5}$ erwartet, wurden aber noch nie explizit nachgewiesen. Insbesondere der Formfaktor $|F_{\Delta N \gamma^*}|^2$ ist unbekannt.

Die baryonische Δ -Resonanz hat wegen der beobachteten Zerfallsbreite $\Gamma = 116 - 120 \text{ MeV}/c^2$ eine sehr kurze Lebensdauer $\tau(\Delta) = \frac{h}{2\pi\Gamma} = \frac{6,58 \cdot 10^{-16} \text{ eVs}}{1,2 \cdot 10^8 \text{ eV}} = 5,48 \cdot 10^{-24} \text{ s} \approx 1,7 \text{ fm}/c$.

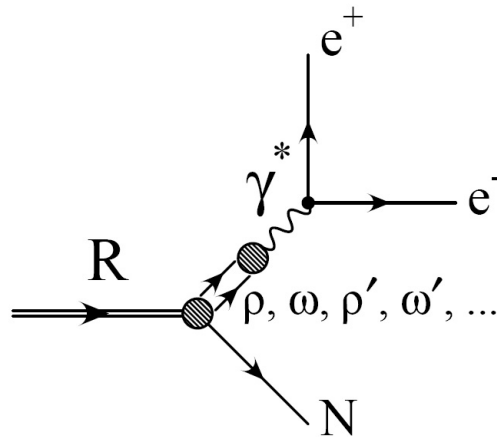


Abbildung 1.4: Feynman-Graph des Δ -Dalitz-Zerfalls im Vektormeson Dominanz Modell (s. Abschn. 1.2.4). Die Resonanz (R) zerfällt in ein Nukleon (N) und in ein virtuelles Vektormeson, das mittels eines virtuellen Photons in ein Leptonenpaar e^+e^- zerfällt [Fuc04].

1.2.4 Vektormeson Dominanz Modell

Das **Vektormeson Dominanz Modell** (VDM) [MY91] beschreibt die Wechselwirkung zwischen Photonen und Hadronen. Ein virtuelles Photon kann direkt mit einem Hadron wechselwirken. Die Kopplung an das Photon ist möglich, da Vektormesonen die gleichen Quantenzahlen wie Photonen $J^P = 1^-$ besitzen. Der Feynman-Graph in Abbildung 1.4 zeigt anhand des Δ -Dalitz-Zerfalls wie die Vektormesonen an das virtuelle Photon koppeln. In der erweiterten

Version des VDM Modells (eVMD = "extended Vector Meson Dominance") werden neben den Grundzuständen der Vektormesonen ρ und ω auch angeregte Zustände wie ρ' und ρ'' bzw. ω' und ω'' berücksichtigt [She03] (s. auch Anh. A).

Das Vektormeson Dominanz Modell bietet den Rahmen für die Berechnung der Formfaktoren $F_{AB}(M^2)$ der η -, η' - und ω -Dalitz-Zerfälle. Weiterhin sagt es voraus, dass der Wert des Formfaktors mit der Dileptonenmasse ansteigt. Somit ist der Einfluss des Formfaktors beim Zerfall schwerer Mesonen größer. Mehr Informationen hierzu sind in [Lan85] und in [Kli96] zu finden. Der direkte Zerfall im VDM ist im nächsten Abschnitt beschrieben.

1.2.5 Direkter Zerfall neutraler Vektormesonen

Die seltenen elektromagnetischen Zerfälle der neutralen Vektormesonen $V \rightarrow l^+l^-$ sind echte Zwei-Körper-Zerfälle (vgl. Abb. 1.5). Durch Rekonstruktion der invarianten Masse des Leptonenpaares erhält man direkt die Masse des virtuellen Photons und entsprechend die des Vektormesons (im VDM zerfällt das Vektormeson über ein virtuelles Photon in ein Dilepton). Aus diesem Grund ist die Messung von Dileptonen interessant, da die gemessene invariante Masse Aufschluss über eventuelle Massenänderungen der Vektormesonen (s. Abschn. 1.2.6) zum Zeitpunkt des Zerfalls, insbesondere im Feuerball, gibt.

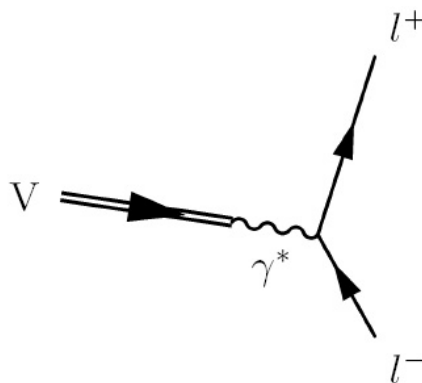


Abbildung 1.5: Feynman-Graph für den direkten Zerfall neutraler Vektormesonen im VDM.

Für die Zerfallsbreite des Vektormesons in Dileptonen gilt [Ko 96]:

$$\Gamma_{V \rightarrow l^+l^-}(M) = C_{l^+l^-} \frac{m_V^4}{3M^3} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M^2}} \left(1 + \frac{2m_l^2}{M^2}\right), \quad (1.3)$$

wobei m_l die Leptonenmasse, m_V die Masse des Vektormesons, M die invariante Masse des Paares bezeichnen. Die gemessenen Koeffizienten $C_{l^+l^-}$ für den elektromagnetischen Zerfallskanal betragen $8,814 \cdot 10^{-6}$, $0,767 \cdot 10^{-6}$ und $1,344 \cdot 10^{-6}$ für ρ , ω und ϕ (Für den myonischen Zerfallskanal sind die Koeffizienten etwas größer). Die Abhängigkeit der Zerfallsbreite von $\frac{1}{M^3}$

folgt aus dem Vektormeson Dominanz Modell. Hier zerfällt das Vektormeson über ein Photon in ein Leptonenpaar. Wird der quadrierte Propagator des Photons, der proportional zu $\frac{1}{M^4}$ ist, über den Phasenraum integriert, so erhält man die $\frac{1}{M^3}$ Abhängigkeit. Unter der Annahme, dass Vektormesonen kontinuierlich Dileptonen emittieren (s. Anh. A), ergibt das Zeitintegral der Massenverteilung des Vektormesons $dN_V(t)/dM$ die invariante Massenverteilung dN/dM :

$$\frac{dN_{ee}}{dM} = \int_0^{t_f} dt \frac{dN_V(t)}{dM} \cdot \Gamma_{V \rightarrow l+l^-}(M) , \quad (1.4)$$

wobei t_f den Zeitpunkt des Freeze-out bezeichnet [Ern98].

Neben Vektormesonen können auch pseudoskalare Mesonen, z. B. π^0 und η , direkt in Dileptonen zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit eines pseudoskalaren Mesons wie η in ein Elektron-Positron-Paar zu zerfallen, ist auf Grund der Helizitätserhaltung im Vergleich zum myonischen Zerfall stark unterdrückt [Lan85] (vgl. Abschn. 1.2.2).

Das ρ -Meson

Im Bereich kleiner invarianter Massen ($M_{ee} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$) ist das ρ -Meson auf Grund seiner großen Breite dasjenige leichte Vektormeson, das hauptsächlich einen Beitrag zum Massenspektrum leistet. Daher wird hier näher auf dieses eingegangen. Die Masse des ρ -Mesons beträgt $775 \text{ MeV}/c^2$ und die Zerfallsbreite $149,4 \text{ MeV}/c^2$ (vgl. Tabelle 1.1). Seine Quarkzusammensetzung lautet $\rho^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$. Das ρ -Meson ist von besonderem Interesse, da seine Lebensdauer ($\tau_{free} = 1,3 \text{ fm}/c$, s. Tabelle 1.1) sehr viel kürzer als die des Feuerballs (etwa $10 \text{ fm}/c$ bei kleinen Projektilenergien, s. Abschn. 1.1) ist. Somit zerfallen alle ρ -Mesonen im Feuerball. Da das ρ direkt über ein virtuelles Photon im Vektormeson Dominanz Modell in ein Leptonenpaar zerfällt, tragen die Leptonen ungestört die Informationen über In-Medium-Masse und -Breite des Mesons.

Das ρ -Meson wird in der Annihilation zweier Pionen (s. Abschn. 1.3.2) und in Zerfällen von zahlreichen Resonanzen erzeugt. Zum Beispiel zerfällt die Resonanz $N^*(1520)$, die in Mehrstufenprozessen bei kleinen Projektilenergien erzeugt werden kann (vgl. Abschn. 1.1.2), zu 15 - 25% in $N\rho$. Die Abbildung 1.6 zeigt die invariante Massenverteilung des ρ Mesons für C + C Kollisionen bei 2 GeV pro Nukleon, bestimmt mit der UrQMD Transportrechnung (s. Anh. A). Die Schulter der Verteilung bei etwa $500 \text{ MeV}/c^2$ entsteht auf Grund des genannten Zerfalls der Resonanz $N^*(1520)$. ρ -Mesonen, die aus der Annihilation zweier Pionen und den Baryon-Resonanzen mit höheren Massen entspringen, weisen eine Masse um die Polmasse des ρ -Mesons von $775 \text{ MeV}/c^2$ auf. Bei der betrachteten Projektilenergie stammen die ρ -Mesonen laut Vorhersage von UrQMD hauptsächlich aus Zerfällen baryonischer Resonanzen. Der Anteil der aus der Pion-Pion Streuung erzeugten ρ -Mesonen beträgt maximal 20% [Sch06], was darauf zurückzuführen ist, dass das Medium bei kleinen Projektilenergien Nukleon-dominiert ist.

Das ρ -Meson wird somit im Medium durch das Ankoppeln an Nukleonen über Resonanz-Anregungen modifiziert [Pet98] [Rap97] [Pos01]. Der Einfluss einer gegebenen Resonanz folgt aus

deren Verzweigungsverhältnis in den Zerfallskanal ρN . Auf Grund von Delta-Nukleon-Loch (ΔN^{-1}) und Nukleon-Nukleon-Loch ($N^* N^{-1}$) Anregungen wird für ein ρ -Meson mit verschwindendem 3er-Impuls im Medium erwartet, dass sich die Polmasse des ρ -Mesons leicht verschiebt und sich die Breite der Verteilung beträchtlich erweitert [CBM08]. Wegen der kurzen Lebensdauer können sukzessive Rekombination und anschließend erneuter Zerfall des ρ -Mesons mehrmalig im Feuerball stattfinden. Diese Regeneration ist ein Vorteil der Schwerionenkollisionen im Vergleich zu elementaren Reaktionen, da so In-Medium-Effekte angereichert werden können. Dieser Prozess ist selten in leichten Stoßsystemen und bei geringen Projektilenergien, aber häufig bei RHIC-Energien vorzufinden [Bra08].

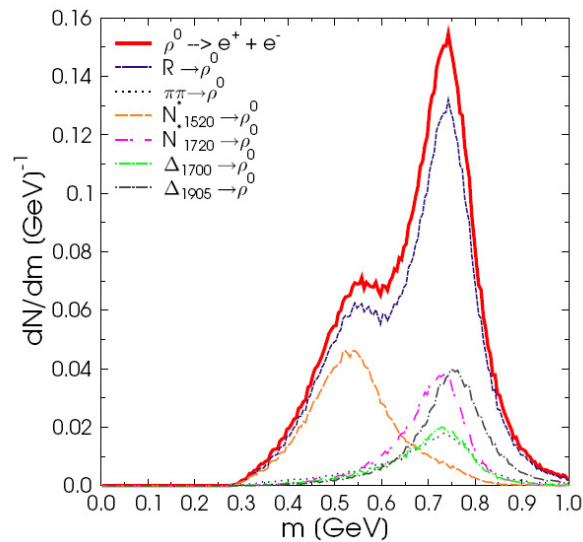


Abbildung 1.6: Massenverteilung des ρ -Mesons für C + C Kollisionen bei 2 GeV pro Nukleon, bestimmt mit der UrQMD Transportrechnung [Sch06]

Die invariante Massenverteilung ist das Integral der Spektralfunktion $A(m, \vec{q})$, der imaginäre Teil des Propagators, über den zeitlichen Verlauf der Reaktion allerdings gefaltet mit der partiellen Zerfallsbreite Γ_{unt} des untersuchten Zerfallskanals [Eic07]:

$$\frac{dN}{dM_{ee}} \sim A(m, \vec{q}) \cdot \frac{\Gamma_{unt}(m)}{\Gamma_{tot}(m)}. \quad (1.5)$$

Die Massenabhängigkeit der Zerfallsbreite Γ_{unt} kann vor allem für breite Resonanzen Abweichungen in der invarianten Massenverteilung relativ zur Spektralfunktion bewirken. Auf Grund der Anwesenheit von Medium ist die Lorentz-Invarianz der Spektralfunktion aufgehoben und diese folglich longitudinal und transversal polarisiert [Pet98]. Die Abbildung 1.7 zeigt für eine Dichte von $\varrho_N = \varrho_0$ die transversale und longitudinale Polarisation der Spektralfunktion für das ρ -Meson als Funktion von Impuls und invarianter Masse des Mesons sowie die Projektionen auf die Achse der invarianten Masse für verschiedene 3er-Impulse. Der Einfluss der Resonanz $N^*(1520)$ ist als Schulter in den Verteilungen sichtbar. Allerdings verschwinden die

Beiträge der Resonanz im Fall der longitudinalen Polarisation bei hohen Impulsen. Daher sind Messungen bei kleinen Impulsen interessant.

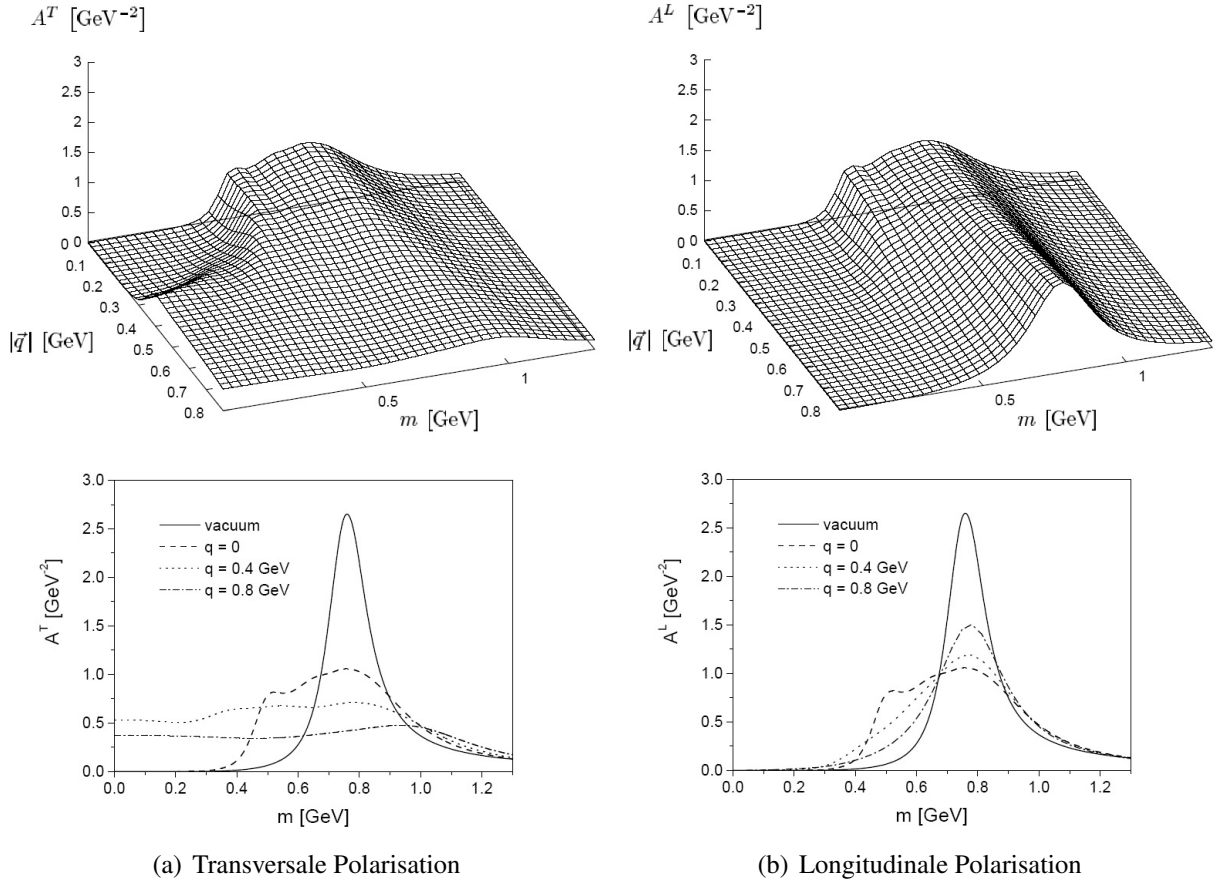


Abbildung 1.7: Ergebnisse von Rechnungen für die Spektralfunktion des ρ -Mesons bei einer Dichte von $\varrho_N = \varrho_0$ (Grundzustandsdichte) a) transversal polarisiert (b) longitudinal polarisiert. Die Spektralfunktion ist als Funktion von Impuls und invarianter Masse des ρ -Mesons dargestellt. In der unteren Zeile werden jeweils Projektionen der Spektralfunktion auf die Achse der invarianten Masse für verschiedene 3er-Impulse gezeigt [Pet98].

Die Eigenschaften wie Masse und Zerfallsbreite des ρ -Mesons ändern sich kaum in Abhängigkeit von der Temperatur des Mediums [Bar91] [CBM08], aber in Bereichen nahe der Übergangstemperatur T_c zum Quark-Gluonen-Plasma (s. Kap. 1.1) werden große Modifikationen der Charakteristika des ρ -Mesons erwartet. Mehr Informationen sind in [CBM08] zu finden.

Inwiefern aus der im Medium veränderten Spektralfunktion bzw. der invarianten Masse des ρ -Mesons eine Aussage zur Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie gemacht werden kann, wird im folgenden Abschnitt erläutert.

1.2.6 In-Medium-Modifikation von Vektormesonen

Von besonderem Interesse ist eine mögliche Verbindung von Veränderungen der Mesoneneigenschaften, z. B. der Massenänderung der Vektor- und Axialvektormesonen, in Materie bei endlicher Temperatur und Dichte mit einer teilweisen Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie [CBM08] [GN99]. Basierend auf der QCD-Summenregel, sagen Hatsuda und Lee [HS92] (mit einer Grundzustandsdichte von $\varrho_0 = 0,17$ Nukeonen/fm³) z. B. folgende Dichteabhängigkeit für nicht-seltene Vektormesonen im Medium voraus:

$$\frac{m_{\rho,\omega}^*}{m_{\rho,\omega}} = \frac{\langle \bar{q}q \rangle_e}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - (0,18 \pm 0,06) \frac{\varrho}{\varrho_0} . \quad (1.6)$$

Die Reduktion der Masse ist mit der Abnahme des Quarkkondensats bei zunehmender Dichte verknüpft [HS92] (s. auch Anfang dieses Kapitels).

Die meisten Modelle, die Vielteilcheneffekte berücksichtigen, sagen keine oder nur eine geringe Massenverschiebung voraus, dagegen aber eine im Medium vergrößerte Breite [Lea98] [Kli97]. Zum Beispiel wird eine Verbreiterung der ρ -Meson-Breite um $40 \text{ MeV}/c^2$ und eine des ω -Mesons um $30 \text{ MeV}/c^2$ bei einer Temperatur von 150 MeV vorhergesagt [Hag95]. Eine ausführliche Beschreibung dieser und weiterer theoretischer Modelle sind u. a. in [RW00] und [CBM08] zu finden.

Eine eindeutige Aussage zur Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie kann nach dem gegenwärtigen Stand theoretischer Forschung nur gegeben werden, wenn die Spektralfunktionen des Vektor- und des Axialvektormesons bekannt sind. Die Weinberg-Summen-Regel ($m_\pi = 0$) im Vakuum lautet für verschwindende leichte Quark- und Pionenmassen [Wam07]:

$$\int_0^\infty \frac{ds}{s} [\rho_V(s) - \rho_A(s)] = F_\pi^2 \propto \langle \bar{q}q \rangle \quad (1.7)$$

(Gleiches gilt im Medium.). Geht das Quarkkondensat $\langle \bar{q}q \rangle$ bei hoher Temperatur und/oder Dichte somit gegen Null $\langle \bar{q}q \rangle \rightarrow 0$, geht die Spektralfunktion des Axialvektormesons gegen die Spektralfunktion des Vektormesons $\rho_A \rightarrow \rho_V$. Die Pionen-Zerfalls-Konstante $F_\pi^2 = 93 \text{ MeV}$ bestimmt die Stärke der Brechung der Chiralen Symmetrie.

Im Vakuum wurden die Spektralfunktionen des Axialvektor- und Vektormesons in hadronischen τ -Zerfällen am Beschleuniger LEP (Large Electron-Positron collider) am CERN von den Experimenten OPAL [Ahm91] (an **O**mnipurpose **P**urposE Apparatus at LEP) und ALEPH (Apparatus for **L**EP **P**hysics) [Bar98] gemessen. Die Abbildung 1.8 zeigt die Differenz der beiden Spektralfunktionen, die ungleich Null ist, was darauf hindeutet, dass die Symmetrie gebrochen ist. Im Vergleich dazu ist das Ergebnis der störungstheoretischen QCD Rechnung (masselos) eingezeichnet. Das gleiche Verhalten wird für die Differenz aus den Spektralfunktionen des Axialvektor- und Vektormesons erwartet, wenn die Chirale Symmetrie wiederhergestellt ist.

Der axiale Partner des ρ -Mesons ist das a_1 -Meson mit einer Masse von $1260 \pm 40 \text{ MeV}/c^2$ und einer Zerfallsbreite von 250 bis $600 \text{ MeV}/c^2$. Es wird vorausgesagt, dass mit Abnahme des Quarkkondensats (also mit Zunahme von Temperatur und/oder Dichte) beide Mesonen entweder mischen, schmelzen/abnehmen oder die Masse des ρ -Mesons ansteigt und die des

a_1 -Mesons sinkt [Wam07], so dass die Differenz aus den Spektralfunktionen des Axialvektor- und Vektormesons gleich Null ist. Während die Spektralfunktion des ρ -Mesons z. B. bereits von der NA60 Kollaboration (North Area am CERN) im Medium untersucht wurde (vgl. Kap. 2.1), ist das a_1 -Meson, dessen verschiedene Zerfallskanäle bisher nur beobachtet wurden [Yao06], leider nur schwer zugänglich. Mögliche zu messende Kanäle wären $\rho\pi$ oder $\pi\gamma^*$. Allerdings werden in einer Schwerionenkollision viele Pionen erzeugt, besonders am Ende der Reaktion zum Zeitpunkt des Ausfrierens, was einen hohen kombinatorischen Untergrund hervorruft. Weiterhin erschwerend sind die breiten Strukturen in den Zerfallskanälen des a_1 -Mesons sowie die Absorption der Pionen im Endzustand. Einfacher erscheint die Messung in elementaren Reaktionen. Da der experimentelle Nachweis von Axialvektor- und Vektormeson diffizil ist, besteht die Idee, das Vektormeson ρ experimentell zu bestimmen und das a_1 -Meson im Rahmen von Gitter-QCD-Rechnungen zu berechnen, um so Aufschlüsse über den Zustand der Symmetrie zu erhalten. Gitter-QCD-Rechnungen sind QCD Kalkulationen auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter. Allerdings sind für diese Rechnungen massive parallele Computer notwendig und erste Ergebnisse werden nicht vor Sommer 2008 erwartet [Rap07].

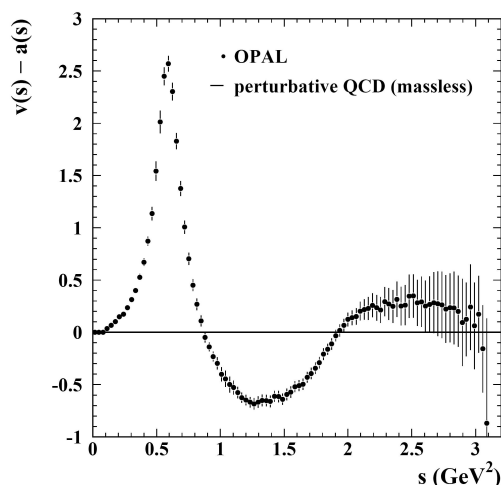


Abbildung 1.8: Differenz aus den Spektralfunktionen des Axialvektor- und Vektormesons [Ack99]. Die Datenpunkte stammen von hadronischen τ -Zerfällen, gemessen von der OPAL Kollaboration $v : \tau \rightarrow \nu_\tau + m\pi$ und $a : \tau \rightarrow \nu_\tau + n\pi$ mit geradem m und ungeradem n . Die durchgezogene Linie (bei Null) zeigt das Ergebnis der störungstheoretischen QCD Rechnung (masselos).

1.3 Dileptonen aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen

Weitere Dileptonenquellen stammen aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen. Dileptonen werden durch Bremsstrahlung erzeugt. Eine andere Quelle sind die Prozesse der Teilchen-

Antiteilchen-Annihilation. Hier können Leptonenpaare durch den Drell-Yan Prozess, durch Annihilation von Mesonen $\pi^+\pi^-$, K^+K^- , $\pi\rho$ usw. sowie im Quark-Gluon-Plasma durch Quark-Antiquark-Vernichtung entstehen. Im Folgenden wird nur auf die Bremsstrahlung und die Annihilation von Mesonen näher eingegangen, da diese bei invarianten Massen $M_{ll} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$ zum Spektrum beitragen.

1.3.1 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung ist eine elektromagnetische Strahlung, die durch Geschwindigkeits- und Richtungsänderung eines geladenen Teilchen entsteht. Für die Dileptonenproduktion ist die Emission von virtuellen Photonen als zusätzliche Quelle von Elektron-Positron-Paaren interessant.

In Schwerionenkollisionen oder in elementaren Reaktionen entstehen in den Streuungen von $pn \rightarrow pn$ oder $pp \rightarrow pp$ durch die Beschleunigung der geladenen Teilchen virtuelle Photonen und somit auch Dileptonen: $np \rightarrow npe^+e^-$ und $pp \rightarrow ppe^+e^-$. Die Bremsstrahlung von $p + p$ Kollisionen ist eine Quadrupolstrahlung und kann daher im Vergleich zur Dipol-Bremsstrahlung in $p + n$ Kollisionen in der Regel vernachlässigt werden. Um den Beitrag der Bremsstrahlung und anderer hadronischer Zerfälle im Dileptonenspektrum zu ermitteln, sind die Messungen elementarer Reaktionen wichtig. Aufschluss darüber gibt das Verhältnis von $p + p$ und $p + d$ Messung als Funktion der invarianten Masse. Die $p + d$ Messung entspricht einer $p + n$ Messung, wenn das Proton des Deuterons als Spektator nachgewiesen wird. So kann aus dem Verhältnis der $d + p$ zur $p + p$ Messung $R_{dp/pp} = \frac{dp}{pp} = \frac{pn}{pp}$ geschlossen werden, ob die Bremsstrahlung oder der hadronische Zerfall in der $d + p$ Reaktion die dominierende Dileptonenquelle ist. Ist der Quotient $R_{dp/pp} \geq 10$, ist die Bremsstrahlung die dominierende Dileptonenquelle, nimmt der Quotient dagegen Werte um 2 - 4 an, ist es der hadronische Zerfall, da in diesem Energiebereich der Wirkungsquerschnitt für $p + n$ Reaktionen typischerweise nicht mehr als einen Faktor 3 größer als für $p + p$ Reaktionen ist [Wil93]. Um zusätzlich Informationen über hadronische Zerfälle zu erhalten, ist es sinnvoll, das Verhältnis $R_{dp/pp}$ ober- und unterhalb der Schwelle der Teilchenproduktion eines gesuchten Hadrons, z. B. η -Mesons, zu messen. Die Abbildung 1.9 zeigt den Quotienten $R_{dp/pp}$ als Funktion der invarianten Masse für verschiedene Strahlenergien von 1 bis 5 GeV.

Die Verteilungen der Strahlenergien 1 - 1,6 GeV zeigen einen starken Anstieg des Verhältnisses $R_{dp/pp}$ als Funktion der invarianten Masse, was somit auf einen starken Anteil von Bremsstrahlungsprozessen im Dileptonenspektrum deutet. Ein Teil des Anstiegs kann darauf zurückgeführt werden, dass die Fermi-Bewegung zusätzlich zur Strahlenergie im pd -Systems vorhanden ist [Wil93]. Bei gleicher Strahlenergie pro Nukleon können daher in der $p + d$ Reaktion Paare mit höherer Masse erzeugt werden als in der vergleichbaren $p + p$ Reaktion (s. Abschn. 1.1.2). Dies führt automatisch zu einem höheren $R_{dp/pp}$ Verhältnis. Andererseits können auch unterschiedliche Produktionsmechanismen für Dileptonen eine Rolle spielen. Bei höheren Strahlenergien beträgt der Quotient $R_{dp/pp} \approx 2$. Das zeigt, dass die Dileptonenproduktion durch die hadronischen Zerfälle dominiert ist. Weitere $p + p$ und $p + d$ Messungen, die das HADES Experiment (vgl. Kap. 3) bei 1,25 GeV, d. h. unterhalb der Produktionsschwelle des η -Mesons, durchgeführt hat, werden mehr Aufschluss bzgl. des Beitrags der Bremsstrahlung an der Di-

elektronenproduktion geben [Gal08] [Lap08]. Die Vermessung dieser Beiträge in elementaren Reaktionen ist zum besseren Verständnis der Dileptonenproduktion in Schwerionenkollisionen wichtig.

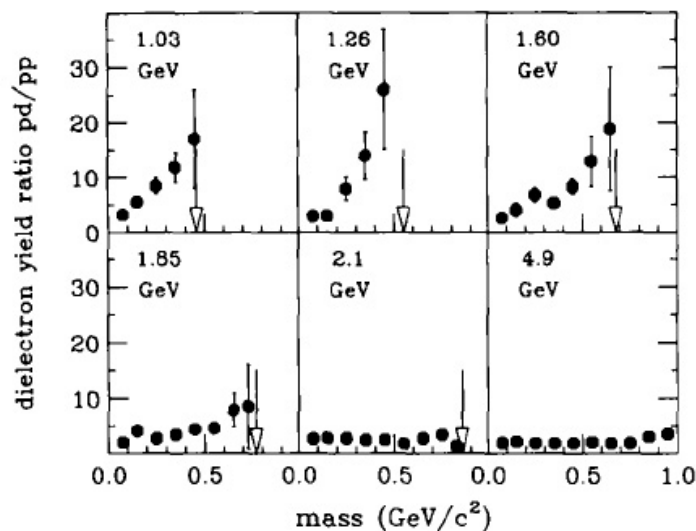


Abbildung 1.9: Verhältnis der Zählraten der Messungen $p + d$ und $p + p$ als Funktion der invarianten Masse für verschiedene Strahlenergien [Wil93].

Da die Bremsstrahlung durch experimentelle Messungen bis jetzt nur unzureichend bekannt ist, gibt es verschiedene theoretische Modelle, deren Formeln für die Bremsstrahlung, die man nach entsprechender Approximation erhält, sich unterscheiden. Eine dieser Beschreibungen soll hier stellvertretend erläutert werden [KK06]. Dielektronen, die in Streuungen von Hadronen entstehen, resultieren aus der Bremsstrahlung der ein- und auslaufenden geladenen Teilchen. Diese Wechselwirkung wird mittels ‐Austausch-Mesonen‐ π, σ, ω und ρ (One Boson Exchange Approximation = OBE), durch Anregung und Zerfall von Resonanzen sowie durch die Abstrahlung eines Bremsstrahlungs-Photons zur Erzeugung des e^+e^- -Paares beschrieben (s. Abb. 1.10 und Abb. 1.11(a)). Bei intermediären Energien kommt der hauptsächliche Beitrag von der Δ -Resonanz. Der Prozess Bremsstrahlung ist daher nicht mehr von der intermediären Δ -Anregung zu trennen. Somit kann Δ explizit oder in Formfaktoren berücksichtigt werden [Käm07]. Da die ‐Austausch-Teilchen‐ einen Impuls aufweisen können, muss zur Wiederherstellung der Eichinvarianz¹ ein Kontaktterm (Kroll-Rudermann/seagull term, s. Abb. 1.11(b) und (c)) [Kro54] eingeführt werden. Die Einführung dieses Kontaktterms erhöht den Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung im Vergleich zu anderen verfügbaren Beschreibungen [SM03] [BC08]. Bei einer Projektilenergie von bspw. 1,03 GeV ist die pn-Bremsstrahlung in dieser OBE Rechnung im Vergleich zu anderen theoretischen Modellen [Gal87] [Gal89] [SM03] um einen Faktor 4 und die pp-Bremsstrahlung um einen Faktor 3 angehoben (s. Abschn. 6.5.2).

¹Invarianz bestimmter Größen unter sog. Eichtransformationen

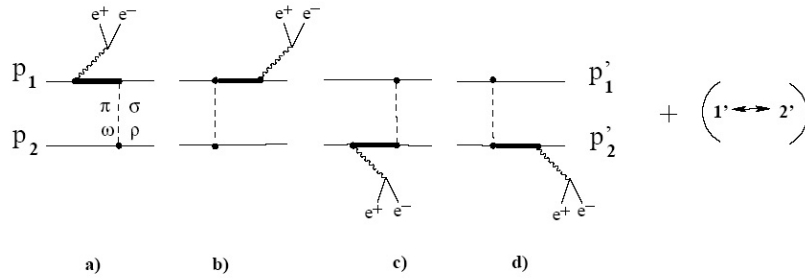


Abbildung 1.10: Diagramme zum Bremsstrahlungsprozess $N_1 + N_2 \rightarrow N'_1 + N'_2 + e^+e^-$ mit One Boson Exchange Approximation (dicke Linien stellen Propagatoren von Nukleonen oder Baryon-Resonanzen dar) [KK06]. p_i und p'_i bezeichnen die Impulse der ein- und auslaufenden Teilchen.

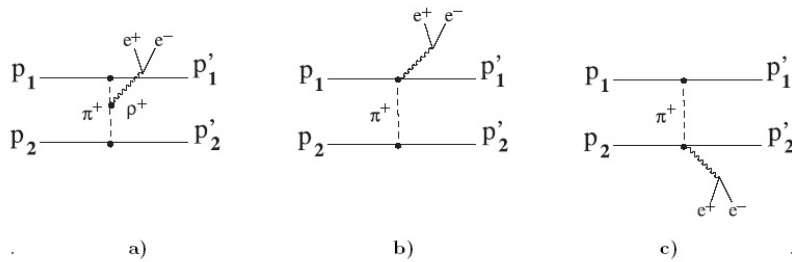


Abbildung 1.11: Feynman Diagramme zum Bremsstrahlungsprozess inkl. Kontakterm. (a) Beitrag des Meson-Austausch-Stroms ((b), (c)) inkl. Kontakterm zum Prozess $N_1 + N_2 \rightarrow N'_1 + N'_2 + e^+e^-$, wobei N_1 und N'_2 Protonen und N_2 sowie N'_1 Neutronen bezeichnen [KK06]. p_i und p'_i stellen die Impulse der ein- und auslaufenden Teilchen dar.

1.3.2 Annihilation von Mesonen

In einer Schwerionenkollision bildet sich unterhalb der Übergangs-Temperatur T_c zum Quark-Gluonen-Plasma ein Hadronengas, oder das abgekühlte QGP kann in ein Hadronengas übergehen. Im Hadronengas ist der wichtigste Annihilationsprozess, der zur Produktion von Dileptonen führt, die Annihilation von Pionen (vgl. Abb. 1.12):

$$\pi^+\pi^- \rightarrow V \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für diesen Prozess ist gegeben durch:

$$\sigma(M) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2}} \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{M^2}} \sqrt{1 + 2\frac{4m_l^2}{M^2}}, \quad (1.8)$$

wobei M die Masse des Leptonenpaares, $\alpha = \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante, m_π die Pionenmasse und m_l die Leptonenmasse bezeichnen. Im Vektormeson Dominanz Modell geht die Anihilation zweier Pionen in ein Elektronenpaar über die intermediäre Formierung eines leichten Vektormesons ρ , ω , ϕ , wobei der Hauptbeitrag vom ρ -Meson kommt (vgl. Abb. 1.12). Da das Meson im Gegensatz zum Photon kein punktförmiges Teilchen ist, muss Gleichung 1.8 mit dem Formfaktor multipliziert werden. Hierfür wird die relativistische Breit-Wigner-Form verwendet:

$$F_\pi(M) = \frac{m_\rho^4}{(m_\rho^2 - M^2) + m_\rho^2 \Gamma_\rho^2}, \quad (1.9)$$

wobei m_ρ die Masse des ρ -Mesons, M die Masse des Leptonenpaares und Γ_ρ die Zerfallsbreite des ρ -Mesons sind. Teilchen, die aus der $\pi^+\pi^-$ Anihilation entstanden sind, haben ein scharfes kinematisches Limit bei $M = 2m_\pi$ und ein breites Maximum um die Polmasse des ρ -Mesons (Quark-Antiquark-Vernichtung $q\bar{q}$ ergibt eine exponentielle Verteilung). Die Abbildung 1.6 zeigt, dass bei einer Projektilenergie von 2 GeV/u der Anteil der ρ -Mesonen aus der Anihilation zweier Pionen etwa 20% ausmacht. Dieser Prozess ruft Beiträge im invarianten Massenspektrum um die Polmasse des Mesons hervor.

Weitere mesonische Anihilationsprozesse sind: $K^+K^- \rightarrow \phi \rightarrow l^+l^-$. Es können auch schwerere Meson-Resonanzen (Resonanz bestehend aus einem Quark und einem Antiquark) z. B. a_1 entstehen, die über einen Dalitz-Zerfall ein Elektronenpaar erzeugen (vgl. Abschn. 1.2.2): $\rho^+\pi^- \rightarrow a_1 \rightarrow \pi\gamma^* \rightarrow \pi e^+e^-$.

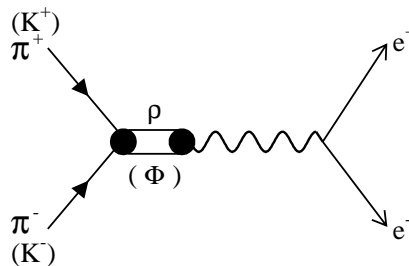


Abbildung 1.12: Anihilation zweier Pionen im Vektormeson Dominanz Modell. Die Koppelung an das Photon geschieht über die intermediäre Formierung eines leichten Vektormesons (die Anihilation zweier Kaonen verläuft via ϕ -Meson) [Sch95].

1.4 Untergrundzusammensetzung der invarianten Massenverteilung von Elektron-Positron-Paaren

Auf Grund der Produktion unterhalb der freien NN-Schwelle (s. Abschn. 1.1.2) und einem Verzweigungsverhältnis von 10^{-5} ist der Zerfall der leichten Vektormesonen in Leptonen ein seltenes Ereignis. Daher ist die effiziente Identifikation der Zerfallsprodukte (Leptonen) bei gleichzeitiger hoher Unterdrückung des hadronischen und leptonischen Untergrundes sehr wichtig.

Durch den Einsatz von geeigneten Detektoren können Pionen und Protonen erfolgreich unterdrückt werden. Vor allem die Korrelation der Informationen verschiedener Detektoren führt zu einer starken Reduktion der Fehlidentifikation. Welche Detektoren das HADES Experiment zur Teilchenidentifikation bzw. Diskriminierung von Hadronen verwendet, wird in Kapitel 3 beschrieben.

Der leptonische Untergrund setzt sich aus Sekundärelektronen sowie aus Elektronen, die durch Compton-Streuung entstehen, und aus Elektronen und Positronen aus der externen Paarkonversion zusammen. Die externe Paarkonversion bildet den dominierenden Untergrundanteil. Bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon ist z. B. das π^0 -Meson mit einer Multiplizität von 0,36 pro Ereignis in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ die häufigste Dileptonenquelle. Dieses zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 1,2% in $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ und zu 98,8% in zwei γ -Quanten. Durchquert ein Photon Materialien, so kann es im Coulomb-Feld des Atomkerns absorbiert werden, wobei ein Elektron und ein Positron emittiert werden (Paarbildungseffekt/externe Paarkonversion) [Mus95]. Der Wirkungsquerschnitt ist von der Energie des γ -Quants E_γ und der Kernladungszahl Z des Materials abhängig: $\sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} \propto Z^2 \ln E_\gamma$. Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung $P \simeq \rho \sigma_{\gamma \rightarrow e^+e^-} s$ steigt linear mit der Wegstrecke s , die das Teilchen im Material durchläuft, und der Materialdichte ρ an. Um den leptonischen Untergrund aus der Konversion zu reduzieren, werden in Schwerionenkollisionen gern segmentierte Targets verwendet (s. auch Abschn. 3.1.2), da dann die vom Zerfallsphoton im Material zu durchlaufende Strecke minimiert wird. Daher werden möglichst auch Materialien mit großer Strahlungslänge benutzt (s. Kap. 3). Der mittlere Winkel zwischen dem Elektron und dem Positron aus der Konversion beträgt $\langle \alpha_{ee} \rangle = 0,5^\circ$ und der maximale etwa 2° . In der Datenauswertung ist es daher möglich, sofern beide Teilchen eindeutig nachgewiesen werden, diese mittels eines Schnitts auf den Öffnungswinkel von $> 2^\circ$ zu verwerfen.

Weiterhin gibt es den sogenannten kombinatorischen Untergrund. Bei der Auswertung der experimentellen Daten werden aus Elektronen und Positronen Paare gebildet, um so auf das zerfallene Hadron zu schließen. Allerdings kann es zu Fehlkombinationen kommen, da nicht bekannt ist, ob beide Teilchen aus demselben Zerfall stammen. Dieser Untergrund kann mittels statistischer Analyse oder Ereignismischung bestimmt werden (vgl. Abschn. 5.2.1).

1.5 Simulation eines e^+e^- Cocktails

Um die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Dileptonenquellen, Dalitz-Zerfälle, direkte Zerfälle und Dileptonen aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen, anschaulich, z. B. als Funktion der invarianten Masse darzustellen, können theoretische Modelle verwendet werden. Zum einen gibt es eine Reihe von Transportrechnungen, wie UrQMD (Ultra-relativistische Quanten-Molekular-Dynamik, vgl. Anh. A) und BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck, vgl. Anh. A), die Schwerionenkollisionen durch das Lösen von Transportgleichungen modellieren. Zahlreiche Anregungszustände von Nukleonen, Mesonen und Baryonen sowie deren Wirkungsquerschnitte für Produktion und Zerfall sind darin implementiert. Teilweise sind die erwarteten Veränderungen der Teilchen im Medium eingebaut (vgl. Ab-

schn. 1.2.6). Zum anderen ist der Ereignisgenerator PLUTO mit thermischer Impulsverteilung [Plu07] [Frö07], der von der HADES Kollaboration (vgl. Kap. 3) entwickelt wurde, verfügbar. Mit Hilfe von PLUTO können einzelne Reaktionen oder ganze Reihen von Reaktionen, d. h. ein Cocktail, simuliert werden. Cocktail bezeichnet die Superposition der in den Abschnitten zuvor beschriebenen Dileptonenquellen. Der Ereignisgenerator PLUTO wendet für alle hadronischen Resonanzen nur Spektralfunktionen im Vakuum an, die explizit berechnet und dann für das Abtasten der Masse verwendet werden. Die in den vorherigen Abschnitten dargestellten Formeln, z. B. für den Dalitz-Zerfall, werden eingesetzt. Die erzeugten Mesonen und Baryonen weisen Impulsverteilungen auf, die einer im thermischen Gleichgewicht befindlichen Quelle entsprechen. Die Energiespektren der Teilchen, die isotrop von einer thermischen Quelle emittiert werden, können mit der Boltzmann Temperatur T_B und der center-of-mass Energie E wie folgt charakterisiert werden:

$$\frac{dN}{dE} \propto p \cdot E \cdot e^{-\frac{E}{T_B}} . \quad (1.10)$$

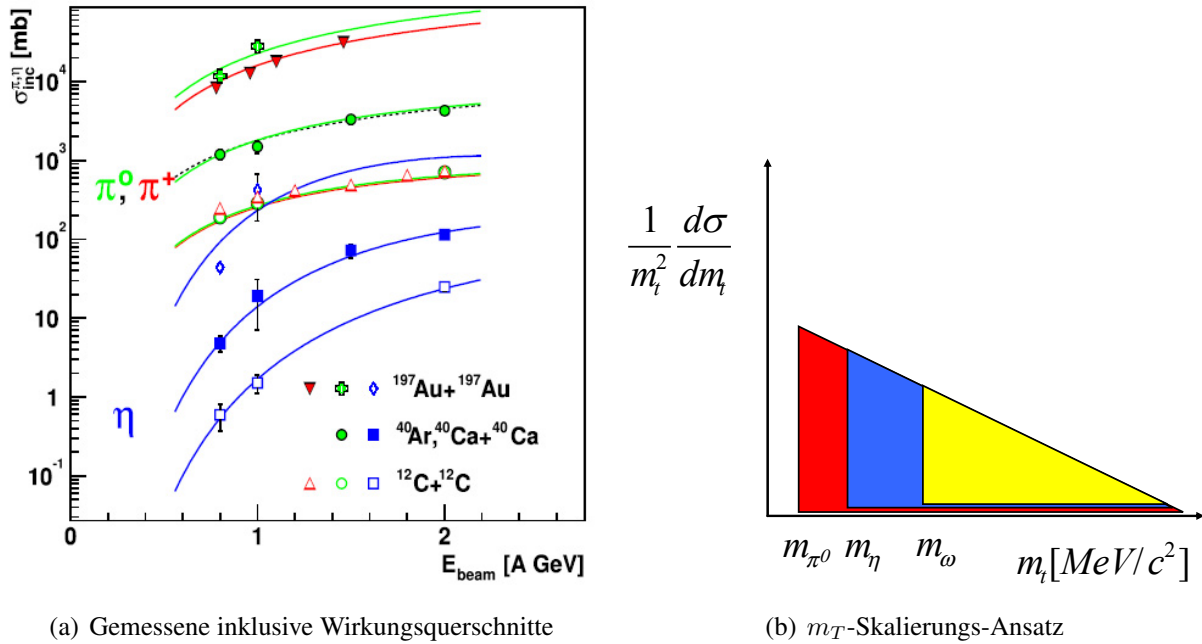
Die Spektren von Pionen können meist besser durch eine Superposition von zwei Boltzmann-Verteilungen beschrieben werden [Aga08a]. Für kurzlebige Resonanzen werden Energie und Masse mit $d^2N/dEdM \propto Boltzmann(E) \cdot Breit - Wigner(M)$ für $E \geq M$ gewürfelt. Die erzeugten Mesonen und Baryonen zerfallen über Dalitz-Zerfälle oder direkte Zerfälle in Leptonenpaare. Weiteres wird anhand des Beispiels $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon erläutert. Hierfür werden Ereignisse bestehend aus den Mesonen π^0, η, ω und ρ und der Δ -Resonanz erzeugt, deren Bewegungsenergien gemäß Boltzmann ($T_B = 55$ MeV) verteilt sind. Für jedes Teilchen wird mit den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen der Zerfall in e^+e^- -Paare simuliert. Wegen des kleinen Stoßsystems wird eine radiale Expansionsgeschwindigkeit von null ($\beta_r = 0$) gewählt. Um realistische Multiplizitäten der Mesonen pro Ereignis zu simulieren, werden die von der TAPS Kollaboration (**T**wo **A**rms **P**hoton **S**pectrometer) gemessenen Daten für die Mesonen π^0 und η verwendet [Hol97] [Ave97] (vgl. Abb. 1.13(a)) und für die anderen Mesonen ω und ρ der m_T -Skalierungs-Ansatz [Bra98a] [Bra98b] benutzt. Der m_T -Skalierungs-Ansatz, der bei Projektilenergien von wenigen GeV pro Nukleon für π^0 und η in Schwerionenkollisionen beobachtet wurde [Ave03], sagt voraus, dass die Produktion von Mesonen nur von ihrer transversalen Masse $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ abhängt. Es wird erwartet, dass Gleiches für Vektormesonen gilt, und entsprechende Annahmen über die Multiplizitäten der Mesonen gemacht werden können. Das Verhältnis der integrierten m_T -Verteilungen verschiedener Teilchen ist gleich dem Verhältnis der Multiplizitäten für eine gegebene Reaktion. Der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\pi^0, \eta}$ und Multiplizität $M_{\pi^0, \eta}$ ist gegeben durch

$$\sigma_{\pi^0, \eta} = \sigma_{geo} \cdot M_{\pi^0, \eta} , \quad (1.11)$$

wobei σ_{geo} den geometrischen Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Dieser wird aus den Radien der Projektil- R_P und Targetkerne R_T bzw. den entsprechenden Massenzahlen A_P und A_T berechnet:

$$\sigma_{geo} = \pi(R_P + R_T)^2 = (1, 14)^2 \pi(A_P^{\frac{1}{3}} + A_T^{\frac{1}{3}})^2 . \quad (1.12)$$

Auf Grund der unterschiedlichen Ruhemasse der Teilchen beginnt die m_T -Verteilung an verschiedenen m_T -Werten, was schematisch in Abbildung 1.13(b) dargestellt ist.



(a) Gemessene inklusive Wirkungsquerschnitte

(b) m_T -Skalierungs-Ansatz

Abbildung 1.13: (a) Gemessene inklusive Wirkungsquerschnitte der Mesonen π^0 , π^+ und η als Funktion der Projektilenergie E_{beam} . Die Datenpunkte stammen von der TAPS Kollaboration [Hol97] [Ave97], die nach [Nag81] angepasst wurden. (b) Schematische Darstellung des m_T -Skalierungs-Ansatzes.

Für den Beitrag des Baryons Δ mit den Zerfällen $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$ und $\Delta^0 \rightarrow ne^+e^-$ wird angenommen, dass dieser bei einer Projektilenergie von 1 - 2 GeV/u mit der beim Freeze-out gemessenen π^0 -Multiplizität skaliert. Die in [Ern98] aufgeführte Zerfallsrate wird angewendet. Für die Mesonen π^0 und η wird eine anisotrope Verteilung nach $\frac{dN}{d\cos(\theta_{CM})} = 1 + a_2 \cdot \cos^2(\theta_{CM})$ mit $a_2 = 0,5$ für π^0 -Mesonen, was auch für geladene Pionen von der HADES Kollaboration (vgl. Kap. 3) gemessen wurde (s. Abschn. 5.5.2) [Aga08a], und $a_2 = 0,8$ für η -Mesonen [Sch06] [Bra98b] benutzt. Helizitäts-Effekte, d. h. eine mögliche Polarisation des Photons [Bra95], werden nicht berücksichtigt. Für die Vektormesonen ρ und ω wird eine isotrope Emission angenommen. Es zeigt sich durch Variation der radialen Expansionsgeschwindigkeit $\beta_r = 0 - 0,3$, von $a_2 = 0 - 0,8$ und der Temperatur $T_B = 40 - 70 \text{ MeV}$, dass sich die Beiträge der π^0 -Mesonen um maximal 15% und die der η -Mesonen um 10% verändern. Der Cocktail hängt somit nicht stark von den gewählten Parametern ab. In gleicher Größenordnung liegen die Unsicherheiten in den von der TAPS Kollaboration gemessenen Multiplizitäten von π^0 (15%) und η (25%). Für das Vektormeson ρ ($\Gamma_0 = 149,4 \text{ MeV}/c^2$) wird obige Gleichung angewendet. Die Breite der Breit-Wigner Funktion ist massenabhängig. Die zusätzliche $\frac{1}{M^3}$ Abhängigkeit der Zerfallsbreite $\Gamma(M)_{\rho \rightarrow e^+e^-}$ aus dem Vektormeson Dominanz Modell (vgl. Abschnitte 1.2.4 und 1.2.5) bewirkt eine Anreicherung bei kleinen invarianten Massen. Eine ausführliche Auswertung zeigt, dass im Modell PLUTO die Beiträge der Dalitz-Zerfälle schwerer baryonischer

Resonanzen, bspw. $N^*(1520)$ und $N^*(1535)$, äußerst gering sind. Daher werden diese nicht berücksichtigt.

Die Abbildung 1.14 zeigt das Resultat des simulierten thermischen Cocktails mit den Dileptonenquellen π^0 , η , ω , ρ und Δ als Funktion der invarianten Masse, deren Gleichung in Abschnitt 4.2.2 zu finden ist. Bei kleinen invarianten Massen bis $M_{ee} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ dominiert der π^0 -Dalitz-Zerfall. Die anderen Quellen sind hier vernachlässigbar. Bei $M_{ee} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ ist der Zerfall der Δ -Resonanz beachtlich. Über diesem Bereich bis etwa $M_{ee} = 0,55 \text{ GeV}/c^2$ nehmen die Beiträge der Mesonen η und ρ zu. Zu höheren invarianten Masse tragen ausschließlich die Vektormesonen ρ und ω aus dem direkten Zerfall bei.

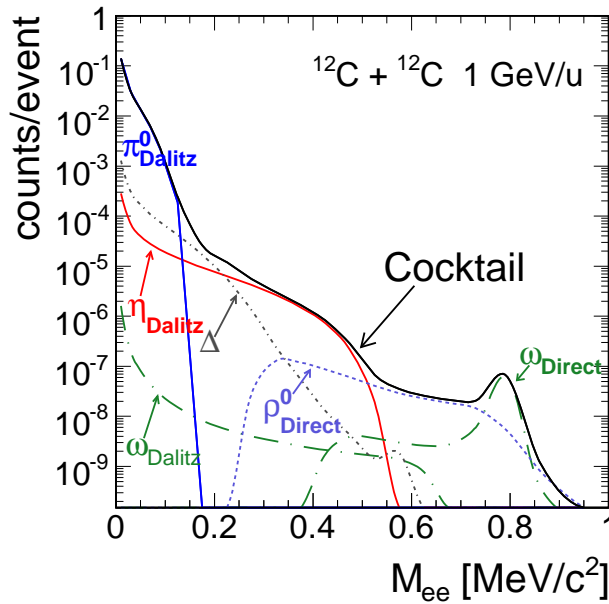


Abbildung 1.14: Mit Hilfe von PLUTO simuliertes e^+e^- invariantes Massenspektrum für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon. Die einzelnen Dileptonenquellen π^0 , η , ω , ρ und Δ sowie die Summe aller (Cocktail) sind eingezeichnet.

In diesem Kapitel wurde ein Überblick über die Dileptonenquellen gegeben. In wieweit diese bereits vermessen wurden, wird im nächsten Abschnitt deutlich, der eine kurze Zusammenfassung einiger Experimente gibt, die bisher Dielektronen- bzw. Dimyonen untersucht haben. Die Messungen wurden unter verschiedenen experimentellen Bedingungen, z. B. elementare Reaktionen oder Schwerionenkollisionen, Projektilenergie und Zentralität der Kollision durchgeführt. Dadurch können die unterschiedlichen Bereiche auf dem QCD-Phasendiagramm, der zweidimensionalen Ebene von Temperatur und Baryonendichte (s. Abb. 1.2(a)), erforscht werden.

Kapitel 2

Bisherige Experimente zur Dileptonen Spektroskopie

2.1 Allgemeiner Überblick

Um den allgemeinen Überblick zu vervollständigen, werden nochmals einige zentrale Aspekte des vorherigen Kapitels aufgegriffen. Die experimentelle Aufgabe, Hadronen in heißer und/oder dichter hadronischer Materie hinsichtlich Veränderungen der Masse zu untersuchen, kann durch Messungen der elektromagnetischen Zerfallsprodukte der kurzlebigen Vektormesonen realisiert werden (vgl. Kap. 1). Da Photonen und Dileptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, reflektiert ihr invariantes Massenspektrum die In-Medium-Spektralfunktion, sofern der Zerfall innerhalb des Feuerballs stattgefunden hat. Theoretische Modelle sagen einen Zusammenhang zwischen der Veränderung der Spektralfunktionen der Vektor- und Axialvektormesonen mit der Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie in heißer und/oder dichter Materie voraus (s. Abschn. 1.2.6). Allerdings werden Dileptonen kontinuierlich in allen Phasen der Schwerionenkollision emittiert. Daher ist das beobachtete invariante Massenspektrum das Integral der Spektralfunktion über alle Dichten und Temperaturen der Kollision. Dies macht die Interpretation der Ergebnisse schwierig. Weiterhin ist zu beachten, dass die Spektralfunktion mit der partiellen Zerfallsbreite des untersuchten Zerfallskanals gefaltet ist (s. Kap. 1.2.5).

Vektormesonen können in Photon- und Hadron-induzierten Reaktionen sowie in Schwerionenkollisionen erzeugt werden. Durch die Vielfalt der realisierbaren Reaktionen ist es möglich, die Eigenschaften der Hadronen als Funktion von Temperatur und baryochemischem Potential/Baryondichte (vgl. Abb. 1.2(a)) zu messen.

Messungen von Dileptonen in Proton- und Pion-induzierten Reaktionen (bspw. $p + p$, $p + n$, $\pi + p$) werden durchgeführt, um die Eigenschaften der Vektormesonen und der baryonischen Resonanzen im Vakuum zu ermitteln. Eine vollständige Kenntnis der Eigenschaften im Vakuum ist notwendig, um die In-Medium-Merkmale der Hadronen quantifizieren zu können.

Nachstehend wird eine kurze Zusammenstellung ausgewählter Ergebnisse von einigen Dileptonen-Experimenten gegeben (e^+e^- und $\mu^+\mu^-$). Sichtbar wird, in wie weit die in Kapitel 1

genannten Dileptonenquellen bereits vermessen wurden.

2.1.1 Dileptonenproduktion in elementaren Reaktionen

Eine der ersten Messungen von Dileptonen waren Proton- und Pion-induzierte Reaktionen bei Projektilenergien von < 20 GeV am japanischen Forschungszentrum KEK¹ [Mik81] [Ada83]. Der Vorteil von Photon- oder Proton-induzierten Reaktionen an Kernen ist, dass sich Temperatur und Baryonendichte mit der Zeit nicht ändern [Met07]. Dies erleichtert die Interpretation der Ergebnisse. Allerdings sind die In-Medium-Effekte deutlich kleiner als in Schwerionenkollisionen. Messungen wurden u. a. vom E325 Experiment am KEK [Nar06] [Mut07], vom CLAS²-G7 Experiment am Jefferson Lab [Dja07] und vom CBELSA-TAPS³ Experiment am ELSA⁴ [Trn05] durchgeführt. Die von den Kollaborationen veröffentlichten Ergebnisse über die Veränderungen der Spektralfunktionen der Mesonen ρ und ω sind allerdings nicht konsistent (diese Mesonen wurden nicht von allen drei Experimenten untersucht). Eine Tabelle der Resultate ist in [Met07] zu finden. Bezüglich des ρ -Mesons sieht die KEK Kollaboration eine Massenverschiebung um 9% und keine In-Medium-Verbreiterung, das CLAS-G7 Experiment hingegen keine Verschiebung aber eine kleine Verbreiterung der Spektralfunktion des Mesons [Woo08].

Bei ultra-relativistischen Energien wurden $p + A$ Messungen von den am CERN befindlichen Experimenten Helios-3 (**H**igh Energy **L**epton and **I**on Spectrometer) [Maz94] ($\mu^+\mu^-$), NA38/NA50 (**N**orth **A**rea) [Bag89] ($\mu^+\mu^-$) und CERES (**C**hErenkov **R**ing **E**lectron Spectrometer) [Aga98] (e^+e^-) durchgeführt. Ein Vergleich des von der CERES Kollaboration gemessenen invarianten Massenspektrums aus $p + \text{Be}$ Kollisionen bei 450 GeV mit den erwarteten Beiträgen der verschiedenen Mesonen-Zerfälle im Vakuum wird in Abbildung 2.1 gezeigt. Die eingezeichneten Dileptonenquellen entsprechen den in Kapitel 1 beschriebenen. Diese wurden mit der Akzeptanz des Spektrometers gefiltert und die Impulse bzw. die invariante Masse entsprechend der Auflösung des Experiments verschmiert (s. Abschn. 5.7). Nur so ist ein Vergleich mit den experimentellen Daten möglich. Bei kleinen invarianten Massen $< 0,55 \text{ GeV}/c^2$ dominieren die Quellen π^0, η, η' sowie der Dalitz-Zerfall des ω -Mesons, bei höheren Massen sind die direkten Zerfälle der Mesonen ρ, ω und ϕ zu finden. Die Superposition dieser Zerfälle mit ihren Eigenschaften im Vakuum beschreibt das gemessene invariante Massenspektrum gut. Gleiche Ergebnisse wurden von den beiden anderen Kollaborationen NA38/NA50 und Helios veröffentlicht [Abr95] [Ake95]. Die e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Spektren Proton-induzierter Reaktionen sind somit bei SPS-Energien (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron) gut verstanden.

Bei niedrigen Einschussenergien von 1 bis 2 GeV hat die DLS Kollaboration (**D**i**L**epton **S**pectrometer) $p + p$ Experimente durchgeführt, und auch hier konnten die Resultate quantitativ durch eine Summe der Zerfälle im Vakuum beschrieben werden [She03] [Bra99] [Ern98].

¹KEK steht für “Koh-Ene-Ken“, eine Abkürzung für den japanischen Namen des Nationallabors für Hochenergie-Physik.

²CLAS = **C**EBAF **L**arge **A**cceptance **S**pectrometer, CEBAF = **C**ontinuous **E**lectron **B**eam **A**ccelerator **F**acility

³CBELSA = **C**ystal-**B**arrel-**D**etektor am **E**LSA

⁴ELSA = **E**lektronen-**S**tretcher-**A**nlage, Universität Bonn

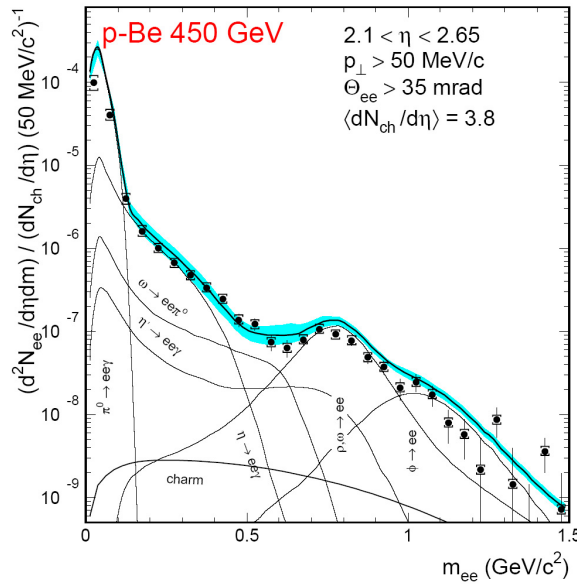


Abbildung 2.1: Invariantes Massenspektrum (e^+e^-) für p + Be Kollisionen bei 450 GeV, gemessen von der CERES Kollaboration (statistische und systematische Fehler dargestellt). Die eingezeichneten Linien zeigen die erwarteten Beiträge der verschiedenen Mesonen-Zerfälle im Vakuum, das Band gibt die Unsicherheit der Summe aller Beiträge wieder [Aga98].

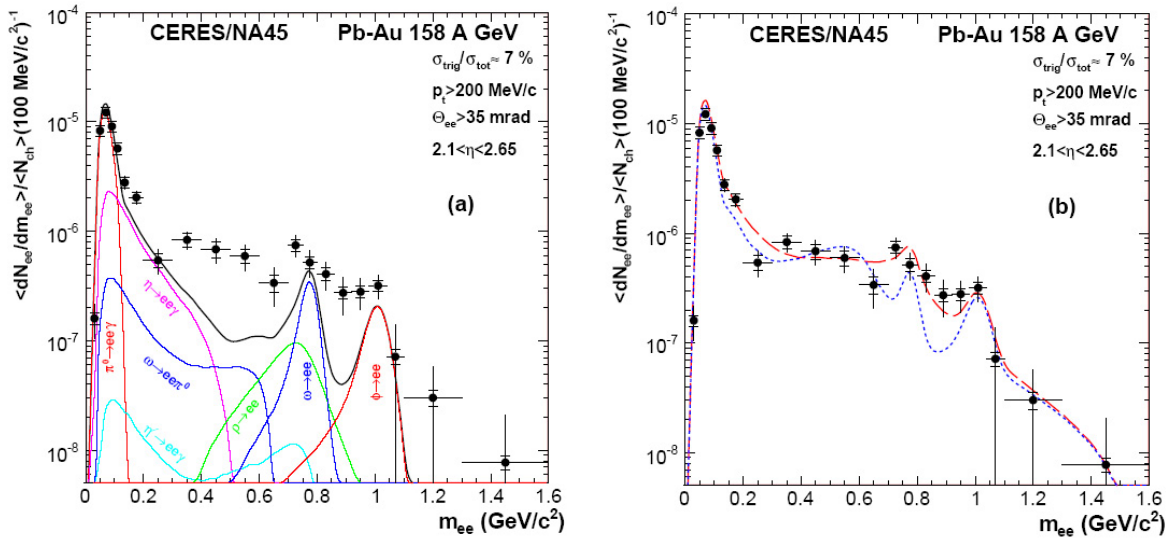
2.1.2 Dielektronenproduktion in Schwerionenkollisionen

Die Ergebnisse der Experimente der CERES Kollaboration zu S-Au bei 200 GeV/u, zu Pb + Au bei 158 GeV/u und 40 GeV/u, die die systematischen Untersuchungen der Kollaboration vervollständigen, deuten darauf hin, dass in Schwerionenkollisionen bei hohen Dichten und Temperaturen In-Medium-Effekte auftreten. Am Beispiel der Resultate der Auswertung der Reaktion Pb + Au bei 158 GeV/u (vgl. Abb. 2.2(a)) ist zu sehen, dass im Vergleich zu den hadronischen Zerfällen im Vakuum die experimentellen Daten bei invarianten Massen $> 0,2 \text{ GeV}/c^2$ mehr Beiträge aufweisen. Im invarianten Massenintervall $0,2 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 1,1 \text{ GeV}/c^2$ beträgt das Verhältnis der experimentellen Daten zur Summe von allen hadronischen Zerfällen $2,58 \pm 0,32 [\text{stat}] \pm 0,41 [\text{syst}] \pm 0,77 [\text{decay}]$ [Ada08]. Die Erhöhung ist hauptsächlich in der Massenregion $0,2 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ zu finden. Ferner ist für kleine Transversalimpulse des Leptonenpaares $P_{\perp}^{ee} < 0,5 \text{ GeV}/c$ die Erhöhung fast doppelt so hoch wie für hohe Transversalimpulse [Yur06]. Die Messung Pb + Au bei 40 GeV/u zeigt im invarianten Massenbereich von $0,2 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} \leq 1,1 \text{ GeV}/c^2$ eine Erhöhung der experimentellen Daten im Vergleich zu den erwarteten hadronischen Zerfällen im Vakuum von $5,9 \pm 1,5 [\text{stat}] \pm 1,2 [\text{syst}] \pm 1,8 [\text{decay}]$ auf [Ada03]. Das Verhältnis ist größer als bei den Daten Pb + Au bei 158 GeV/u. Bei gleichem Stoßsystem ist die Temperatur und die Multiplizität bei einer Projektilenergie von 40 GeV/u geringer als im Fall von 158 GeV/u; dafür ist aber die Baryonendichte höher. Die verstärkte Erhöhung für erstere Messung ist mit theoretischen Be-

schreibungen der Annihilation zweier Pionen und einer Propagation des ρ -Mesons, die stärker von der Baryondichte als von der Temperatur beeinflusst wird, konsistent [Ada03].

Analog wurden eine Erhöhung unterhalb der Polmasse der Vektormesonen ρ und ω von der DLS Kollaboration [Por97] bei Energien im 1 - 2 GeV/u Bereich, vom HADES Experiment (vgl. Kap. 3) in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei 2 GeV/u [Aga07] und vom PHENIX⁵ Experiment am RHIC in zentralen Schwerionenkollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [Afa07] gemessen. Auf die DLS Ergebnisse wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Ein Vergleich der experimentellen Daten der CERES Kollaboration mit zwei verschiedenen theoretischen Rechnungen, die die von der Temperatur und Dichte abhängige Modifikation der Spektralfunktion des ρ -Mesons (In-Medium-Eigenschaften) berücksichtigen, zeigt Abbildung 2.2(b).



(a) Vergleich mit hadronischem Cocktail

(b) Vergleich mit Rechnungen mit In-Medium-Effekten

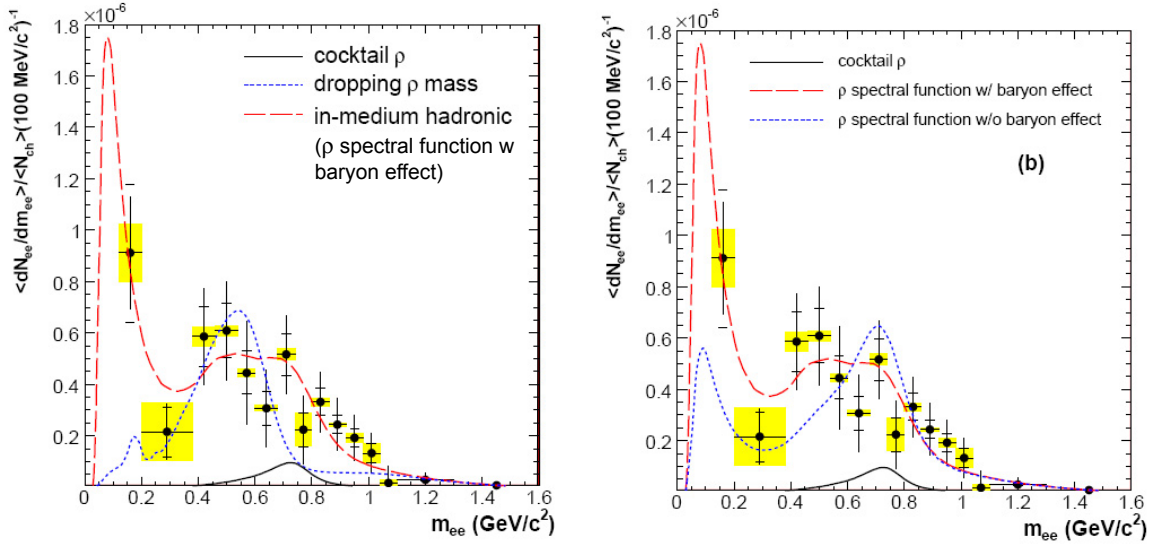
Abbildung 2.2: Experimentelle Ergebnisse der CERES Kollaboration: (a) invariante Massenspektrum (e^+e^-) für Pb + Au Kollisionen bei 158 GeV/u. Die eingezeichneten Linien zeigen die erwarteten Beiträge der hadronischen Zerfälle im Vakuum. (b) Vergleich mit Rechnungen, die eine Verbreiterung der ρ -Meson-Spektralfunktion (lang gestrichelte Linie) bzw. eine Senkung der ρ -Mesonenmasse (gepunktete Linie) beinhalten [Ada08].

Das eine Szenario stellt die Verbreiterung der ρ -Spektralfunktion auf Grund von Kopplungen mit der umgebenden hadronischen Materie [RW00] [HR06], das andere eine Verschiebung zu kleineren invarianten Massen relativ zur Polmasse des ρ -Mesons [BR91] [BR02] dar (vgl. auch Abschn. 1.2.6). Die Berechnungen beinhalten u. a. auch Effekte des Quark-Gluonen-Plasmas und den Drell-Yan Prozess (vgl. Kap. 1). Beide Rechnungen beschreiben die Erhöhung für

⁵Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment

invariante Massen bis $0,6 \text{ GeV}/c^2$ gut. Der Bereich zwischen dem ω und ϕ -Meson wird aber von dem Szenario, in dem die Spektralfunktion des ρ -Mesons verbreitert ist, besser erklärt.

Um die In-Medium-Modifikationen besser herauszustellen, werden von den experimentellen Daten alle langlebigen hadronischen Beiträge (aus dem Vakuum), abgesehen vom ρ -Meson, subtrahiert (s. Abb. 2.3(a)).



(a) Differenz aus experimentellen Daten und Cocktail (b) Vergleich mit Rechnungen mit und ohne Wechselwirkung von Baryonen (alle Beiträge ohne ρ -Meson)

Abbildung 2.3: Von der CERES Kollaboration gemessene invariante Massenverteilung nach Abzug des hadronischen Cocktails (ohne ρ -Meson). Die gelben Boxen zeigen den durch die Subtraktion hervorgerufenen Fehler. (a) Das Szenario der verbreiterten Spektralfunktion und die Rechnung mit zu niedrigen Massen hin verschobener Massenverteilung sind eingezeichnet. (b) Verbreiterte Spektralfunktion mit und ohne Wechselwirkung mit Baryonen [Ada08].

Die Daten zeigen eine breite Struktur bis hin zu kleinen invarianten Massen. Die In-Medium-Intensität scheint mit kleiner Masse anzusteigen. Allerdings ist hier der systematische und statistische Fehler durch Abzug des Cocktails (alle Beiträge abgesehen vom ρ -Meson) sehr hoch, weil große Zahlen im Bereich des π^0 -Mesons subtrahiert werden. Somit sind hier keine eindeutigen Schlussfolgerungen möglich. Das ρ -Meson, das aus dem Vakuum bekannt ist (durchgezogene Linie), ist um 1 - 2 Größenordnungen kleiner als die Differenz aus experimentellen Daten und Cocktail (abgesehen vom ρ -Meson). Auch die Rechnung, in der die Masse des ρ -Mesons zu kleineren invarianten Massen hin verschoben ist, beschreibt die experimentellen Daten nicht. Das Szenario mit einer Verbreiterung der Spektralfunktion des ρ -Mesons erklärt die Daten gut. Dies deutet darauf hin, dass sich die Spektralfunktion des ρ -Mesons im Medium ändert, was auf eine Wiederherstellung der Chiralen Symmetrie hindeutet (vgl. Abschn.

1.2.6). Die Abbildung 2.3(b) zeigt das Szenario der verbreiterten Spektralfunktion mit und ohne Wechselwirkung von Baryonen. Die hohen Beiträge bei Massen $M_{ee} < 0,5 \text{ GeV}/c^2$ zeigen deutlich, dass die Wechselwirkung von Baryonen eine wichtige Rolle spielt [HR06] [RW00].

2.1.3 Dimyonenproduktion in Schwerionenkollisionen

Ein weiteres Experiment am CERN, das die Emissionen von Dileptonen im Bereich kleiner invarianter Massen untersucht hat, ist das Myonen-Spektrometer NA60. Das Spektrometer zeichnet sich durch eine Massenauflösung von $20 \text{ MeV}/c^2$ im Bereich der Polmasse des ω -Mesons aus. Somit hat es eine 2- bis 3-mal bessere Auflösung als das CERES Experiment, und die experimentellen Ergebnisse der Schwerionenkollision In + In bei 158 GeV pro Nukleon weisen eine um den Faktor > 1000 bessere Statistik auf. Damit ist es erstmals möglich, in Schwerionenkollisionen das ω - und ϕ -Meson im invarianten Massenspektrum aufzulösen (s. Abb. 2.4(a)). Nach Abzug der langlebigen Quellen (Ausnahme ρ , für Details s. [Arn06]) sollte das resultierende invariante Massenspektrum nur noch aus den Beiträgen $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ bestehen. Die Daten werden in 4 Zentralitätsklassen unterteilt: peripher, halb-peripher, halb-zentral und zentral. Das Ergebnis für die Ereignisklasse halb-zentral ist in Abbildung 2.4(b) im Vergleich zum nicht-modifizierten ρ -Meson und den beiden In-Medium-Szenarien (Verbreiterung der Spektralfunktion oder Massenverschiebung) dargestellt.

Die experimentelle Verteilung setzt sich aus einem flachen Plateau und einem schmalen Peak zusammen. Das Plateau könnte die frühe Phase der Kollision (unweit der QCD Phasengrenze oder das Quark-Gluonen-Plasma) widerspiegeln. Der Peak könnte den Zeitpunkt in der Nähe des freeze-out repräsentieren (Annäherung an die nominale Breite).

Wie das CERES Experiment deuten auch die Ergebnisse der NA60 Kollaboration darauf hin, dass nach Subtraktion der bekannten Dileptonenquellen im Vakuum (s. Kap. 1) die invariante Massenverteilung des ρ -Mesons besser durch eine Verbreiterung der Spektralfunktion des ρ -Mesons als durch eine Massenverschiebung erklärt werden kann. Beiträge oberhalb von $0,9 \text{ GeV}/c^2$ könnten z. B. aus der 4π Annihilation stammen [HR06] [Arn06]. Entsprechend dem Hadron-String Dynamics Modell (HSD, s. Anh. A) entspringen die Anteile bei diesen invarianten Massen aus der Quark-Antiquark-Vernichtung im QGP, d. h. sie sind von partonischer Natur [Cas07].

Mehr Aufschluss darüber können die von der Na60 Kollaboration veröffentlichten $P_{\perp}^{\mu\mu}$ - bzw. $M_{\perp}^{\mu\mu}$ -Verteilungen geben. Mit diesen ist es möglich, den Zeitpunkt der Emission der Leptonenpaare zu bestimmen, indem unterschieden werden kann, ob die Dimyonen aus einem hadronischen Zerfall stammen oder ihre Quellen partonischer Natur sind. Für verschiedene Massenbereiche $M_{\mu\mu}$ kann der inverse Steigungsparameter aus den transversalen Massen ($M_{\perp}^{\mu\mu}$), d. h. die Temperatur T_{eff} , bestimmt und als Funktion dieser Massen $M_{\mu\mu}$ aufgetragen werden (s. Abb. 2.5). Der Anstieg bis $1 \text{ GeV}/c^2$ deutet auf radialen Fluss hadronischer Quellen hin. Die Stufe in der Verteilung scheint einen plötzlichen Übergang zu einer leicht fließenden Quelle partonischer Natur (Quark-Antiquark-Vernichtung) erkennen zu lassen [Arn07]. Die Rechnungen von HSD zeigen den gleichen Verlauf [Cas07]. Mehr Informationen hierzu sind in [Arn07] und [Cas07] zu finden.

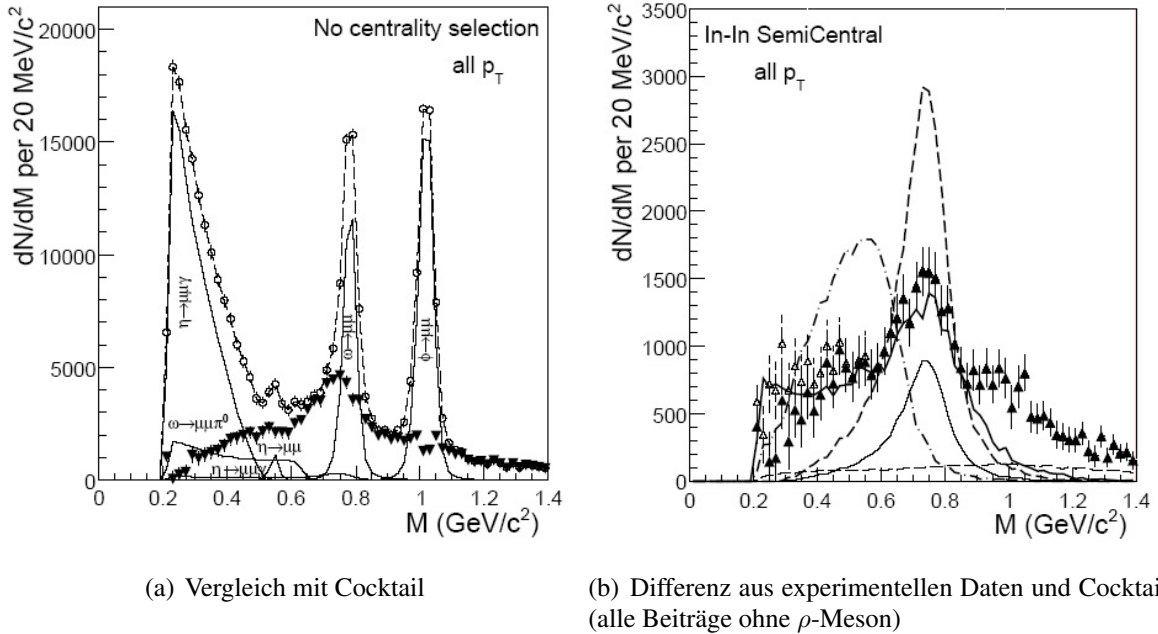


Abbildung 2.4: Experimentelle Ergebnisse der NA60 Kollaboration: (a) $\mu^+\mu^-$ invariante Massenverteilung: Gemessene Daten (Kreise), einzelne Komponenten des Cocktails (durchgezogene Linien), Differenz aus Daten und erwarteten Komponenten des Cocktails ohne ρ -Meson (Dreiecke). (b) Differenz aus gemessenen Daten und Cocktail; entsprechende theoretische Berechnungen des ρ -Mesons: nicht modifiziert (durchgezogene Linie), verbreiterte Spektralfunktion (gestrichelt) und Massenverschiebung (punkt-gestrichelt) [Arn06].

Um die Einflüsse der hadronischen Zerfälle und der Quark-Antiquark-Vernichtung besser zu verstehen bzw. zu separieren, ist das Studium der Dileptonenproduktion bei kleinen Projektilenergien notwendig, da hier die Quarks und Gluonen in Hadronen gebunden sind und keine bzw. kaum eine Quark-Antiquark-Vernichtung erfolgt. Weiterhin sind leichte Systeme interessant, da hier direkte Kollisionen dominieren. Entsprechende Untersuchungen können bei kleinen Projektilenergien in Schwerionenkollisionen z. B. mit dem HADES Detektorsystem, das Elektron-Positron-Paare nachweist (s. Kap. 3), durchgeführt werden.

Während die Ergebnisse der Photon- oder Proton-induzierten Reaktionen bei niedrigen bis mittleren Projektilenergien keine eindeutigen Aufschlüsse geben, kann zusammenfassend aus den Messungen von Dileptonen (e^+e^- und $\mu^+\mu^-$) in Schwerionenkollisionen bei hohen Energien geschlossen werden, dass eine Verbreiterung der Spektralfunktion des ρ -Mesons die Daten beschreiben kann. Für die anderen Mesonen, z. B. ω , gibt es bei hohen Temperaturen und/oder Dichten bis heute noch keine experimentellen Ergebnisse.

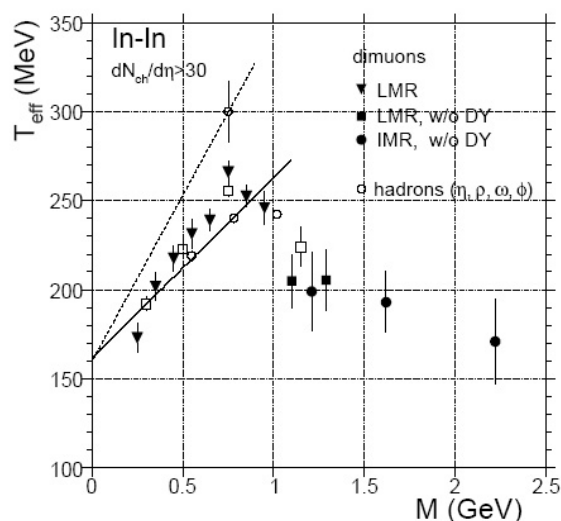


Abbildung 2.5: T_{eff} als Funktion der invarianten Masse für Reaktionen mit einer Teilchenmultiplizität > 30 , mehr Informationen s. [Arn07] (NA60 Kollaboration).

2.1.4 Zukünftige Experimente zur Dileptonenproduktion

Die Untersuchung von Dileptonen bei moderaten Temperaturen, vor allem aber bei sehr hohen Baryonendichten bringt die systematischen Analysen dieses Bereiches der Kernphysik weiter voran. Realisiert werden soll dies mit dem HADES Detektorsystem und dem geplanten Zukunftsprojekt Compressed Baryonic Matter (CBM) an der neuen Beschleunigeranlage FAIR bei der GSI. Auch der kritische Punkt (vgl. Kap. 1) soll experimentell von CBM untersucht werden. Erste Studien zeigen, dass die Messung von Dileptonen mit dem geplanten Detektorsystem (CBM) sehr gut möglich sind [Gal08] [Kis07].

Auch das PHENIX Experiment am RHIC plant Messungen unter ähnlichen Bedingungen wie CBM. Erwartet wird, dass die Erhöhung der gemessenen Daten im Vergleich zu erwarteten hadronischen Zerfällen mit der Baryonendichte ansteigt, wie von der CERES Kollaboration angedeutet.

Die HADES Kollaboration (s. Kap. 3) hat vor, weiterhin elementare Reaktionen und Schwerionenkollisionen bei niedrigen Projektilenergien zu messen.

Die für diese Arbeit besonders relevanten bisherigen Ergebnisse der Schwerionenkollisionen bei Projektilenergien von wenigen GeV pro Nukleon werden jetzt ausführlich diskutiert.

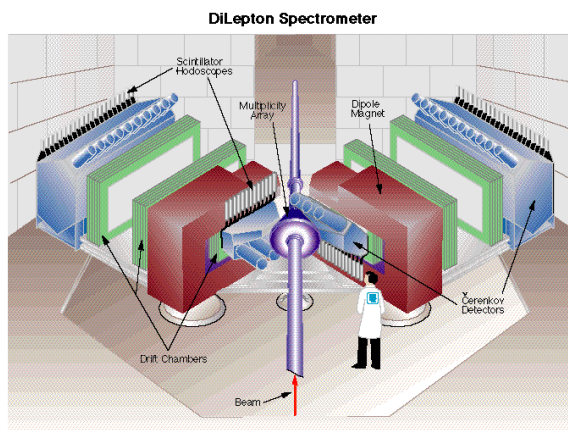
2.2 Das DLS Puzzle

Die DLS Kollaboration hat von 1986 - 1993 am Bevalac-Beschleuniger des Lawrence Berkeley Nationallaboratoriums in Kalifornien (USA) bei Projektilenergien von 1 - 5 GeV pro Nukle-

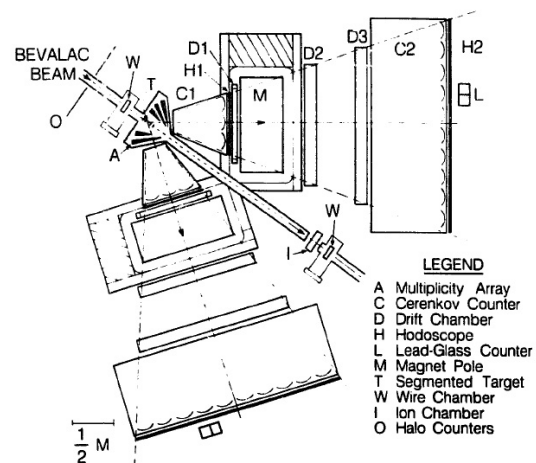
on systematische Untersuchungen der Elektron-Positron-Paar Spektroskopie in $p + p$, $p + d$, $d + Ca$, $\alpha + Ca$ Reaktionen und in Schwerionenkollisionen durchgeführt. Die Ergebnisse sind für das Projekt HADES (s. Kap. 3) interessant, da unter ähnlichen experimentellen Bedingungen gemessen wird, um noch offene Fragen zu beantworten (s. u. a. Ende des Kapitels).

2.2.1 Das DLS Experiment

Die Abbildungen 2.6(a) und 2.6(b) zeigen das aus zwei identisch aufgebauten Armen bestehende DLS Spektrometer. Die wichtigsten Komponenten jedes Armes sind zwei Cherenkov-Detektoren und zwei Hodoskope zur Teilchenidentifikation sowie drei Driftkammern, die einen Dipolmagneten zur Trajektorie- und Impulsbestimmung umgeben (Die Funktionsweisen von Cherenkov-Detektoren und Driftkammern vor und hinter dem Magnetfeld werden im nächsten Kapitel erläutert). Jeder Arm deckt horizontal 40° und vertikal $\pm 7,5^\circ$ ab. Der Öffnungswinkel zwischen beiden Mittelachsen der Arme beträgt 80° , d. h. die Mittelachse jedes Armes umschließt mit der Strahlachse einen Winkel von 40° . Der Trigger verlangte, dass je ein Lepton in beiden Armen jeweils von den Cherenkov-Detektoren und den Hodoskopen nachgewiesen wurde. Somit wurde ein Ereignis nur aufgezeichnet, wenn dieses ein e^+e^+ , e^+e^- , e^-e^- -Paar aufwies. Durch die Konstruktion des Spektrometers haben diese Paare einen minimalen Öffnungswinkel von 40° . In Schwerionenkollisionen ist die Phasenraumabdeckung des DLS Experiments für Elektron-Positron-Paare ca. wie folgt gegeben: M_{ee} von 0,05 bis $1,25 \text{ GeV}/c^2$, P_{\perp}^{ee} von 0,0 bis $0,8 \text{ GeV}/c$ und eine Rapidity Y_{ee} von 0,5 bis 1,9. Die mittlere Rapidity für die Reaktion $C + C$ bei $1,04 \text{ GeV}$ pro Nukleon liegt bei $Y_{1/2} = 0,69$. Ein Vergleich der DLS- mit der HADES-Akzeptanz wird in Kapitel 6.2 gezeigt.



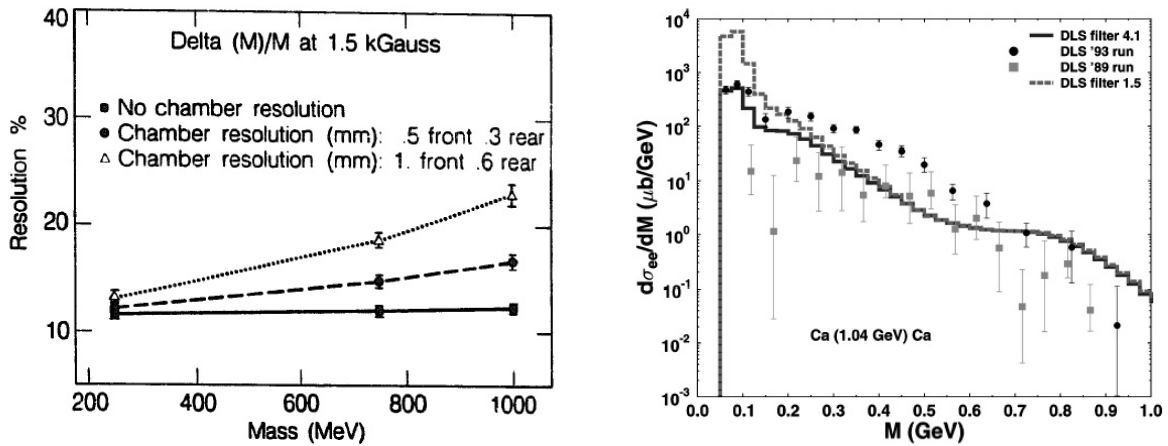
(a) Künstlerische Ansicht



(b) Draufsicht

Abbildung 2.6: Das DLS Experiment: (a) künstlerische Ansicht des DLS Experiments [DLS01] (b) Draufsicht [Yeg90].

Durch die beim DLS Experiment verwendete Methode zur Impulsbestimmung können nur Impulse ab 50 MeV/c rekonstruiert werden. Die Auflösung der invarianten Masse als Funktion derselben ist in Abbildung 2.7(a) zu sehen. Im Bereich der Polmasse des ω -Mesons beträgt die Massen-Auflösung etwa 15%.



(a) Auflösung der invarianten Masse des DLS Experiments (b) Vergleich der beiden Datensätze der Ca + Ca Messungen

Abbildung 2.7: (a) Auflösung der invarianten Masse des DLS Experiments als Funktion derselben. Die gestrichelte Linie gibt die invariante Massenauflösung für die gegebene Ortsauflösung der Driftkammern wieder [Yeg90]. (b) Vergleich beider Datensätze der Ca + Ca Messung bei 1,04 GeV pro Nukleon. Der Datensatz, markiert mit "DLS '89 run", ist derjenige, der durch nicht erkannte Trigger-Ineffizienzen Schaden erlitt [Ern98].

2.2.2 Experimentelle Ergebnisse der DLS Kollaboration im Vergleich zu mikroskopischen Transportrechnungen

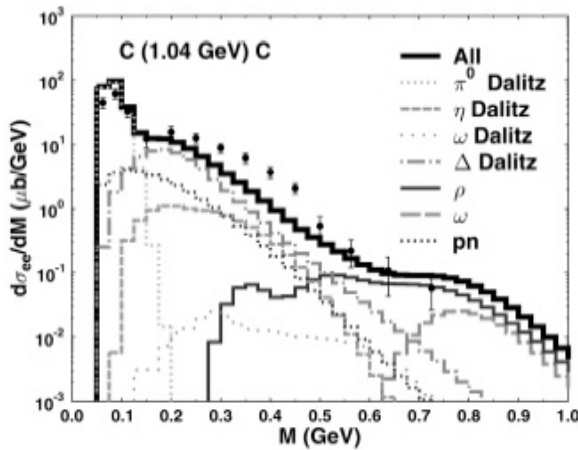
Die elementaren Messungen $p + p$ bei Einschussenergien von 1-2 GeV und $p + d$ bei 4,88 GeV/u können durch die Summe der in Frage kommenden hadronischen Zerfälle (Vakuum) erklärt werden [Ern98]. Die Ergebnisse der Reaktionen $p + p$ bei Energien über 2 GeV und $p + d$ unterhalb von 2,1 GeV/u können dagegen im Massenbereich des η -Mesons weniger erfolgreich mit den Beiträgen der bekannten hadronischen Zerfälle beschrieben werden [Ern98].

Für die Messungen $p + \text{Be}$ und $\text{Ca} + \text{Ca}$ gibt es zwei Datensätze. Der erste veröffentlichte Satz [Roc89], der durch nicht entdeckte Trigger-Ineffizienzen, die durch Fluktuationen der Strahlraten hervorgerufen wurden, Schaden erlitt, soll lt. der DLS Kollaboration nicht mehr mit theoretischen Modellen verglichen werden [Por97]. Dieser erste Datensatz kann jedoch recht gut von Transportmodellen [Ton92] [Xio90] [Bra96] beschrieben werden, die die hadronischen

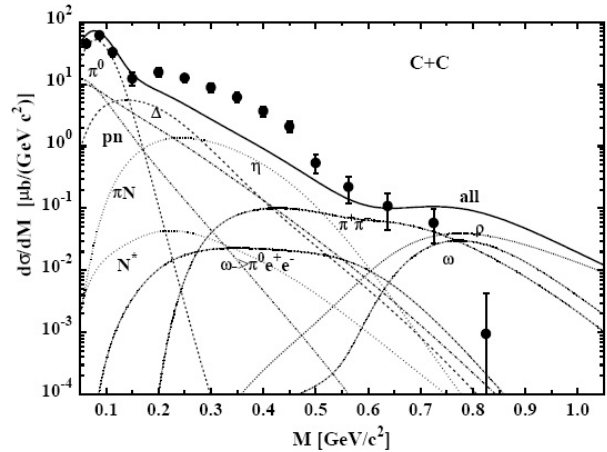
Quellen π^0 , η , Δ , und pn-Bremsstrahlung und ab $400 \text{ MeV}/c^2$ die Annihilation zweier Pionen sowie den direkten Zerfall der Vektormesonen berücksichtigen. Also werden die Spektren von Rechnungen erklärt, die keine In-Medium-Effekte beinhalten.

Der zweite Datensatz, der mit verbesserter Elektronik und Instrumenten zur Strahldiagnose aufgezeichnet wurde, konnte mit den so registrierten Trigger-Ineffizienzen auf die auf die Strahlraten abhängigen Verluste korrigiert werden. Die Abbildung 2.7(b) zeigt einen Vergleich der beiden Datensätze für die Messung Ca + Ca bei $1,04 \text{ GeV}$ pro Nukleon. Der zweite Datensatz, der im Massenbereich des η -Mesons mehr als einen Faktor 5 über dem ersten liegt, kann nicht mehr durch die oben genannten Rechnungen beschrieben werden.

Die Ergebnisse der Schwerionenkollisionen C + C und Ca + Ca bei $1,04 \text{ GeV}$ pro Nukleon (der zweiten Datensätze) zeigen im invarianten Massenbereich $0,15$ bis $0,5 \text{ GeV}/c^2$ einen deutlichen Überschuss im Vergleich zu den erwarteten hadronischen Zerfällen im Vakuum (s. Abb. 2.8). Auch die Ergebnisse von He + Ca und α + Ca liegen über der Summe der bekannten hadronischen Quellen. Die Abbildung 2.8(a) zeigt die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $1,04 \text{ GeV}$ pro Nukleon im Vergleich zur mikroskopischen Transportrechnung UrQMD [Ern98] ohne Berücksichtigung der In-Medium-Modifikationen (s. Abschn. 4.2.1) (s. Anh. A). Im invarianten Massenbereich kleiner als $0,15 \text{ GeV}/c^2$ dominiert der π^0 -Dalitz-Zerfall, der auf Grund der geometrischen Akzeptanz des DLS Spektrometers signifikant unterdrückt ist (s. im Vergleich dazu die Verteilung des π^0 -Dalitz-Zerfalls im vollen Raumwinkel (4π) in Abb. 1.14). Ab $0,15 \text{ GeV}/c^2$ weist der Δ -Dalitz-Zerfall mehr Zählrate auf als das η -Meson und die pn-Bremsstrahlung. In diesem Bereich unterschätzt die theoretische Rechnung die experimentellen Daten signifikant. Im höheren invarianten Massenbereich beschreiben die direkten Zerfälle der Vektormesonen ρ und ω die Daten gut. Auch die Hadron-String Dynamics Transportrechnung (s. Anh. A) mit den implementierten Dileptonenquellen mit ihren Vakuumspektralfunktionen (keine In-Medium-Effekte) erklärt die experimentellen Ergebnisse nicht (vgl. Abb. 2.8(b)).



(a) DLS Daten im Vergleich zu UrQMD



(b) DLS Daten im Vergleich zu HSD

Abbildung 2.8: Invariantes Massenspektrum, gemessen von der DLS Kollaboration für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $1,04 \text{ GeV}$ pro Nukleon im Vergleich zu Transportrechnungen [Ern98] [Bra98a].

Vergleich zu mikroskopischen Transportrechnungen mit In-Medium-Effekten

Es gab zahlreiche Versuche, die Daten der Schwerionenkollisionen, vor allem im invarianten Massenbereich $0,15 - 0,5 \text{ GeV}/c^2$, mit In-Medium-Effekten ähnlich denen bei SPS Energien zu erklären, indem die Veränderung von Hadronen im Medium, die Modifikation der ρ -Spektralfunktion oder die Beachtung des Dekoherenz-Effektes (s. Anh. A) berücksichtigt wurden [Ern98] [Bra98a] [BK99] [She03]. Im Folgenden werden verschiedene theoretische Ansätze näher erläutert: In Kern-Kern-Kollisionen bei Strahlenergien von einigen wenigen GeV/u findet die Produktion der Vektormesonen unterhalb der Schwelle statt (s. Kap. 1.1.2), und das Medium ist Nukleon-dominiert, d. h. nicht die Annihilation zweier Pionen, sondern πN Streuung spielt eine wichtige Rolle. Daher ist hier die starke Kopplung des ρ -Mesons an die $N^*(1520)$ Resonanz besonders wichtig ($\pi N \rightarrow N^*(1520)$) [Pet98] (vgl. Abschn. 1.2.5). Andere baryonische Resonanzen, wie z. B. das $N^*(1700)$, sind auf Grund ihrer hohen Masse und/oder der kleineren Zerfallswahrscheinlichkeit in den ρ Kanal vernachlässigbar (vgl. Abschn. 1.2.5). Wird in der Hadron-String Dynamics Transportrechnung (s. Anh. A) die $N^*(1520)$ Resonanz berücksichtigt [BK99], nimmt die Zählrate des ρ -Mesons bei kleinen invarianten Massen zu und ist im Spektrum bei $0,325 - 0,675 \text{ GeV}/c^2$ der dominierende Anteil. Die resultierende Rechnung liegt jedoch einen Faktor 3 unter den DLS Daten im Massenbereich des η -Mesons. Bei Reduktion der invarianten Masse des ρ -Mesons in dichter Materie (vgl. Abschn. 1.2.6), aber keiner Veränderung der Baryonen-Masse, nimmt die Dileptonenproduktion anderer Produktionskanäle für das ρ -Meson zu. Allerdings nehmen die Beiträge des Kanals $\pi N \rightarrow N^*(1520) \rightarrow \rho N$ auf Grund der größer gewordenen Breite des $N^*(1520)$ ab. Die beiden genannten Effekte heben sich fast auf. Dies bewirkt, dass die resultierende invariante Massenverteilung, die der ohne Massenänderung des ρ -Mesons im Medium ähnelt, folglich nicht die experimentellen Daten beschreiben kann. Die Verwendung einer In-Medium- ρ -Spektralfunktion verbessert die Übereinstimmung etwas, aber der Unterschied zwischen experimentellen Daten und Rechnung beträgt immer noch etwa einen Faktor 3. Gleiches gilt auch für die Untersuchungen der off-shell ($p^2 \neq m^2$ mit $c=1$) (s. Anh. A) Propagation der Pionen im Kanal $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow l^+l^-$ [Bra98a].

Auch die mikroskopische Transportrechnung UrQMD kann die Ergebnisse der DLS Kollaboration nicht mit In-Medium-Effekten beschreiben [Ern98]. Beide angewendeten Hypothesen der In-Medium-Modifikation der Vektormesonen, die Erhöhung der Zerfallsbreite des ω -Mesons $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi\pi}$ auf etwa $100 \text{ MeV}/c^2$ und die Reduktion der Masse (vgl. Abschn. 1.2.6), schlagen fehl. Ebenso unterschätzt die Transportrechnung RQMD [She03] (s. Anh. A) die experimentellen Daten um einen Faktor 2 - 3 trotz der in [She03] diskutierten In-Medium-Effekte, dem "collisional broadening" und der "Quanten Interferenz" mit Dekoherenz-Effekt (s. Anh. A).

2.2.3 Erhöhung der Multiplizität des η -Mesons

Die DLS Kollaboration zeigt [Por97] (s. Abb. 2.9), dass die Form der experimentellen Daten durch die Mesonen π^0 und η beschrieben werden kann, wobei die Verteilung des η -Mesons, d. h. deren Multiplizität, um etwa einen Faktor 6 - 7 erhöht werden muss. Ebenso der Ansatz,

innerhalb der HSD Transportrechnung, die Masse des η -Mesons zu reduzieren, was zu einem Herabsetzen der η -Produktionsschwelle und somit zu einer erhöhten Produktion des Mesons führt, kann die DLS Daten gut beschreiben. Sowohl das Skalieren der Multiplizität als auch die Veränderung der Masse des η -Mesons sind mit experimentellen Daten unvereinbar. Eine Veränderung der Massen steht im Widerspruch zu der von der TAPS Kollaboration gemessenen m_{\perp} -Skalierung der Mesonen π^0 und η [Ave97] sowie zu den ermittelten η Photoproduktions-Daten $\gamma Ca \rightarrow \eta X$ [Röb96]. Das gleiche gilt für das Erhöhen der Multiplizität der Mesonen π^0 und η , da die inklusiven Wirkungsquerschnitte der Hadronen von der TAPS Kollaboration [Ave97] bei Strahlenergien 0,8 - 2,0 GeV/u in den entsprechenden Schwerionenkollisionen ermittelt worden sind (s. Abb. 1.13(a)). Die TAPS Messungen wurden allerdings nur im Bereich der mittleren Rapidity durchgeführt, und die Ergebnisse wurden mittels Modellen mit isotroper Winkelverteilung nach 4π extrapoliert. Dagegen deckt das DLS Spektrometer den Bereich der Vorwärts-Rapidity ab. Auf Grund von Zurückstreuung im Medium wird eine Anisotropie erwartet, die allerdings im Vergleich zur isotropen Winkelverteilung einen Unterschied von maximal 20% ausmacht. Trotzdem erklärt dies auch nicht die Daten. Die von der DLS Kollaboration vorgeschlagene Erhöhung der Multiplizität des η -Mesons wird somit ausgeschlossen.

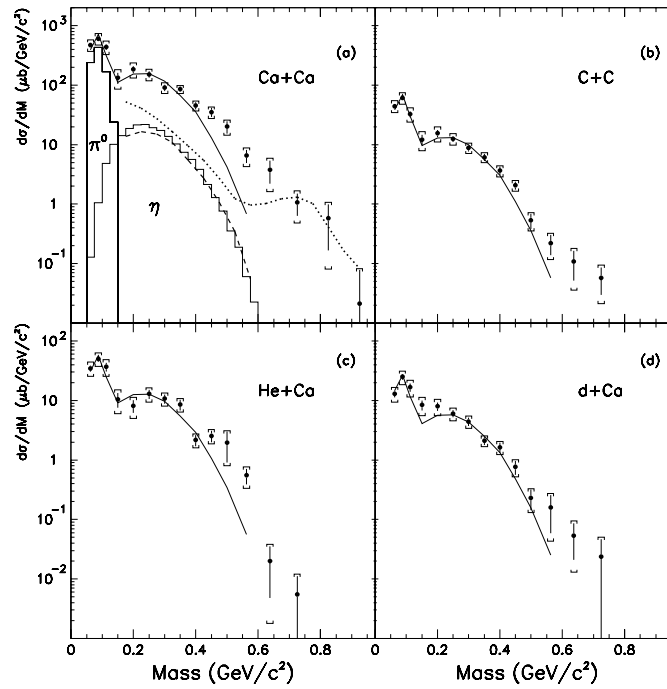


Abbildung 2.9: Invariante Massenverteilungen, gemessen von der DLS Kollaboration für verschiedene Stoßsysteme jeweils bei einer Strahlenergie von 1,04 GeV/u [Por97]. Im Vergleich zur Ca + Ca Messung sind eingezeichnet: eine Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck Rechnung (BUU, s. Anh. A) (gepunktete Linie) sowie die Beiträge der Mesonen π^0 und η , die von TAPS Messungen abgeschätzt wurden (Histogramme). Die Form der experimentellen Daten kann durch π^0 - und dem skalierten η -Meson gut beschrieben werden (durchgezogene Linie).

2.2.4 Resümee

Bis zum Erscheinen der Daten des HADES Experiments (vgl. Kap. 3) können die experimentellen Daten der DLS Kollaboration nicht mit Transportrechnungen, die die Spektralfunktionen der Hadronen im Vakuum berücksichtigen, erklärt werden. Auch die oben genannten implementierten Veränderungen der Eigenschaften der Hadronen im Medium beschreiben im Gegensatz zu den SPS Daten (Experimente am CERN) die DLS Ergebnisse nicht. Sie bleiben ungelöst, und diese Diskrepanz zwischen experimentellen Daten und theoretischen Modellen hat den Namen **“DLS Puzzle“** erhalten. Die Daten wurden kontrovers diskutiert. Teilweise wurde sogar die Validität der gemessenen Daten angezweifelt, weil zwischen erstem und zweitem Datensatz große Unterschiede bestehen.

Es ist daher eine der ersten Aufgaben des HADES Experiments, die DLS Daten zu prüfen. Von besonderem Interesse ist das Experiment $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon (vgl. Abb. 2.9), das die DLS Kollaboration 1993 durchgeführt hat und das mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen theoretischen Modellen nicht zufrieden stellend erklärt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse des HADES Versuches $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon vorgestellt. Das Ziel ist u. a. der direkte Vergleich der Daten des DLS und HADES Experiments.

Insgesamt wurden bei dem DLS Experiment $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon 4760 e^+e^- -Paare und 1919 kombinatorische Untergrund-Paare (s. Abschn. 1.4) rekonstruiert. Die Differenz aus diesen ergibt 2841 ± 82 wahre Dileptonen [Por97] (s. Kap. 5.1). Der systematische Fehler beträgt 30%.

Die Nachteile des DLS Experiments sind der große systematische Fehler und der hohe kombinatorische Untergrund, da die Unterscheidung zwischen Untergrund und echten Leptonenpaaren in den DLS Daten ungünstig ist. Weiterhin sind die geometrische Akzeptanz mit 170 msr pro Arm und die schlechte Massenauflösung von 15% im Bereich der Polmasse des ω -Mesons [Yeg90] einschränkend. Denn eine gute Massenauflösung ist notwendig, um mögliche Massenänderungen der Vektormesonen zu detektieren.

Dies erreicht das HADES Detektorsystem wegen seiner im Vergleich zu DLS höheren Akzeptanz für Paare, einer sehr guten Massenauflösung im Bereich der Polmasse der Vektormesonen, einer effizienten Unterdrückung des Untergrundes und des modernen Triggersystems. Somit ist HADES ein hervorragendes Experiment der 2. Generation. Auf diesen instrumentellen Fortschritt wird im nächsten Kapitel eingegangen, in dem ein Überblick über das HADES Experiment gegeben wird. Die typischen Eigenschaften der einzelnen Detektoren werden erläutert.

Kapitel 3

Das HADES Detektorsystem

Das **HADES Detektorsystem** (**H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer), das sich an dem Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt befindet, ist speziell für die Messung von Dielektronen (e^+e^-) im Bereich kleiner invarianter Massen $M_{ee} \lesssim 1 \text{ GeV}/c^2$ ausgelegt.

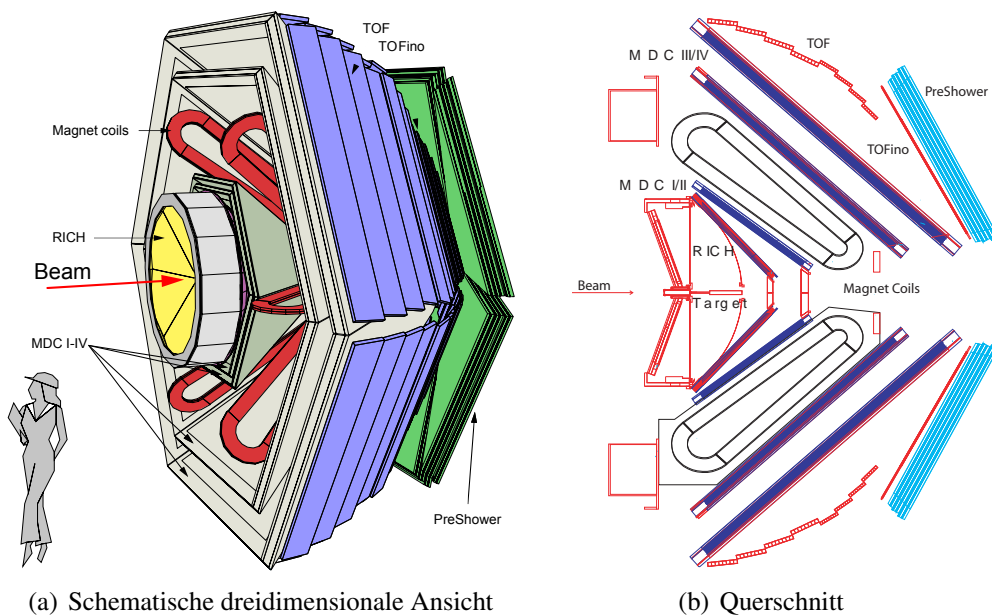


Abbildung 3.1: Das HADES Detektorsystem, bestehend aus den Detektoren RICH, Flugzeitwand (TOF und TOFino), PreShower zur Teilchenidentifikation und dem Magnetspektrometer mit Driftkammern (MDC) zur Messung des Impulses. Die START- und VETO-Detektoren sind nicht eingezeichnet.

Die Leptonenpaare stammen aus Zweikörperreaktionen zwischen Hadronen oder aus dem Zerfall von Hadronen, die in Kern-Kern- ($A + A$), Proton-Kern- ($p + A$) und Pion-Kern- ($\pi + A$)

Kollisionen sowie in elementaren Reaktionen erzeugt werden. Das Schwerionensynchrotron liefert bspw. schwere Ionen mit Energien von bis zu 2 GeV pro Nukleon und mit Strahlstärken von bis zu 10^{11} Teilchen pro Sekunde [FRS01]. Zur Erzeugung von intensiven Sekundärstrahlen aus geladenen Pionen wird der Primärstrahl des SIS auf ein zusätzlich im Strahlführungssystem eingebautes Pionen-Produktionstarget fokussiert. Zum Zeitpunkt der Anfertigung dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt der Messungen der HADES Kollaboration beim Studium von C + C Kollisionen bei 1 - 2 GeV/u, Ar + KCl bei 1,756 GeV/u und bei elementaren Reaktionen (p + p, d + p).

Von diesen systematischen Untersuchungen erwartet man, die Eigenschaften der Hadronen unter verschiedenen Bedingungen wie Kerndichte und Temperatur in Schwerionenkollisionen und kalter Materie in elementaren Reaktionen charakterisieren zu können.

Bei der Konzeption des HADES Detektorsystems, einem Experiment der 2. Generation, wurde angestrebt, hohe Strahlintensitäten zu verarbeiten und sowohl die Impulse geladener Teilchen mit guter Auflösung als auch deren Identität in einem großen Teil des Phasenraums zu bestimmen. Um einige wenige Elektronen- und Positronenspuren unter vielen geladenen Teilchen in der Akzeptanz zu finden und Leptonen aus Konversionsprozessen zu unterdrücken, muss das HADES Detektorsystem folgende Anforderungen erfüllen. Des Weiteren wird ein entsprechend erforderliches Trigger- und Datenaufnahmesystem verwendet.

Phasenraumabdeckung für Paare: In Schwerionenkollisionen bei Projektilenergien von 1 bis 2 GeV/u ist die Produktionswahrscheinlichkeit der Vektormesonen ρ und ω , die von der Projektilenergie und vom Stoßsystem abhängig ist, gering. Beispielsweise beträgt die Produktionswahrscheinlichkeit des ω -Mesons, die mittels des m_T -Skalierungs-Ansatzes ermittelt wurde, in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei 1 GeV/u etwa $7 \cdot 10^{-5}$ Teilchen pro Ereignis und bei gleichem Stoßsystem bei einer Strahlenergie von 2 GeV/u $3 \cdot 10^{-3}$ Teilchen pro Ereignis. Weiterhin ist der elektromagnetische Zerfall dieser leichten Vektormesonen mit dem Verzweigungsverhältnis in der Größenordnung (α^2) 10^{-5} stark unterdrückt (s. Kap. 1). Um möglichst viele der entstandenen Dileptonen zu messen, muss der Phasenraum größtmöglich abgedeckt werden. Damit das HADES Detektorsystem bei Experimenten mit festem Target und relativistischen Projektilenergien eine Akzeptanz für Elektron-Positron-Paare von über 20% erzielt, ist die Geometrie und Anordnung des Detektorsystems so gewählt, dass der Azimutwinkelbereich (ϕ) 85% in 2π (s. Abschn. 3.1.4) und der Polarwinkelbereich (θ) von $18^\circ - 85^\circ$ abgedeckt werden. Dies entspricht in θ folgendem Pseudo-Rapidityintervall $0,1 \leq \eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2})) \leq 2$.

Die geometrische Akzeptanz des HADES Detektorsystems ist somit für Paare um etwa einen Faktor 80 größer als die des DLS Experiments [Pru95]. Der Raumwinkel von HADES beträgt 3,6 sr und entspricht etwa dem 10,6fachen von DLS mit 0,34 sr [Yeg90]. Um die systematischen Fehler der spektralen Verteilungen zu minimieren, ist eine flache Akzeptanz als Funktion des Impulses, des Polar- und Azimutwinkels erforderlich. Wie in Kapitel 5.7 zu sehen, ist dieses Kriterium beim HADES Detektorsystem erfüllt.

Verarbeiten von hohen Zählraten: Wie oben beschrieben, handelt es sich beim Zerfall von leichten Vektormesonen in e^+e^- -Paare um seltene Ereignisse. Um die Dielektronen mit ausreichender Statistik messen zu können, müssen die Detektoren und deren Ausleseelektronik bspw. in Au + Au Kollisionen hohen Strahlstärken von bis zu 10^8 Teilchen/s und Multiplizitäten von

bis zu 200 Teilchen pro Ereignis standhalten [Had94]. Bisher wurden erfolgreich Messungen mit Intensitäten von bis zu 10^7 Teilchen/s und Multiplizitäten von bis zu 40 Teilchen pro Ereignis durchgeführt [Sch08].

Um zentrale Kollisionen mit mindestens einem Zerfall in ein Leptonenpaar zu selektieren, ist ein entsprechendes mehrstufiges und effizientes Triggersystem erforderlich, das eine Ereignisreduktion bis zu einem Faktor 10^4 erreicht. Bisher wurden Ereignisse mit mindestens einem Lepton ausgewählt und eine Reduktion von maximal 10^3 verwirklicht, um das System ausführlich zu testen.

In diesen selektierten Ereignissen werden hauptsächlich Protonen und Pionen emittiert. Daher werden beim HADES Experiment offline effiziente Methoden der Hadronendiskriminierung angewendet, um die wenigen vorhandenen Leptonen zu identifizieren (s. Kap. 4).

Spurauflösung: Neben einer effizienten Diskriminierung von Hadronen muss der leptoniche Untergrund, dessen dominante Quelle die Konversion von γ -Quanten ist (vgl. Abschn. 1.4), wirkungsvoll unterdrückt werden. Dieser Untergrund weist kleine Öffnungswinkel auf, deren Rekonstruktion mit anschließender Verwerfung hohe Anforderungen an die Spur- und Winkelauflösung stellt. Außerdem können mögliche Massenveränderungen der Vektormesonen nur mit entsprechender Massenauflösung detektiert werden (s. Abschn. 4.2.2).

Ferner werden nur Materialien mit großer Strahlungslänge verwendet, um den Einfluss der Konversion und der Vielfachstreuung zu vermindern.

3.1 Detektorkomponenten des Spektrometers

Die Detektoren des HADES Detektorsystems (s. Abb. 3.1(a) auf Seite 43), dessen 6 baugleiche Sektoren die Strahlachse rotationssymmetrisch umgeben, lassen sich ihrer Aufgabe nach in zwei Gruppen einteilen. Zum einen dienen der ringabbildende Cherenkov Detektor (RICH) und das Multiplicity-Electron-Trigger Array (META), das aus der Flugzeitwand (TOF und TO-Fino) und aus einem PreShower-Detektor für Polarwinkel $< 45^\circ$ besteht, zur Identifikation von Elektronen und Positronen. Die META-Detektoren werden außerdem zur Bestimmung der Teilchenmultiplizität der Reaktion verwendet. Zum anderen gibt es das Magnetspektrometer mit Driftkammern, das die Komponenten des 3er-Impulsvektors misst, indem die Teilchentrjektorie in den Driftkammern vor und hinter dem Magnetfeld rekonstruiert, d. h. die Ablenkung im Magnetfeld bestimmt wird.

Das Spektrometer ist detailliert in mehreren Publikationen u. a. [Aga08b], [Zei99], [Mün04], [Ago02a], [Bal04] beschrieben. Im Folgenden wird kurz auf die wichtigsten Eigenschaften einzelner Komponenten des HADES Detektorsystems eingegangen.

3.1.1 Ringabbildender Cherenkov Detektor (RICH)

Der ringabbildende Cherenkov Detektor (RICH = **R**ing **I**maging **C**herenkov detector) ist das Herzstück der Leptonenidentifikation, da dieser mit einer Effizienz von 95% die seltenen Elek-

tronen bzw. Positronen nachweist und die Unterscheidung von den reichlich vorhandenen Hadronen ermöglicht.

Die Grundidee von Cherenkov-Detektoren: Durchqueren geladene Teilchen ein Medium mit einer Geschwindigkeit v , die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $c' = c/n$ in diesem Medium (mit einem Brechungsindex $n > 1$ und $\beta = \frac{v}{c} \cong 1$), entsteht elektromagnetische Strahlung (Photonen) mit einem Emissionswinkel von $\vartheta = \arccos(\frac{1}{\beta n})$. Die Cherenkov-Strahlung wird somit erst ab einer Geschwindigkeit von $\beta = 1/n$ emittiert. Dies entspricht einem Lorentz-Faktor (Schwellenwert) von

$$\gamma_{threshold} = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{1}{n^2}}} . \quad (3.1)$$

Durch Wahl eines Materials mit entsprechendem Brechungsindex (Radiatormaterial) ist es möglich, bis zu einem maximalen Impuls die gesuchte Teilchensorte von anderen Teilchen zu separieren.

Mit dem HADES Detektorsystem sollen Elektronen und Positronen identifiziert werden. Leptonen erzeugen ($m_0 = 0,511 \text{ MeV}/c^2$) mit einem Impuls von $0,05 \text{ GeV}/c \lesssim p \leq 1,5 \text{ GeV}/c$ [Fri07] beim Durchqueren des Radiatorgases C_4F_{10} ($n = 1,00151$) des ringabbildenden Cherenkov-Detektors Cherenkov-Photonen. Dagegen weisen Myonen ($m_0 = 105 \text{ MeV}/c^2$) und alle Hadronen ($m_0 \geq 139 \text{ MeV}/c^2$) im selben Impulsbereich Geschwindigkeiten weit unterhalb des Schwellenwertes von $\gamma_{threshold} \simeq 18$ für C_4F_{10} auf.

Der RICH-Detektor ist Teil der zweiten Stufe (LVL2) des Triggersystems (vgl. Abschn. 3.2.2) und trägt somit in Echtzeit zur Selektion von Ereignissen mit mindestens einem Lepton bei.

Der Querschnitt des HADES RICH-Detektors ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Der durch den Cherenkov-Effekt erzeugte Lichtkegel aus Cherenkov-Photonen wird vom sphärischen VUV-Spiegel als Ring (Cherenkov-Ring) auf einem unter Rückwärtswinkeln angebrachten zweidimensional-ortsauflösenden Photonendetektor abgebildet (bestehend aus 28272 Pads). Mittels spezieller Algorithmen und unter der Annahme der Emission des Teilchens aus dem Target werden aus dem Ringmittelpunkt der Azimut- und Polarwinkel der Teilchenspur rekonstruiert. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors findet sich in [Aga08b], [Fab03] und [Kas00].

3.1.2 Target, Start- und Veto-Detektoren

In Abbildung 3.1(a) ist zu sehen, dass das Spektrometer den Bereich der Vorwärtshemisphäre abdeckt. Das ist darauf zurückzuführen, dass HADES ein Fixed-Target-Experiment ist und Messungen mit relativistischen Projektilenergien durchgeführt werden. Die kinematischen Verteilungen der Teilchen sind folglich im Labor deutlich von der Lorentz-Transformation geprägt. Als Target können sowohl einfach und mehrfach segmentierte Festkörpertargets als auch ein Flüssig-Wasserstofftarget zur Untersuchung von elementaren Reaktionen verwendet werden. Der Vorteil des Einsatzes von einem segmentierten gegenüber einem groß ausgedehnten Target besteht darin, dass die Konversion innerhalb des Targetmaterials durch die kürzer zu durchlaufende Strecke minimiert wird (vgl. Abschn. 1.4). Dies setzt allerdings voraus, dass der Abstand

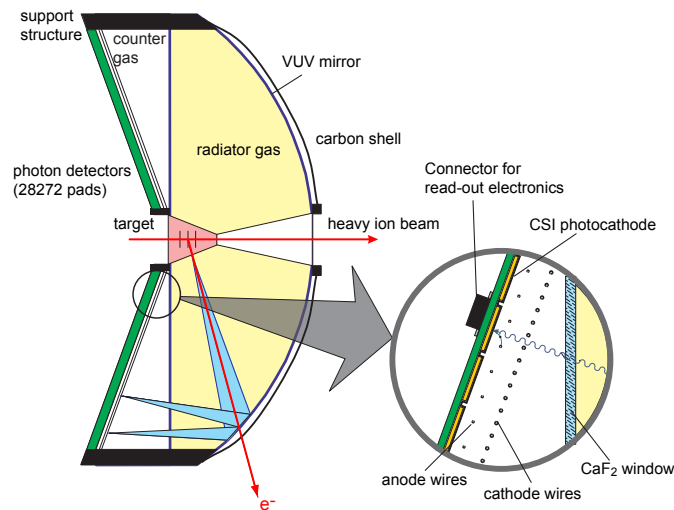


Abbildung 3.2: Querschnitt des HADES RICH-Detektors [Böh99].

zwischen den Targetsegmenten $\Delta_{distance}$ hinreichend groß ist, so dass kein Photon ein weiteres Targetsegment durchquert. Der Abstand $\Delta_{distance}$ lässt sich aus dem durch den Strahlfleck¹ vorgegebenen Targetsegmentdurchmesser l und dem kleinsten von HADES akzeptierten Polarwinkel $\Theta_{min} = 18^\circ$ berechnen: $\Delta_{distance} = \frac{l}{\tan(\Theta_{min})}$ [Sch95]. Bei einem Strahlfleck von 2 mm ergibt sich, dass der Abstand $\Delta_{distance} = 6,2$ mm betragen muss. Unter der Annahme, dass der Strahlfleck symmetrisch um den Targetmittelpunkt verteilt ist, erwartet man, dass der Abstand $\Delta_{distance}$ auf die Hälfte (vgl. Abb. 3.3) reduziert werden kann, ohne dass sich die Zahl der Konversionspaare erheblich erhöht. Ein kleinerer Abstand zwischen den Targetsegmenten erlaubt bei fester Gesamtlänge des Targets mehr Segmente und ermöglicht bei gleich bleibender Wechselwirkungslänge den Einsatz von dünneren Segmenten [Sch95].

Bei Experimenten mit Schwerionen wird das HADES Start- und Veto-System, bestehend aus zwei identischen 25×15 mm² großen, 8fach segmentierten, achteckigen CVD² Diamant-Detektoren, verwendet. Der Start-Detektor befindet sich 75 cm vor und der Veto-Detektor 75 cm hinter dem Target. Beide haben eine Dicke von 100 μm [Aga08b] um Vielfachstreuungen und Sekundärreaktionen zu minimieren. Der Start-Detektor hat eine Zeitauflösung von etwa 29 ps [Aga08b] und dient als Referenz für die Flugzeitmessung zwischen Target und Flugzeitwand (vgl. Kap. 3.1.3). Weiterhin werden die Detektoren zur Strahldiagnostik und somit als Triggerkomponente eingesetzt. Der Veto-Detektor bspw. erzeugt ein Signal, wenn Teilchen das Target ohne Reaktion passiert haben. Weitere Informationen über diese Detektoren sind in [Aga08b], [Ber01] und [Ple98] aufgeführt.

¹Strahlfleck bezeichnet die Abbildung des Strahls auf dem Target.

²Chemical Vapour Deposition

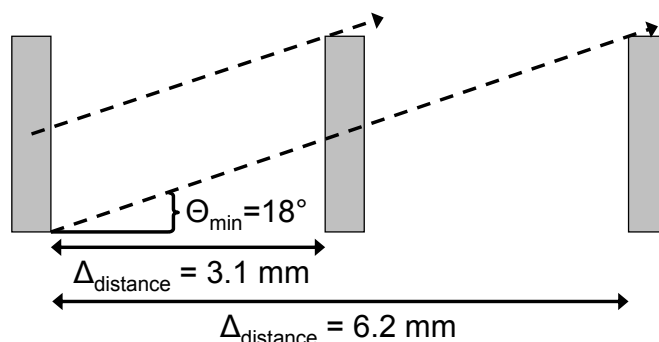


Abbildung 3.3: Ausschnitt eines segmentierten Targets [Sch95]. Die Targetsegmente sind durch die grauen Rechtecke dargestellt. Bei einem Abstand von $\Delta_{distance} = 6,2$ mm durchquert kein Photon ein weiteres Targetsegment innerhalb der HADES-Akzeptanz. Bei einer Teilchenemission um den Targetmittelpunkt erwartet man, dass ein Abstand von 3,1 mm die Zahl der Konversionspaare nicht erheblich erhöht.

3.1.3 Multiplicity-Electron-Trigger Array (META)

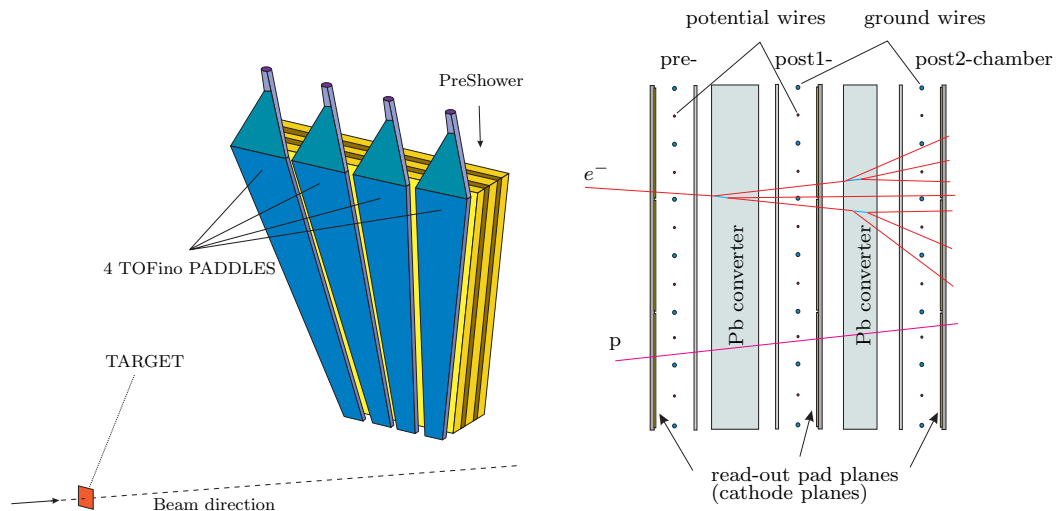
Neben dem RICH-Detektor trägt das Multiplicity-Electron-Trigger Array (META), das sich hinter dem Magnetspektrometer (s. Abschn. 3.1.4) befindet, zur Identifikation von Leptonen bei. Da das META aus einer zweigeteilten Flugzeitwand und bei kleinen Polarwinkeln von $18^\circ - 45^\circ$ zusätzlich aus einem PreShower³-Detektor besteht, ist die Teilchenidentifikation mittels Flugzeitmessung sowie die Diskriminierung von Leptonen und Hadronen mittels Messung elektromagnetischer Kaskaden möglich. Weiterhin dienen die META-Detektoren der Ereignischarakterisierung, da aus der Treffer-Multiplizität die Zentralität eines Schwerionenstoßes bestimmt wird. Kapitel 3.2 beschreibt wie die Informationen der META-Detektoren verwendet werden, um Ereignisse mit Leptonen/Dileptonen in Echtzeit zu selektieren (Triggersystem).

Flugzeitwand

Die Flugzeitwand setzt sich aus zwei Teilen, dem TOF-Detektor (Time-of-Flight) für Polarwinkel von $45^\circ - 85^\circ$ und dem TOFino-Detektor für Winkel von $18^\circ - 45^\circ$, zusammen (s. Abb. 3.1(b)). Das Startsignal für die Flugzeitmessung der Teilchen wird vom Start-Detektor erzeugt (s. Abschn. 3.1.2). Der TOF-Detektor besteht insgesamt aus 384 Plastik-Szintillatorstäben, die an beiden Enden von den Sekundärelektronenvervielfacherröhren (PhotoMultiplier Tube) ausgelesen werden. Die Szintillatorstäbe im Inneren des Detektors haben eine Querschnittsfläche von 20×20 mm und die im äußeren Bereich eine von 30×30 mm. Mit steigendem Polarwinkel nimmt die Länge der Szintillatorstäbe von 1475 mm auf 2365 mm zu. Für die gegebene Detektorkonfiguration betragen die Flugzeitauflösung $\sigma_{TOF} \approx 230$ ps (gemessen in

³Schauer-Detektor

C + C Reaktionen) und die Ortsauflösung entlang des Szintillatorstabes etwa 25 mm [Tlu08]. Der TOFino-Detektor, der sich unmittelbar vor dem PreShower-Detektor befindet (s. Abb. 3.4(a)), besteht in jedem Sektor aus 4 trapezförmigen Szintillatoren, die 1300 mm lang sind. Da diese Szintillatoren nur an einer Seite ausgelesen werden, wurde in C + C Reaktionen eine Flugzeitauflösung von nur 420 ps gemessen [Aga08b]. Die Ortskoordinaten des Durchstoßpunktes der Teilchenspur werden durch den PreShower-Detektor ermittelt.



(a) TOFino- und PreShower-Detektor eines Sektors (b) Schematische Seitenansicht des PreShower-Detektors, ein Sandwich aus 2 Konvertern und 3 Drahtkammern mit Pad-Auslese (Kathodenplättchen)

Abbildung 3.4: TOFino- und PreShower-Detektor [Aga08b].

Bedingt durch die Szintillatorgeometrie des TOFino-Detektors beträgt die Häufigkeit der Ereignisse in C + C Reaktionen, in denen zwei Teilchen denselben Szintillator treffen, bereits 15%. Diese Doppeltreffer können nicht korrekt verarbeitet werden (vgl. Abschn. 4.3.3). Um Reaktionen schwerer Stoßsysteme messen zu können, wird der TOFino-Detektor in naher Zukunft durch Resistive Plate Chambers (RPC) ersetzt werden [Fon01], deren Granularität und Zeitauflösung das Studium dieser Stoßsysteme erst ermöglichen werden.

Wie die Flugzeit zusammen mit der Impulsinformation zur Teilchenidentifikation genutzt werden kann, ist in Abbildung 3.5 für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u für den TOF-Detektor dargestellt. Gezeigt ist der Impuls als Funktion der Geschwindigkeit $v = \frac{d}{tof}$, dem Quotienten aus der Flugstrecke d (zwischen Target und TOF-Detektor) und der vom TOF-Detektor gemessenen Flugzeit tof . Pionen und Protonen sind sehr gut voneinander zu trennen. Ebenso können Elektronen und Pionen bis zu einem Impuls von 0,3 GeV/c gut separiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Flugzeitwand findet sich in [Aga08b], [Ago02b] und [Kug04].

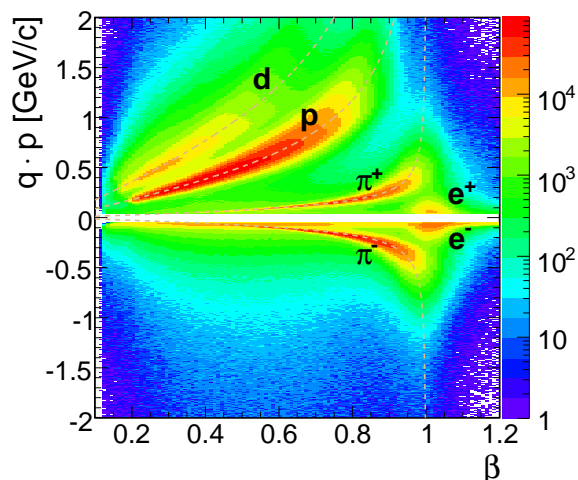


Abbildung 3.5: Impuls multipliziert mit der Polarität als Funktion der Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ am Beispiel der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u (für den TOF-Detektor). Die theoretischen Kurven für Deuteronen, Protonen, Pionen und Leptonen mit der entsprechenden Ruhemasse m_H , die um aus der Eichung resultierende Artefakte zu korrigieren, um 6% verringert wurde, sind eingezeichnet. Die hohe Zählrate an Leptonen ist auf den verwendeten Trigger zurückzuführen (s. Abschn. 3.2). Die unphysikalischen Werte $\beta > 1$ rühren von Kalibration und Zeitauflösung der Detektoren her.

PreShower-Detektor

Bei Polarwinkeln von $18^\circ - 45^\circ$ ist die Teilchenidentifikation mittels Impuls-Flugzeit-Beziehung nur bedingt möglich, da die Flugzeitunterschiede der in diesem Winkelbereich emittierten hochenergetischen Teilchen im Vergleich zur Zeitauflösung sehr klein sind. Um dennoch Elektronen und Hadronen zu separieren, befindet sich hinter dem TOFino-Detektor der PreShower-Detektor (s. Abb. 3.4(a)), der die Leptonenidentifikation mittels Schauerentwicklung ermöglicht.

Durch sukzessive Bremsstrahlung und Paarbildung lösen Leptonen beim Durchqueren eines Konvertermaterials mit hoher Kernladungszahl eine elektromagnetische Kaskade aus Photonen und Elektron-Positron-Paaren aus. Da die Strahlungsintensität des durch Bremsstrahlung ausgelösten Energieverlustes proportional zu $1/m^2$ (Teilchenmasse m) ist, initiieren die im Experiment erzeugten Hadronen (Protonen und Pionen mit Massen $\gg m_e = 0,511\text{MeV}/c^2$) keine Kaskaden (s. Abb. 3.4(b)).

Der PreShower-Detektor setzt sich aus zwei trapezförmigen Bleikonvertern mit einer Dicke von 2 bzw. 1,5 Strahlungslängen (die Strahlungslänge von Blei beträgt $X_0 = 5,6\text{mm}$) zusammen. Vor und hinter den Konvertern befinden sich insgesamt drei Drahtkammern (pre-chamber, post1-chamber und post2-chamber). Diese bestehen jeweils aus einer Ebene von Signal- und Felddrähten sowie einer aus Kathodenplättchen (Pads) zusammengesetzten Lage, die elektronisch ausgelesen wird. Die Größe der Pads verändert sich von $22 \times 30\text{mm}$ bei kleinen bis auf

50 × 45 mm bei großen Polarwinkeln. Die Drahtkammern werden im Self-Quenching-Streamer Modus [Ste97] betrieben. Dieser Operationsmodus [Pac03] ermöglicht, die Zahl der sekundär erzeugten Teilchen im elektromagnetischen Schauer aus der Ladungsdeposition in den Drahtkammern zu ermitteln.

Während für Leptonen die Zahl der erzeugten Teilchen von der ersten bis zur dritten Drahtkammer bis auf das Dreifache ansteigt, nimmt bei durchquerenden Hadronen die in den Drahtkammern deponierte Ladung nicht zu (s. Abb. 3.4(b)). Die Effizienz der Leptonenidentifikation beträgt 90% für den gesamten Impulsbereich, allerdings nimmt die Hadronen-Kontamination bei kleinen Impulsen zu. Fügt man als weitere Bedingung hinzu, dass die Flugzeit $< 8,7 ns$ sein soll, so können bis zu 90% der Hadronen verworfen und dabei bis zu 80% der Leptonen weiterhin identifiziert werden [Aga08b]. Die Ortsauflösung R des Detektors ist durch die unterschiedliche Größe der Kathodenplättchen bestimmt und beträgt somit $\sigma_R = \frac{Länge}{\sqrt{12}} = 0,87 - 1,3$ cm. Weitere Informationen befinden sich in [Bal04] und [Aga08b].

3.1.4 Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer hat die Aufgaben, die Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren, aus der Ablenkung im Magnetfeld die Impulse der Teilchen zu bestimmen sowie den Öffnungswinkel zwischen zwei Spuren für die Berechnung der invarianten Masse (s. Abschn. 4.2.2) zu ermitteln.

Es besteht aus einem supraleitenden Magneten, dessen sechs Spulenkästen das HADES-Detektorsystem in sechs Sektoren unterteilt. In jedem Sektor befinden sich vor und hinter dem Magneten jeweils zwei Ebenen von Vieldraht-Driftkammern, die in 1. Approximation feldfrei sind und zur Bestimmung der Teilchentrajektorie eingesetzt werden.

Supraleitender Magnet

Um eine Impulsauflösung von $\frac{\Delta p}{p} = 1,5 - 2\%$ zu erzielen, muss eine möglichst große transversale Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld erreicht werden. Weiterhin ist eine hohe geometrische Akzeptanz (für Teilchen mit Impulsen von $p = 0,05$ GeV/c - 2 GeV/c im Polarwinkelbereich $18^\circ - 85^\circ$ und im Azimutwinkel 85% von 2π s. u.) erforderlich; die Feldstärke in der Region um das Target muss klein sein. Außerdem muss der Materialanteil entlang der Teilchenspur gering sein, um Vielfachstreuung zu minimieren.

Diese Anforderungen werden durch den HADES-Magneten ILSE erfüllt (**IronLess Superconducting Electron Magnet**). Hierbei handelt es sich um einen supraleitenden Magneten, dessen sechs um die Strahlachse symmetrisch angeordnete Spulen ein toroidales Magnetfeld erzeugen. Da jede Spule sich in einem 8 cm dicken Spulenkasten befindet, ergibt die Akzeptanz des Spektrometers in azimuthaler Richtung 85% von 2π . Diese Akzeptanz hängt vom Polarwinkel ab. Sie beträgt etwa 81% bei Polarwinkeln von $18^\circ - 45^\circ$ und etwa 89% für den Winkelbereich $45^\circ - 85^\circ$. Bei einem Strom von 3464 A und einer Arbeitstemperatur von $4,7^\circ$ K kann zwischen den Spulen eine Feldstärke von bis zu 0,7 T erreicht werden. Auf Grund der gegebenen Feldgeometrie werden die geladenen Teilchen hauptsächlich in polarer und kaum

in azimuthaler Richtung abgelenkt. Der auf die Teilchen übertragene Transversalimpuls p_{kick} (s. Abb. 4.3) beträgt zwischen 40 MeV/c und 120 MeV/c, wobei 120 MeV/c für kleine Polarwinkel gilt [Aga08b]. Eine ausführliche Beschreibung des Magneten ist in [Aga08b] gegeben und Informationen bzgl. der Feldvermessung sind in [Bre99] zu finden.

Vieldraht-Driftkammern

Um die Ablenkung der Teilchenspur im Magnetfeld zu ermitteln, sind jeweils zwei Ebenen von trapezförmigen Vieldraht-Driftkammern (**Mini(-cell) Drift Chamber - MDC**) vor (MDC I und II) und hinter dem Magneten (MDC III und IV) installiert (s. Abb. 3.6(a)).

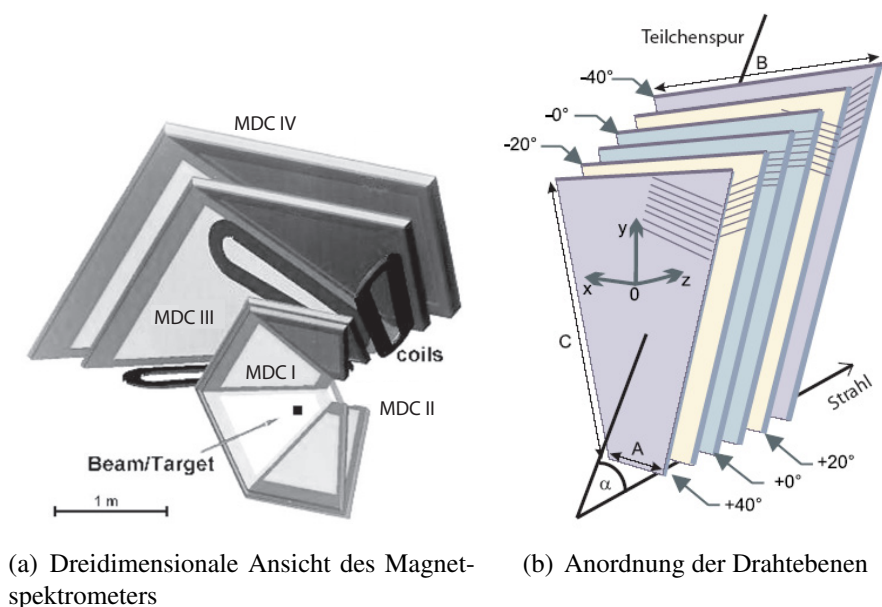


Abbildung 3.6: (a) Magnetspektrometer. Dargestellt sind die Spulen des Magneten (coils) sowie einige Vieldraht-Driftkammern vor und hinter dem Magneten. (b) Anordnung der Drahtebenen einer Kammer vom Target aus gesehen.

Jede Driftkammer besteht aus 6 Drahtebenen (s. Abb. 3.6(b)). Innerhalb einer solchen Drahtebene sind alternierend Signal- und Felldrähte an einem Stesalitrahmen festgeklebt. Senkrecht zu den Signaldrähten ist jeweils eine Lage Kathodendrähte angebracht. Durch diesen Aufbau erhält man eine Zellgeometrie, deren Größe von 5×5 mm bei MDC I bis auf 10×14 mm bei MDC IV anwächst, um in den Driftkammern jeder Ebene eine konstante hohe Granularität in θ und ϕ zu erhalten und um der hohen Multiplizität geladener Teilchen in Schwerionenkollisionen gerecht zu werden. Um die für eine Impulsauflösung von 1,5 - 2% (vgl. Abschn. 4.2.2) entsprechende Ortsauflösung von $100 \mu m$ in polarer Richtung θ , in die die geladenen Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden, und eine Reduzierung von Vieldeutigkeiten zu erreichen,

sind in jeder Kammer die Drahtebenen in unterschiedlicher Orientierung zueinander angebracht (s. Abb. 3.6(b)). Die Driftkammern wurden unter Berücksichtigung des “Low Mass-Konzeptes“ (Die Dicke in Einheiten der Strahlungslänge beträgt $5 \cdot 10^{-4} \frac{x}{X_0}$.) konstruiert und weisen beim verwendeten Gasgemisch Helium-Isobutan (60:40) einen Gasverstärkungsfaktor, den man durch Integration des Townsend-Koeffizienten über die Driftstrecke zum Signaldraht erhält, von $2-3 \cdot 10^5$ [Zen97] auf. Die Driftgeschwindigkeit z. B. für die MDC I ist $\approx 40 \mu\text{m}/\text{ns}$, und die Ortsauflösung dieser Kammer beträgt für minimal ionisierende Teilchen in polarer Richtung $104 \mu\text{m}$ [Mar05]. Eine detaillierte Beschreibung der Vieldraht-Driftkammern und weitere Informationen bzgl. Kalibrierung und Spurrekonstruktion befinden sich in [Mün04], [Aga08b], [Mar05] und [Rus06]. In Abschnitt 4.2.2 wird beschrieben, wie aus der Ablenkung eines Teilchens im genau kartierten Magnetfeld der Impuls und folglich die invariante Masse bestimmt wird. Die resultierende Auflösung dieser Größen wird ebenfalls gezeigt.

3.2 Triggersystem

Die Produktionswahrscheinlichkeit der Vektormesonen ρ und ω unterhalb der Schwelle beträgt in Schwerionenkollisionen mit Stoßsystemen bis Au + Au bei Projektilenergien von 1 - 2 GeV pro Nukleon $\leq 10^{-3}$ Teilchen pro Ereignis (s. auch Anfang dieses Kapitels). Weiterhin ist der elektromagnetische Zerfall dieser leichten Vektormesonen mit dem Verzweigungsverhältnis in der Größenordnung (α^2) 10^{-5} stark unterdrückt. Um in bis zu 10^6 Stößen pro Sekunde (bei einer Strahlstärke von 10^8 Teilchen/s und einer Target-Wechselwirkungslänge von 1%) die seltenen Ereignisse mit Dileptonen zu selektieren, ist ein spezielles Drei-Ebenen-Triggersystem entwickelt worden. Hier werden die Stufen LVL1, LVL2 und LVL3 des Triggers nur kurz zusammengefasst. Eine ausführliche Beschreibung des Triggersystems ist in [Aga08b], [Leh00], [Tra01] und [Toi04] zu finden.

3.2.1 Trigger-Stufe LVL1

In der ersten Trigger-Stufe LVL1 wird innerhalb von 100 - 200 ns die Multiplizität der geladenen Spuren im Multiplicity-Electron-Trigger Array ausgewertet. Aus der Multiplizität kann in Schwerionenkollisionen auf die Zahl der Partizipanten und somit auf die Zentralität geschlossen werden. Der Produktionswirkungsquerschnitt für leichte Vektormesonen steigt mit Dichte und Temperatur an. Dies ist gegeben, wenn der Stoßparameter klein ist, folglich bei zentralen Kollisionen. In leichten Stoßsystemen, bspw. in C + C Kollisionen ist es allerdings wegen der kleinen Dimensionen der Kohlenstoffkerne, schwierig, aus der Multiplizität auf die Zentralität zu schließen [Toi04]. In Schwerionenkollisionen werden durch die Trigger-Stufe LVL1 zentrale Kollisionen angereichert (s. Abschn. 5.5.2). In elementaren Reaktionen können zusätzlich geometrische Bedingungen, z. B. dass gegenüberliegende Sektoren je ein geladenes Teilchen aufweisen, verlangt werden.

3.2.2 Trigger-Stufe LVL2

Die zweite Trigger-Stufe LVL2 basiert auf drei aufeinander folgenden Schritten:

1. Im ersten Schritt verarbeiten spezielle elektronische Bildverarbeitungseinheiten (**Image Processing Units - IPU**) der Detektoren RICH, TOF und PreShower die Daten und suchen nach detektortypischen Signaturen von Elektronen, z. B. Cherenkov-Ringe im RICH-Detektor. Werden in den Detektoren Leptonenkandidaten nachgewiesen, werden die rekonstruierten Trefferpositionen und Winkelinformationen an die **Matching Unit (MU)** gesendet.
2. Die MU korreliert die Trefferkandidaten der Detektoren vor und hinter dem Magnetfeld, wobei die Ablenkung im Magnetfeld berücksichtigt wird.
3. Nach zusätzlicher Korrelation mit dem Impuls sowie nach Berechnung des Öffnungswinkels zweier Leptonenkandidaten mit unterschiedlicher Polarität können festgelegte invariante Massen angereichert werden.

Je nach Einstellung der Trigger-Stufe LVL2 führt ein einzelner Leptonenkandidat oder ein Leptonenpaar in einem bestimmten Massenintervall zu einer positiven Entscheidung des Triggersystems und somit zur Aufzeichnung des Ereignisses.

Die Verarbeitungszeit der Trigger-Stufe LVL2 liegt unter $200 \mu\text{s}$ [Tra01]. Der Faktor, mit dem die Ereignisrate durch den Einsatz dieser Trigger-Stufe unterdrückt wird, ist vom Stoßsystem abhängig. Dieser Faktor beträgt 3 - 4 in $\text{Ca} + \text{Ca}$ und 12 - 20 in $\text{C} + \text{C}$ Kollisionen [Aga08b].

3.2.3 Trigger-Stufe LVL3

Die dritte Trigger-Stufe LVL3 führt einen Konsistenz-Check der von der Trigger-Stufe LVL2 gefundenen Leptonenkandidaten durch. Sind die einzelnen Treffer in den Detektoren RICH, META und Driftkammern räumlich miteinander korreliert, erfolgt eine positive Triggerentscheidung. Die Trigger-Stufe LVL3 wird momentan nur in der Software und nicht in Echtzeit realisiert (s. Kap. 4.3), d. h. sie ist nicht im Trigger implementiert.

Um die in Kapitel 1 und 2 genannten physikalischen Fragestellungen zu beantworten, wurden mit dem vorgestellten HADES Detektorsystem bereits mehrere Messungen durchgeführt: $\text{C} + \text{C}$ bei 1 und 2 GeV pro Nukleon [Sud07] [Aga07], $\text{Ar} + \text{KCl}$ bei 1,756 GeV/u [Kri08] [Jur08] [Lan08] sowie einige elementare Reaktionen $\text{p} + \text{p}$ bei 1,25 GeV [Gal08], 2,2 GeV [Sai07] und 3,5 GeV und $\text{d} + \text{p}$ bei 1,25 GeV/u [Lap08]. In Zukunft sind weitere Messungen, wie $\text{p} + \text{A}$, $\pi + \text{A}$ und Reaktionen mit schweren Stoßsystemen bspw. $\text{Nb} + \text{Nb}$ geplant.

Die Ergebnisse der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon werden in dieser Arbeit vorgestellt. Zunächst werden im folgenden Kapitel die Motivation, das durchgeführte Experiment und die Analyse näher beschrieben, wobei die Identifikation der seltenen Elektronen/Positronen und die erfolgreiche Diskriminierung der Hadronen im Vordergrund stehen.

Kapitel 4

Messung und Analyse von Elektronen- und Positronenspuren

4.1 Das $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experiment bei 1 GeV pro Nukleon

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse stammen aus der Auswertung von Ereignissen, die während der Kohlenstoff-Strahlzeit im August/September 2004 mit dem HADES Detektorsystem aufgezeichnet wurden. Im Kapitel zuvor wurde das HADES Detektorsystem mit seinen Komponenten beschrieben, nun werden weitere Details zu dem durchgeführten Experiment $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon gegeben. Zudem wird dargelegt, weshalb die Messung von Dileptonen in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei dieser Strahlenergie vorgenommen wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ebenfalls anhand ausgewählter Observablen ein Vergleich mit dem im Jahre 2002 von der HADES Kollaboration durchgeführten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experiment bei 2 GeV pro Nukleon gezogen [Sud07] [Aga07]. Daher wird hier eine kurze Gegenüberstellung der Umsetzung der beiden Messungen und Analysen vorgenommen. Ferner werden der Verlauf der Analyse und die Identifikation von Elektronen/Positronen beschrieben. Innerhalb eines Ereignisses einer C + C Kollision sind Leptonen seltene Ereignisse. So gilt es, diese effizient zu selektieren und die vielfach erzeugten Hadronen zu diskriminieren. Die hierfür notwendigen Schritte werden erläutert, so dass am Ende dieses Kapitels die Ergebnisse für Leptonenspuren gezeigt werden können. Die Messung und Analyse von Dileptonen wird in Kapitel 5 beschrieben.

4.1.1 Motivation der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV pro Nukleon

Im Folgenden werden einige Gründe aufgelistet, weshalb die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV pro Nukleon mit dem HADES Detektorsystem sinnvoll und notwendig ist:

- **DLS Puzzle/Validität der DLS Ergebnisse:** Die von der DLS Kollaboration durchgeführte Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon konnte bisher im Gegensatz zu

den elementaren Reaktionen ($p + p$ bei 1 - 2 GeV und $p + d$ bei 4,88 GeV/u) und Ergebnissen der Experimente am CERN (vgl. Kap. 2.1) nicht durch die verschiedenen Ansätze der unterschiedlichen theoretischen Modellrechnungen beschrieben werden. Diese Diskrepanz zwischen theoretischen Modellen und experimentellen Daten wird als "DLS Puzzle" bezeichnet (s. Abschn. 2.2). Teilweise wurde sogar die Validität der experimentellen Ergebnisse der DLS Kollaboration angezweifelt. Das HADES Detektorsystem hat u. a. zum Ziel, mittels der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon, die Daten der DLS Kollaboration zu überprüfen und weitere differentielle Informationen für die theoretischen Berechnungen zur Verfügung zu stellen. Dies soll auch dazu beitragen, mehr Aufschlüsse zur Lösung des DLS Puzzles zu geben. Das HADES Detektorsystem, als Experiment der 2. Generation, weist im Vergleich zu DLS einige Verbesserungen, z. B. größere Akzeptanz und ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (vgl. Kap. 3 und [Aga07]), auf.

- **Überschuss als Funktion der Energie:** Im Jahr 2002 hat die HADES Kollaboration die Schwerionenreaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u durchgeführt und hier im Vergleich zu theoretischen Modellen überhöhte Beiträge im e^+e^- invarianten Massenspektrum gefunden [Aga07] [Sud07]. Die Messung der Anregungsfunktion der unverstandenen Beiträge soll mehr Aufschluss über diesen Überschuss geben. Daher wurde für das hier ausgewertete Experiment das gleiche Stoßsystem ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) bei einer anderen Projektilenergie gewählt.
- **Verständnis der Zusammensetzung des Dielektronen-Spektrums:** Nach Abzug der Beiträge bekannter Quellen (π^0 und η) im Dileptonen-Spektrum ist es möglich, innerhalb der Messfehler den maximal möglichen Ertrag anderer Quellen, wie z. B. Δ -Resonanz, Bremsstrahlung und ρ -Meson, zu ermitteln. Zusätzlich können durch differentielle Analysen, z. B. aus den Transversalimpulsverteilungen, mehr Informationen bzgl. der Dileptonenquellen gewonnen werden.

4.1.2 Details zur $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV pro Nukleon

Im August/September 2004 wurde die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Der Kohlenstoff-Strahl des SIS hatte eine Intensität von etwa $1 \cdot 10^6$ Kohlenstoffionen pro Sekunde (12,5 Millionen Teilchen pro Spill bei einer Länge des Spills von 12 s).

Das Detektorsystem bestand zum Zeitpunkt der Messung (vgl. Abb. 4.1) aus dem RICH, den META-Detektoren, allen Driftkammern vor dem Magneten (6 MDC I und 6 MDC II) und einigen äußeren Driftkammern hinter dem Magneten (6 MDC III sowie in 4 Sektoren je eine MDC IV). Allerdings war bei 2 äußeren Driftkammern jeweils ein Draht gerissen, wodurch nicht alle Drahtebenen ausgelesen werden konnten. Dies bewirkt eine schlechtere Ortsauflösung und Effizienz dieser Kammern. Die Driftkammern der Ebene I (vor dem Magneten) waren zu 22% der Messzeit wegen der Kontamination durch siliziumhaltige Stoffe und des Verlusts

der Drahtspannung der Feld- und Kathodendrähte nicht in Messbetrieb [MN06]. Dieser Ausfall wird in der Analyse durch entsprechende Faktoren korrigiert. Die schlechte Effizienz der 2 Driftkammern mit jeweils einem defekten Draht wird durch entsprechende Effizienzmatri-zen korrigiert. Ferner hatte die erste Drahtkammer des PreShower-Detektors auf Grund eines falschen Betriebs des Gassystems ebenfalls eine geringe Effizienz. Daher musste die Software zur Rekonstruktion der Ereignisse und der Teilchenidentifikation (Vergleich der deponierten Ladung in den einzelnen Drahtkammern, vgl. Abschn. 4.3.4) umgeschrieben werden. Trotz der genannten Probleme mit den Detektoren ist es möglich, aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen, wie im Folgenden dargelegt wird. Detektordefizite werden mit Hilfe von Korrekturfaktoren berücksichtigt.

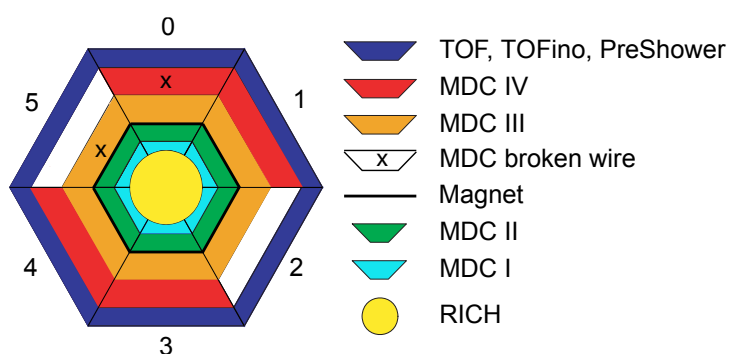


Abbildung 4.1: Aufbau des HADES Detektorsystems im August/September 2004

Der experimentelle Aufbau erlaubt, dass die Daten in allen Sektoren sowohl mit dem Kick-Plane- als auch dem Runge-Kutta-Verfahren ausgewertet werden können. Beide Methoden sind Verfahren zur Impulsbestimmung und werden in Abschnitt 4.2.2 erläutert. Obwohl die Kick-Plane-Methode eine schlechtere Impulsauflösung aufweist, wird sie angewendet, um die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten mit vorhergehenden HADES Experimenten und mit den Ergebnissen der DLS Kollaboration, die eine ähnliche Auflösung (vgl. Abschn. 2.2 u. 3.1.4) vorweisen, zu vergleichen.

In der hier beschriebenen Strahlzeit wurde ein zylindrisches Kohlenstoff-Target ^{nat}C mit einer Länge von 4,5 mm und einem Radius von 6,5 mm verwendet. Dies entspricht einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von etwa 4,6%.

Der Magnetstrom betrug 2500 A (72% der vollen Stärke). Somit ist einerseits die Akzeptanz für kleine Impulse höher, andererseits die Auflösung für höhere Impulse schlechter. Letztere betrifft hauptsächlich schwere Teilchen wie Protonen mit hohen Impulsen und weniger Elektronen, da deren Impulse bei einer Projektilenergie von 1 GeV/u in der Regel bei $\approx 0,1$ GeV/c liegen, und Impulse von bis zu 1 GeV/c sehr selten sind (s. Abschn. 4.4). Ein weiterer Vorteil ist, dass mit dieser reduzierten Magnetfeldstärke mehr Dileptonen aus der Konversion von γ -Quanten und aus π^0 -Dalitz-Zerfällen rekonstruiert werden können. Denn bei einer Feldstärke von 100% würde die Wahrscheinlichkeit noch höher werden, dass ein Lepton dieser Paare aus der geometrischen Akzeptanz des HADES Detektorsystems abgelenkt wird. Dies hätte eine

höhere Kontamination des kombinatorischen Untergrundes zur Folge. Die vollständige Rekonstruktion der Leptonenpaare aus der Konversion und des π^0 -Dalitz-Zerfalls, die hauptsächlich zum e^+e^- invarianten Massenspektrum beitragen, ist erforderlich, um möglichst untergrundfrei (s. Kap. 5) die Zerfallslinien der anderen Mesonen und Baryonen deutlich zu messen. Des Weiteren wird der Beitrag des π^0 -Dalitz-Zerfalls ausgenutzt, um die experimentellen Daten mit theoretischen Modellen vergleichen zu können (vgl. Kap. 5.5). Durch das angelegte Magnetfeld wurden Teilchen mit positiver Polarität zur Strahlachse hin- und mit negativer Polarität von der Strahlachse weggelenkt.

Während der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung wurden nur Ereignisse aufgezeichnet, die die folgenden Triggerbedingungen erfüllten: Die gewählte LVL1-Triggerbedingung verlangte eine Teilchenmultiplizität von mindestens vier geladenen Teilchen in den META-Detektoren. Die LVL1-Rate betrug 10 kHz. Weiterhin wurden die Daten mit dem LVL2-Trigger gefiltert. Hierbei wurden von jeder Spur in einem Ereignis die Informationen der Detektoren RICH und META mit wenig restriktiven Schwellen korreliert (vgl. Abschn. 3.2.2). Sofern mindestens eine Korrelation in einem Ereignis vorhanden war, wurden die Daten nicht verworfen. Um die Effizienz der zweiten Stufe des Triggers LVL2 zu bestimmen, wurde jedes 7. Ereignis (downscaled event), das die LVL1-Triggerbedingung erfüllte, aufgezeichnet. Mit einer Rate von 2 kHz wurden die selektierten Ereignisse auf Band geschrieben.

Für die durchgeführte Analyse in dieser Arbeit wurden nur Daten ausgewählt, die mit Target, mit eingeschaltetem Magnetfeld und definiertem Detektorverhalten aufgezeichnet wurden. Dies entspricht einer Statistik von $344,7 \cdot 10^6$ Ereignissen (inkl. $\approx 0,5\%$ Kalibrationsdaten). $155,6 \cdot 10^6$ Ereignisse erfüllen die LVL1-Triggerbedingung (LVL1-Ereignis) und weisen eine Teilchenspur in den Driftkammern vor dem Magnetfeld auf. $42,8 \cdot 10^6$ Ereignisse erfüllen die gleichen Bedingungen und auch die der LVL2 Selektion.

4.1.3 Vergleich der durchgeführten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Experimente bei 1 und 2 GeV pro Nukleon

Um die im Vergleich zu theoretischen Modellen unverstandenen Beiträge im e^+e^- invarianten Massenspektrum der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u [Sud07] [Aga07] als Funktion der Energie zu charakterisieren, wurde die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 1 GeV/u und deren Auswertung möglichst ähnlich der Analyse der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messung bei 2 GeV/u konzipiert [Aga07] [Sud07]. Als Konsequenz sollten die systematischen Fehler in den Auswertungen vergleichbar sein.

Um die gleichen Bedingungen in beiden Messungen herzustellen, wurden folglich das gleiche Stoßsystem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, die gleiche Magnetfeldstärke, eine gleiche Impulsauflösung mittels des Kick-Plane-Verfahrens, ähnliche Datenschnitte zur Selektion von Leptonenkandidaten und zur Paarbildung gewählt.

Allerdings gibt es auf Grund unterschiedlicher Geometrie, Effizienz und Kalibration der Detektoren sowie Verbesserungen in der Software, die zur Auswertung verwendet wurde, einige Unterschiede, wie z. B.:

- **Austausch der Elektronik des RICH-Detektors:** Vor der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u wurde die Ausleseelektronik des RICH-Detektors ausgetauscht, um Rauschen zu reduzieren. Da in Simulationen nicht nur die Geometrie, sondern auch das Ansprechverhalten der Detektoren berücksichtigt wird, wurden u.a. entsprechende Parameter, die die Häufigkeit von Untergrundrauschen bestimmen, angepasst.
- **Driftkammern:** Für die Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u waren die Driftkammern der ersten Ebene vor dem Magneten zu 22% der Strahlzeit nicht in Messbetrieb (s. o.). Die Folge ist neben einer schlechteren Ortsauflösung eine geringere Effizienz, die zusätzlich durch entsprechende Faktoren korrigiert werden muss. Im Gegensatz zur Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u fielen kaum Komponenten der Ausleseelektronik aus, so dass die einzelnen Sektoren bei der Berechnung der Effizienz-Matrizen (s. Abschn. 5.4) als identisch angesehen werden konnten. Dies gilt im Hinblick auf die Kick-Plane-Analyse, trifft aber nicht auf die Runge-Kutta-Analyse zu, da nicht alle Sektoren komplett mit äußeren Driftkammern bestückt waren. Die Kammern wurden in der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u mit einer anderen Hochspannung betrieben. Folglich mussten die Detektoren neu kalibriert und für die Simulation die entsprechenden Parameter, z. B. Effizienz der Drahtebenen, Orts-Zeit-Korrelationsparameter usw., neu berechnet werden.
- **Ineffizienz der ersten Drahtkammer des PreShower-Detektors:** Da die erste Drahtkammerebene des PreShower-Detektors in der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u ineffizient war, musste die Software zur Auswertung der Detektordaten entsprechend umgeschrieben werden. Die entsprechenden Datenschnitte zur Selektion von Leptonenkandidaten wurden ebenfalls angepasst (s. Abschn. 4.3.4).
- **Position und Ausrichtung der Detektoren:** Die Akzeptanz in beiden Strahlzeiten ist wegen der leicht unterschiedlichen Positionen der Detektoren nicht identisch. Korrelationsparameter zwischen einzelnen Detektoren, z. B. Einstellungen der Trigger-Stufe LVL2 sowie zur Teilchenidentifikation (s. Kap. 4.3), unterscheiden sich.
- **Verbesserungen in der Software zur Spurrekonstruktion:** Im Vergleich zur Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u wurden zahlreiche Verbesserungen in der Software zur Spurrekonstruktion eingeführt. Somit waren einige Korrekturfaktoren, die in der Analyse verwendet wurden, in der Auswertung der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u obsolet.

Die für die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u im Vergleich zum durchgeführten Experiment bei 2 GeV/u geänderten Faktoren, wie z. B. Akzeptanz, Auswertung, Detektorverhalten sowie Parametereinstellungen, werden in den finalen Endresultaten durch Effizienz-Korrektur sowie entsprechender Akzeptanzfilter berücksichtigt, so dass ein Vergleich sehr gut möglich ist (vgl. Kap. 6). Es wird sich zeigen, dass die sich aus der Analyse ergebenden systematischen Fehler vergleichbar sind (vgl. Kap. 5.6).

4.2 Die Analyse- und Simulations-Software

Ziel der vorliegenden Arbeit ist u. a. die Bestimmung der Intensität und der kinematischen Größen der Dileptonenquellen (vgl. Kap. 1) durch Messung ihrer Zerfallsprodukte in den Detektoren des HADES Experimentes. Die Datenanalyse ist in mehrere Stufen unterteilt, die in diesem und im nächsten Kapitel erläutert werden. Diese sind:

- Ereignis Rekonstruktion
 - Identifikation von Elektronen- und Positronenspuren
- } Kapitel 4
- Paarbildung aus Leptonenkandidaten
 - Verwerfung von unphysikalischen Paaren
- } Kapitel 5

Da die Zahl der Dileptonen aus den interessierenden Quellen, z. B. dem ρ - und η -Meson (vgl. Kap. 1), im Vergleich zu den Hadronen in einer Schwerionenreaktion gering sind, gilt es in der Analyse neben der Rekonstruktion des Ereignisses effizient Leptonen nachzuweisen und Hadronen zu diskriminieren. Nach der anschließenden Paarbildung müssen Schnitte angewendet werden, um die Leptonenpaare mit physikalischem Ursprung zu selektieren (s. Kap. 5).

4.2.1 Ereignis Rekonstruktion

Zur Rekonstruktion, Auswertung der experimentellen Daten und für Simulationen wird das von der HADES-Kollaboration entwickelte Softwarepaket HYDRA¹, das auf C++ und ROOT [RO07] basiert, verwendet [SG03]. Die objektorientierte Implementierung ermöglicht die Analyse, Speicherung und Visualisierung der Daten in Form von Histogrammen in Ereigniseinheiten einer Reaktion. Die modulare Struktur von HYDRA, die dynamische Bibliotheken zu laden ermöglicht, besteht aus den folgenden Basisklassen [SG03]: Einlesen von Datenquellen, Datenausgabe, Handhabung von Parametern (z. B. Detektorgeometrie, Kalibrationskonstanten), Klassen zur Abspeicherung der Daten in verschiedenen Levels (sog. Kategorien) und die Verwaltung von Algorithmen (z. B. Rekonstruktions-Algorithmen). Zur Parameterverwaltung wird das kommerzielle Datenbanksystem ORACLE [Ora98] verwendet. Das sog. Versionsmanagement erlaubt, mehrere Versionen von Parametern abzuspeichern und aufzurufen. Durch zusätzliches Abspeichern der Parameter mit einem Zeitstempel können z. B. Kalibrationskonstanten, die von der Temperatur abhängig sind, entsprechend zeitlich mit den experimentellen Daten korreliert werden.

¹(HADES sYstem for Data Reduction and Analysis)

Experimentelle Daten

In verschiedenen Schritten werden aus den binären Informationen der Detektoren, die während des Experiments aufgezeichnet wurden, über detektorspezifische Daten wie Zeiten, Intensitätsverteilungen und Durchstoßpunkte auf den Detektoren schließlich Variablen mit physikalischem Inhalt, z. B. Impuls, Ladung und Teilchenspur, rekonstruiert.

Simulationen

Zur Konzipierung des Experimentes, zur Ermittlung von Korrekturfaktoren etc. (vgl. Abschn. 5.4 und 5.7) werden Simulationen durchgeführt. Hierfür werden Reaktionen durch Ereignisgeneratoren, z. B. Transportrechnungen wie UrQMD (Ultrarelativistische Quanten-Molekulardynamik, Erläuterungen s. Anh. A) und Modelle wie PLUTO, erzeugt. Der Ereignisgenerator PLUTO, der von der HADES Kollaboration entwickelt wurde, erzeugt Leptonenpaare aus dem Zerfall von Hadronen, die aus elementaren Reaktionen und Schwerionenkollisionen bekannt sind. Details hierzu sind in Abschnitt 1.5 zu finden.

Im nächsten Schritt der Simulation, der Teilchenpropagation und des Ansprechverhaltens der Detektoren, wird das von der HADES Kollaboration entwickelte Softwarepaket HGEANT [HGe07] verwendet. Das Paket ist in FORTRAN77 geschrieben und basiert auf dem am CERN entstandenen Program GEANT [Gea07]. Hiermit werden die Geometrie und alle Materialien der Detektoren modelliert. Die detektorspezifische Wechselwirkung der Messapparatur und die Verfolgung der Teilchenspur durch das Spektrometer wird in diskreten Zeitschritten mittels Monte-Carlo-Verfahren einschließlich aller Zerfälle und Erzeugung von Sekundärteilchen simuliert. Danach werden die Informationen aus HGEANT mit einem für jeden Detektor spezifischen "Digitizer", der den dem Teilchennachweis zugrunde liegenden physikalischen Prozess sowie die Eigenschaften der Ausleseelektronik modelliert [Ebe04], verarbeitet. Beispielsweise wird in diesem Verfahren auch die im Experiment ermittelte Effizienz einer Vieldraht-Driftkammer berücksichtigt, d. h. mit welcher Wahrscheinlichkeit die Teilchenspur vom Detektor nachgewiesen wird. In der Simulation werden die Daten mit der gleichen Struktur und Bedeutung wie im aufgezeichneten Experiment erzeugt. Zusätzlich sind in der Simulation Informationen, z. B. über die primäre Quelle und Spurnummer, verfügbar, was einen Vergleich der rekonstruierten und "wahren" Eigenschaften ermöglicht. Von diesem Punkt an werden die simulierten Daten technisch gleich behandelt, d. h. mit derselben Auswertungssoftware stufenweise wie die experimentellen Daten verarbeitet, um Simulation und Experiment vergleichen zu können. Die Abbildung 4.2 zeigt eine schematische Übersicht der HADES-Analyse für experimentelle (linke Spalte) und simulierte Daten (rechte Spalte).

Unterschiede zwischen experimentellen Daten und Simulationen

In der Simulation ist die Ausrichtung der Detektoren zueinander und relativ zum Magnetfeld genauestens bekannt. In experimentellen Daten kann die Position der Detektoren und deren

Ausrichtung relativ zum Magnetfeld mit verschiedenen Verfahren mit hoher Genauigkeit bestimmt werden [Sch08], allerdings nicht mit der Präzision wie in der Simulation.

Um bspw. die Effizienz und Reinheit der Identifikation von Elektronen und Positronen bestimmen zu können, müssen die Digitizer in der Simulation möglichst realistisch die entsprechende Detektorantwort modellieren. Dies beinhaltet auch das Nachbilden von Rauschen der Elektronik, der Effizienzen und der Messfehler der Detektoren. Allerdings erweist sich diese Implementierung teilweise als schwierig und ist vereinfacht oder nicht vollständig realisiert. Im Folgenden werden einige Beispiele aufgeführt: Die Methoden zur Kalibration der Driftkammern weisen statistische und systematische Fehler auf. Die Kalibrationskonstanten der Elektronik der Driftkammern sind von der Temperatur und der Versorgungsspannung abhängig. Dieser zeitabhängige Fehler der Kalibrierung der experimentellen Daten ist nicht in der Simulation programmiert [Mar05]. Ein weiteres Beispiel ist, dass während der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u in den Algorithmen der Trigger-Stufe LVL2 eine falsche Korrelation zwischen RICH- und PreShower-Detektor verwendet wurde, die nicht in der Simulation implementiert ist. In $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionen ist ermittelt worden, dass die über die ganze Strahlzeit und für alle Szintillatorstäbe gemittelte Flugzeitauflösung 230 ps mit einem relativen Fehler von 3,3% beträgt. In dem Digitizer des TOF-Detektors ist dagegen eine Auflösung von 160 ps mit einem relativen Fehler von 2,3% implementiert. Bei der Programmierung des Digitizers hoffte man die wahre Auflösung des Detektors widerzuspiegeln, aber die zeitabhängigen Instabilitäten in den experimentellen Daten, die durch zeitabhängige Kalibrationskonstanten hätten verbessert werden können, wurden nicht berücksichtigt.

Die unterschiedliche Ausrichtung der Detektoren in experimentellen Daten und Simulation sowie die unterschiedliche Auflösung (z. B. der Flugzeit) bewirken, dass Selektionskriterien für die beiden verschiedenen Datenensembles entsprechend angepasst werden müssen. Da die falsche Korrelation in den Algorithmen der Trigger-Stufe LVL2 in der Simulation nicht modelliert ist, weichen die spektralen Verteilungen experimenteller Daten und der Simulation folglich etwas voneinander ab (s. Abschn. 4.4).

4.2.2 Impulsbestimmung und Berechnung der invarianten Masse sowie die jeweiligen Auflösungen

Für die Rekonstruktion des Impulses werden von der HADES Kollaboration verschiedene Verfahren, die sich in ihrer Auflösung und Rechenzeit unterscheiden und aufeinander aufbauen, angewendet. Der aus einem Verfahren berechnete Impuls gilt jeweils als Startwert für die nachfolgende Methode. Die Konzepte “Kick-Plane“ und “Runge-Kutta“ werden im Nachstehenden vorgestellt. Die Kick-Plane-Methode zeichnet sich durch eine schnelle und robuste Impulsbestimmung, verknüpft mit einer begrenzten Auflösung, aus. Das Runge-Kutta-Verfahren ermöglicht die genaueste Ermittlung des Impulses beim HADES Experiment, ist allerdings mit einem hohen Rechenaufwand verbunden. Beide Methoden können sowohl für experimentelle als auch für simulierte Daten angewendet werden.

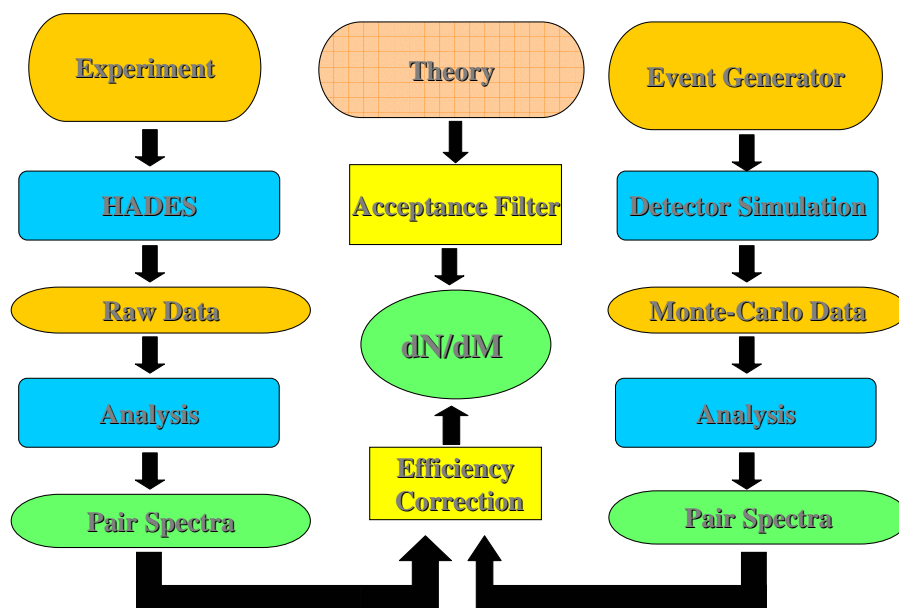


Abbildung 4.2: Schematische Übersicht der HADES-Analyse [Sud07]

Impulsbestimmung mittels Kick-Plane-Methode und erreichte Impulsauflösung

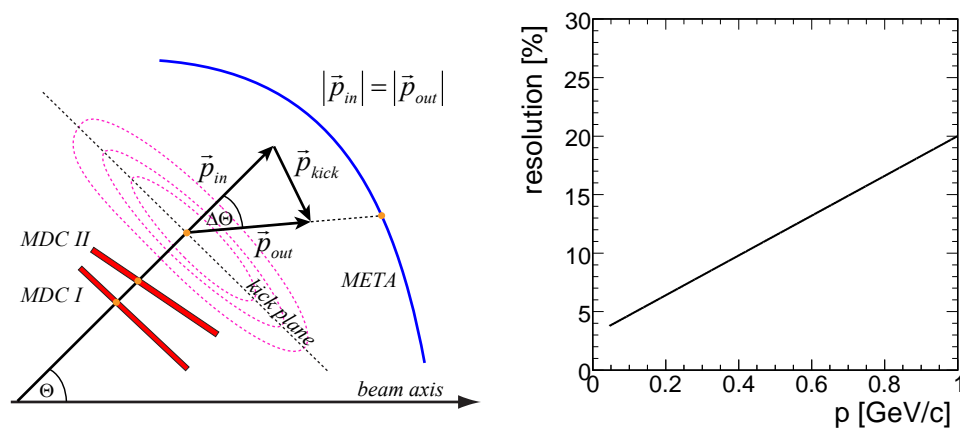
Der Impuls eines geladenen Teilchens wird aus der Ablenkung im Magnetfeld ermittelt. Hierfür muss die Richtung der Teilchenspur vor und hinter dem Magnetfeld bestimmt werden. Da für einige Experimente noch nicht alle Driftkammern hinter dem Magneten installiert waren, wurde die Kick-Plane-Methode zur Impulsbestimmung entwickelt. Die Informationen über die gemessene Teilchentrajektorie werden von den Driftkammern vor und von den META-Detektoren hinter dem Magnetfeld zur Verfügung gestellt. Auf Grund der noch fehlenden hochauflösenden Detektoren (Driftkammern) hinter dem Magnetfeld und folglich Verwendung der nicht hochauflösenden META-Detektoren, ist die Impulsauflösung dieses Verfahrens begrenzt. Bei der Kick-Plane-Methode wird angenommen, dass die Ablenkung der Teilchenspur im Magnetfeld abrupt auf einer virtuellen Ebene, der sog. "kickplane", stattfindet, und dass die Ablenkung der Teilchentrajektorie proportional zur Feldstärke des Magnetfeldes und der Wegstrecke des Teilchens im Magnetfeld ist. Ein geladenes Teilchen, dessen Trajektorie vor dem Magnetfeld eine bestimmte Richtung und Position aufweist, durchstößt die kickplane unabhängig vom Impuls des Teilchens immer an derselben Position. Nach Parametrisierung der kickplane und nach Ermittlung des Durchstoßpunktes der Teilchenspur auf dieser Ebene, kann der Impuls p als Funktion der transversalen Ablenkung p_{kick} und des Ablenkwinkels $\Delta\Theta$ bestimmt werden:

$$p = \frac{p_{kick}}{2\sin(\frac{\Delta\Theta}{2})} . \quad (4.1)$$

Die Abbildung 4.3(a) zeigt das Konzept der Kick-Plane-Methode.

Da zur Impulsbestimmung eine Teilchentrajektorie vor und eine andere hinter dem Magnetfeld verwendet werden, muss sichergestellt sein, dass beide Messungen (Spursegmente) zum gleichen Teilchen gehören. Die von den einzelnen Detektoren gemessenen Ortspositionen werden daher korreliert und durch Selektionskriterien werden in 95% der Fälle die richtigen Spuren verknüpft (Korrelationen außerhalb der Grenzen werden in der Analyse der Daten verworfen). Mehr Informationen sind in [SG03] zu finden.

Die erreichte Impulsauflösung der Kick-Plane-Methode als Funktion des Impulses ist für Leptonen in Abbildung 4.3(b) zu sehen. Der kleinste rekonstruierte Impuls beträgt 45 MeV/c, ab hier steigt die Impulsauflösung mit dem Impuls an und nimmt Werte von bis zu $\approx 20\%$ bei einem Impuls von 1 GeV/c an. Im Bereich der ω -Polmasse beträgt die Impulsauflösung $\approx 15\%$. Die erreichte Impulsauflösung der Kick-Plane-Methode ist damit ähnlich der des DLS Experiments (vgl. Kap. 2.2.1).



(a) Schematische Darstellung der Impulsrekonstruktion (b) Impulsauflösung für Leptonen aus der Simulation (mit Vielfachstreuung)

Abbildung 4.3: Impulsrekonstruktion mittels Kick-Plane-Methode und ihre Auflösung.

Impulsbestimmung mittels Runge-Kutta-Verfahren und erreichte Impulsauflösung

Eine weitere Methode zur Impulsbestimmung ist das Runge-Kutta-Verfahren [Pre07], das sich durch seinen hohen Rechenaufwand (iterative Integration) kennzeichnet, dafür aber die genaueste Prozedur zur Impulsermittlung beim HADES Experiment ist. Als Anfangswert dient z. B. der Impuls der Kick-Plane-Methode. Ferner müssen die Positionsangaben in den Driftkammern vor und hinter dem Magnetfeld übergeben werden. Das Runge-Kutta-Verfahren wird nur für Experimente eingesetzt, in denen mindestens eine äußere MDC pro Sektor installiert ist. Die Impulse werden durch eine Runge-Kutta-Approximation 4. Ordnung bestimmt, wobei jeweils die numerische Lösung der Bewegungsgleichung an die rekonstruierte Spur angepasst wird. Die verwendete Methode berücksichtigt bis zum jetzigen Zeitpunkt nicht den Energieverlust der Teilchen und die Kleinwinkelstreuung. Für die bis heute gegebene Detektorgeo-

metrie/Alignment und den momentanen Stand der Kalibration der Detektoren ergibt eine Abschätzung der oberen Grenze der Impulsauflösung einen Wert von etwa 3% für alle gegebenen Impulse. Mehr Informationen sind in [Aga08b] und [Koe06] zu finden.

Berechnung der invarianten Masse und ihre Auflösung

Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und tragen somit in ihrer Kinematik die Informationen über ihre Entstehung während der heißen und dichten Phase. Da die Leptonen direkt über virtuelle Photonen an Vektormesonen koppeln (vgl. Abschn. 1.2.5), ist es möglich, über den Energie-Impuls-Vierervektor der Leptonen die invariante Masse zu rekonstruieren, um so eventuelle Massenänderungen des zerfallenen Teilchens, in diesem Beispiel des Vektormesons, nachzuweisen. Damit entsprechende Aussagen möglich sind, muss eine Massenauflösung, die gleich oder kleiner der Zerfallsbreite der zu untersuchenden Resonanz ist, erreicht werden. Zum Beispiel für Untersuchungen bzgl. des ω -Mesons mit einer Zerfallsbreite von $8,5 \text{ MeV}/c^2$ ist eine Auflösung von $\leq 8,5 \text{ MeV}/c^2$ bei einer invarianten Masse von $775,5 \text{ MeV}/c^2$, d. h. 1%, erforderlich.

Werden die Energie-Impuls-Vierervektoren P_μ der beiden Teilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen (Elektron u. Positron) rekonstruiert, kann die invariante Masse M_{ee} wie folgt berechnet werden:

$$M_{ee} = \sqrt{P_\mu P^\mu} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} , \quad (4.2)$$

wobei \vec{p}_{e^\pm} der Impuls und E_{e^\pm} die Gesamtenergie des Positrons bzw. Elektrons sind. Da die Ruhmassen der Leptonen gegenüber dem Impuls vernachlässigt werden können, vereinfacht sich Gleichung 4.2 nach Umformung zu

$$M_{ee} \simeq 2\sqrt{p_{e^+} p_{e^-}} \sin\left(\frac{\alpha_{ee}}{2}\right) . \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet α_{ee} den Winkel, den die beiden Teilchenspuren einschließen. Die invariante Masse M_{ee} kann somit aus den Impulsen und dem Öffnungswinkel zwischen beiden Teilchenspuren berechnet werden, und ihre Auflösung ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta M_{ee}}{M_{ee}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p_{e^-}}{2p_{e^-}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{e^+}}{2p_{e^+}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha_{ee}}{2 \tan(\frac{\alpha_{ee}}{2})}\right)^2} . \quad (4.4)$$

Da der Beitrag der Winkelauflösung gegenüber dem Öffnungswinkel klein ist, trägt zur Auflösung der invarianten Masse nur die Impulsauflösung, die durch die Ortsauflösung der Driftkammern bzw. META-Detektoren und durch die Kleinwinkelstreuung beeinflusst wird, bei. Da die Impulsauflösung der Kick-Plane-Methode (vgl. Abschn. 4.2.2) im Bereich der ω - Polmasse $\approx 15\%$ beträgt, ergibt sich hier eine Massenauflösung von

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta M_{ee}}{M_{ee}} \approx 10,6\% . \quad (4.5)$$

Die Massenauflösung des DLS Experiments (vgl. Kap. 2.2) beträgt im gleichen invarianten Massenbereich etwa 15%. Die Auflösung beider Experimente bzgl. des Impulses bzw. der invarianten Masse sind somit vergleichbar. Wird für die Impulsrekonstruktion statt des Kick-Plane-Verfahrens die Runge-Kutta-Methode mit einer Impulsauflösung von etwa 3% (zum jetzigen Zeitpunkt) verwendet, ergibt sich eine Auflösung für die invariante Masse von $\approx 2\%$, was schon sehr nah an der angestrebten Auflösung von 1% ist.

4.3 Identifikation von Elektronen- und Positronenspuren

Nachdem wesentliche Eigenschaften, wie Durchstoßpunkte auf den Detektoren, Spur, Impuls und Polarität der Teilchen, rekonstruiert sind, werden Algorithmen zur Teilchenidentifikation angewendet. Zum gegebenen Zeitpunkt existieren zwei Methoden, die Bayessche Wahrscheinlichkeitsanalyse und die sog. Hard-Cut-Analyse. Beide haben den effizienten Nachweis von Leptonen und die entsprechende Diskriminierung von Hadronen zum Ziel.

Das Verfahren der Bayesschen Wahrscheinlichkeitsanalyse errechnet anhand von bestimmten bekannten Merkmalen (detektorspezifischer Nachweis einer Teilchensorte), die bereits durch Simulationen kategorisiert wurden, eine Wahrscheinlichkeit, welche Teilchenspezies einer gegebenen Spur zuzuordnen ist. Mehr Informationen hierzu sind in [Woj07] und [Chr07] zu finden.

Die in dieser Arbeit verwendete Hard-Cut-Analyse entscheidet durch harte Schnitte auf einzelne Eigenschaften und durch Korrelation von verschiedenen Detektorsignalen, ob es sich bei der gegebenen Teilchenspur um ein Lepton handelt, also Ja/Nein-Entscheidung. Teilchen werden somit als Lepton identifiziert, wenn die Spur im Magnetspektrometer mit einem guten Ring im RICH-Detektor sowie mit einem Treffer auf den META-Detektoren korreliert werden kann, die Geschwindigkeit etwa $\beta = \frac{v}{c} \approx 1$ beträgt und die Spur im Bereich des PreShower-Detektors eine minimale Schauersignatur hervorruft. Durch Optimierung der Korrelationsfenster sollen auch sog. Fakes reduziert werden. Fakes entsprechen keinen wahren Teilchen, sondern sind fehlidentifizierte Spuren: Die zu einer Spur kombinierten Treffer auf den unterschiedlichen Detektoren sind kein Signal desselben Teilchens, sondern stammen von verschiedenen Teilchen oder rühren von Untergrundrauschen der Detektoren her.

Für experimentelle Daten und in der Simulation werden die gleichen, allerdings entsprechend angepassten Schnitte verwendet (s. Abschn. 4.2.1).

4.3.1 Trefferkorrelation

Die Verknüpfung der polaren und der azimuthalen Laborwinkel (θ und ϕ) der Teilchenspur, die in den Driftkammern vor dem Magneten rekonstruiert wird, mit den entsprechenden Winkeln der RICH-Ringe erweist sich als sehr effizientes Selektionskriterium, um Teilchenspuren nicht-leptonischer Herkunft zu unterdrücken. Um das richtige Korrelationsfenster zu finden, werden sektorweise und in Impulsschritten von 50 MeV/c und bei hohen Impulsen wegen der geringen Statistik in Schritten von 100 MeV/c die Winkeldifferenzen für rekonstruierte Spuren und

RICH-Ringe berechnet. Die Abbildung 4.4 zeigt für einen Sektor die resultierende Winkel­differenz in polarer und azimuthaler Richtung für experimentelle Daten für den Impulsbereich 0,1 - 0,15 GeV/c. Die Residuen können durch drei Komponenten beschrieben werden:

- das Signal mittels einer Gauß-Funktion, dessen Breite durch die Winkelauflösung des RICH-Detektors und durch die Vielfachstreuung gegeben ist.
- der Untergrund durch eine breite gaußförmige Funktion. In Simulationen zeigt sich, dass neben einem wahren Ring sog. Fake-Ringe im Abstand von etwa einem Ringdurchmesser vom Ring-Mittelpunkt des wahren Ringes zu finden sind. Diese Fake-Ringe werden aus einigen Pads des wahren Ringes sowie aus Pads, die durch elektronisches Rauschen ausgelöst wurden, rekonstruiert. Allerdings rufen auch Paare mit kleinen Öffnungswinkeln, auch Doppelspuren genannt, eine den Fake-Ringen ähnliche Signatur auf.
- der weitere Untergrund durch eine Konstante. Dieser Untergrund rührt daher, dass alle vorhandenen Spuren und Ringe kombiniert werden, selbst wenn diese nicht zu einer Teilchentrajektorie gehören, mit anderen Worten wahllose Kombinationen. Zum Beispiel weisen die Driftkammern Hadronen nach, aber der RICH-Detektor registriert diese auf Grund des verwendeten Radiatorgases C_4F_{10} mit dem Schwellenwert $\gamma_{threshold} \simeq 18$ nicht (vgl. Abschn. 3.1.1). Eine weitere Quelle ist Rauschen der Elektronik.

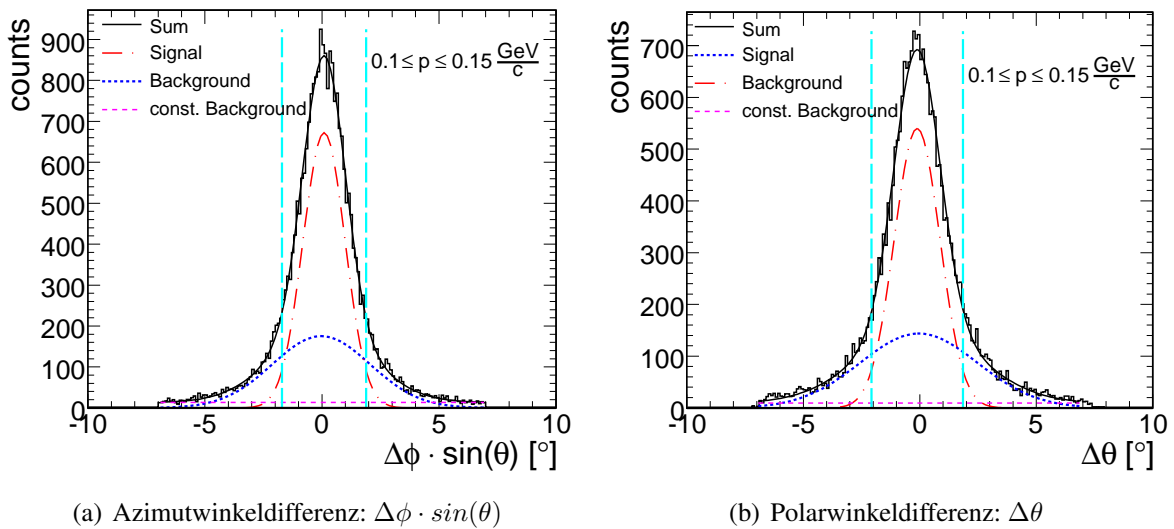


Abbildung 4.4: Azimut- und Polarwinkeldifferenz zwischen RICH-Ringen und Spuren, die in den Driftkammern vor dem Magnetfeld rekonstruiert wurden. Verknüpfungen außerhalb von $-2\sigma < \Delta\theta < 2\sigma$ und $-2\sigma < \Delta\phi \cdot \sin(\theta) < 2\sigma$ (senkrechte gestrichelte Linien) werden verworfen.

Um die unkorrelierten Trefferkoordinaten zu verwerfen, wird für experimentelle und simulierte Daten ein Fenster mit einer Breite von 2σ um das Signal gesetzt; alle Kombinationen außerhalb der Grenzen werden für die weitere Analyse nicht mehr in Betracht gezogen.

Um ebenfalls die Nachweismöglichkeiten für Leptonen der Flugzeitwand und des PreShower-Detektors auszunutzen, müssen die Spuren in den Driftkammern mit den Treffern auf den META-Detektoren verknüpft werden. Damit wird überprüft, ob die Treffer auf den einzelnen Detektoren zu einer Trajektorie gehören. Sind keine Driftkammern hinter dem Magneten vorhanden, wird die Korrelation und die daraus erfolgende Selektion der Kombinationen bereits von der Impulsbestimmungs-Methode Kick-Plane vorgenommen (vgl. Abschn. 4.2.2). Sind dagegen Driftkammern hinter dem Magnetfeld installiert, können die Position und Richtung der Teilchenspur mit guter Präzision ermittelt und ein Durchstoßpunkt auf den META-Detektoren vorhergesagt werden. Ist die Differenz aus vorhergesagter und gemessener Position des Treffers auf den META-Detektoren kleiner als 3σ , wird diese Kombination nicht verworfen. Die Grenzen werden nicht zu eng gesetzt, um nicht schon auf dieser Stufe gute Spuren zu verlieren. Da sowohl die Driftkammern als auch die Flugzeitwand und der PreShower-Detektor mehrere Durchstoßpunkte von verschiedenen Teilchentrajektorien rekonstruieren, kann es zu zufälligen Korrelationen kommen, die durch eine zusätzliche Anwendung von Qualitätskriterien entfernt werden können. Mehr Informationen hierzu sind in [Rus06] zu finden.

4.3.2 Qualitätskriterien der Cherenkov-Ringe

Die auf dem zweidimensionalen-ortsauflösenden Photonendetektor abgebildeten Cherenkov-Ringe (vgl. Abschn. 3.1.1) können durch Angabe folgenden Messgrößen charakterisiert werden (Qualitätskriterien). Diese Eigenschaften unterscheiden sich je nach Quelle, z. B. Lepton oder Untergrundrauschen der Elektronik des RICH-Detektors. Um Leptonen zu selektieren, werden daher folgende Selektionskriterien angewendet:

- **Pattern Matrix:** Da die physikalisch interessanten Ringe einen konstanten Durchmesser haben, ist es möglich, den Mittelpunkt einer Ring-Schablone (eine Ebene bestehend aus 11×11 Pads) auf jedes feuernde Pad des Photonendetektors zu legen. Diese Schablone wird in drei Regionen (Umfang des Ringes, außerhalb und innerhalb des Ringumfangs) eingeteilt. Außerhalb und innerhalb des Ringumfangs, auch Veto-Region genannt, sollten keine Pads feuern, da diese nicht von Cherenkov-Photonen eines Ringes stammen können. Die einzelnen feuernden Pads auf dem Ringumfang erhalten positive, die in der Veto-Region negative Gewichte verschiedener Größe. Für die gefeuerten Pads werden die positiven und negativen Gewichte in der Schablone summiert und als Qualität für den jeweiligen Ringmittelpunkt abgespeichert. Unterschreitet die Summe (s. Abb. 4.5) den Schwellenwert 180 (willkürliche Einheit), wird der Ring verworfen.
- **Anzahl der Pads:** Die Anzahl der zum Ring beitragenden Pads muss $N_{pad} \geq 6$ sein.
- **Average Charge $\langle Q \rangle$ (mittlere Ladung):** Die mittlere Ladung pro gefeuertem Pad $\frac{\sum_i(Q_i)}{N_{pad}}$ muss mindestens 6 (willkürliche Einheit) betragen. Niedrigere Werte deuten auf elektronisches Rauschen des RICH-Detektors hin.

- Exzentrizität (ring centroid): Die Exzentrizität beschreibt den Abstand des Ringmittelpunkts, der aus den auf dem Ringumfang befindlichen Pads bestimmt wird, zum Ladungsschwerpunkt auf dem Ring. Ist dieser Wert groß, ist der Ring entweder verzerrt oder nur teilweise abgebildet. Dabei handelt es sich häufig um fehlidentifizierte Ringe, hervorgerufen durch Rauschen der Elektronik des RICH-Detektors [Ebe04]. Daher werden nur Ringe mit Werten $\leq 3,0$ (willkürliche Einheit) nicht verworfen. Wird ein Ring nicht zu 95% auf dem Photonendetektor abgebildet, weil sich der Ring am Rand des Detektors befindet, wird die Exzentrizität auf -1 gesetzt und der Ring akzeptiert.

Die Abbildung 4.5 zeigt für experimentelle Daten die Verteilungen der oben genannten Charakteristika der Cherenkov-Ringe sowie die angewendeten Selektionskriterien, um Ringe mit guter Qualität, d. h. deren Quellen nicht elektronisches Rauschen, sondern Leptonen sein sollten, zu selektieren.

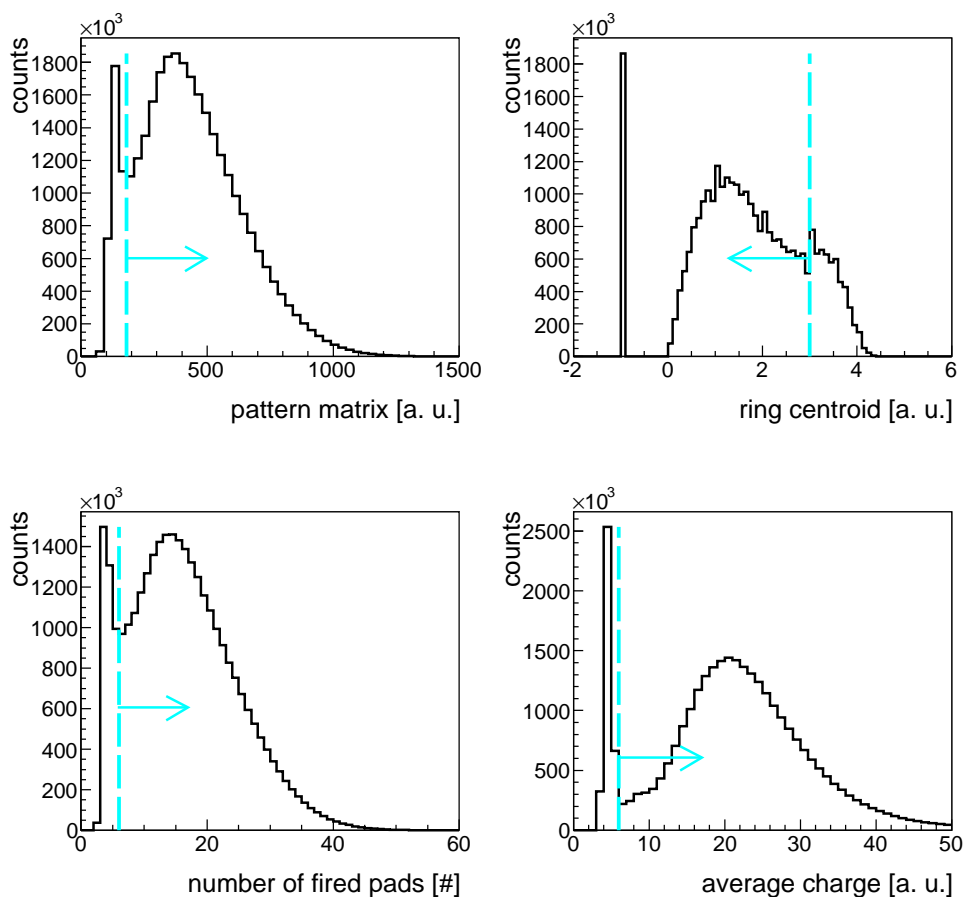


Abbildung 4.5: Charakteristika der Cherenkov-Ringe. Die im Text erläuterten Schnitte auf die Eigenschaften der Ringe sind durch senkrechte Striche gekennzeichnet und die akzeptierten Ringe sind durch Pfeile angedeutet.

4.3.3 Schnitt auf die Flugzeit

Aus der von den Flugzeit-Detektoren gemessenen Flugzeit und der berechneten Flugstrecke vom Target bis zum Treffer auf den Detektoren kann die Geschwindigkeit eines Teilchens ermittelt werden (s. Abschn. 3.1.3). Da im abgedeckten Impulsbereich $p \geq 45 \text{ MeV}/c$ auf Grund von $m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$ Elektronen eine Geschwindigkeit von $\beta \approx 1$ aufweisen, ist eine Teilchenidentifikation möglich. Die Abbildungen 4.6(a) und 4.6(b) zeigen den aus der Kick-Plane-Methode berechneten Impuls als Funktion von $\beta = \frac{v}{c}$ für den TOF- und TOFino-Detektor nach der Verknüpfung der Teilchenspur mit einem RICH-Ring.

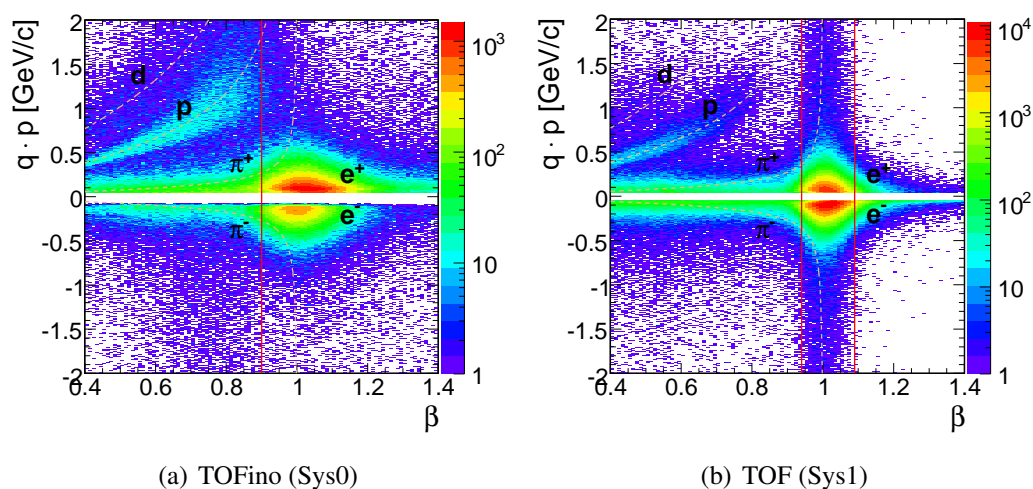


Abbildung 4.6: Impuls multipliziert mit der Polarität als Funktion der Geschwindigkeit $\beta = \frac{v}{c}$ für Teilchen, die im TOFino- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) nachgewiesen wurden, und deren Trajektorien mit RICH-Ringen korreliert werden konnten. Die theoretischen Kurven für Deuteronen, Protonen, Pionen und Leptonen mit den entsprechenden Ruhemassen, die, um Artefakte der Kalibration zu korrigieren, um 6% verringert wurden, sind eingezeichnet.

Die Verteilung hat ihr Maximum für kleine Impulse und bei einer Geschwindigkeit von ca. 1. Dies entspricht der Beobachtung, dass die meisten Kandidaten nach den bereits angewendeten Schnitten Leptonen sind. Die theoretischen Kurven $p = \beta\gamma m = \beta \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot m$ mit $m = m_H \cdot (1 - 6\%)$ sind eingezeichnet, wobei die Ruhemasse m_H um 6% verringert wurde, um Artefakte der Kalibration zu korrigieren. Es ist zu erkennen, dass eine geringe Kontamination von Pionen und Protonen mit der entsprechenden Ruhemasse m_H vorhanden ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass RICH-Ringe fälschlicherweise mit Teilchenspuren hadronischen Ursprungs korreliert werden oder dass die Elektronik der Detektoren Untergrundrauschen verursacht. Ein Schnitt auf die Flugzeit wird den dominierenden Anteil der Hadronen verwerfen. Der verwendete Schnitt von 2σ auf die Flugzeit ist durch die senkrechten Linien dargestellt. Um diesen Schnitt zu bestimmen, werden die vom TOF- und TOFino-Detektor gemessenen Geschwindigkeiten in Impulsintervallen von $0,3 \text{ GeV}/c$ sektorweise und getrennt für positive und negative Polarität ausgewertet, mit einer Gauß-Funktion angepasst und deren Mittelwert

und Standardabweichung ermittelt. Auf Grund der geringen Statistik werden Impulsintervalle von $0,3 \text{ GeV}/c$ gewählt. Da bei der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $1 \text{ GeV}/u$ der größte Teil der Teilchenspuren einen Impuls $< 0,3 \text{ GeV}/c$ hat, ist die Anpassung mit der Gauß-Funktion in diesem Bereich am stabilsten. Daher werden die hier gewonnenen Ergebnisse der Anpassung (Standardabweichung u. Mittelwert) für alle anderen Impulsbereiche verwendet. Dies ist möglich, da die Standardabweichung der Verteilung mit steigendem Impuls abnimmt, weil die Auflösung der Geschwindigkeit für Teilchen mit hohem Impuls besser ist (s. Abschn. 4.1.2). Für Teilchenspuren, die in den Bereich des TOFinno-Detektors fallen, wird nur eine untere Geschwindigkeitsgrenze auf β angewendet, weil wegen der Geometrie des Detektors Doppeltreffer in den Szintillatorstäben des Detektors möglich sind (vgl. Abschn. 3.1.3). Mit dem TOFinno-Detektor ist es bei Doppeltreffern nur möglich, die Geschwindigkeit des ersten ankommenden Teilchens zu messen. Bei diesen Teilchen handelt es sich meist um schnelle Sekundärteilchen wie Simulationen zeigen [Ebe04]. Eine obere Schranke würde somit das Lepton verwerfen, da bei gleicher Flugstrecke aber kürzerer Flugzeit Geschwindigkeiten deutlich größer als c erreicht werden. Die unphysikalischen Werte oberhalb $\beta > 1$ rühren von Kalibration und Zeitauflösung der Detektoren her. Es konnte gezeigt werden, dass ähnliche Ergebnisse in Simulationen erzielt werden, und in diesen ist zu sehen, dass nach dieser Selektion weniger als 1% der Teilchenspuren noch Hadronen sind (vgl. Abschn. 4.4).

4.3.4 Impulsabhängiger Schnitt auf elektromagnetische Schauer

Bei Polarwinkeln unterhalb von 45° ermöglicht der PreShower-Detektor eine zusätzliche Leptonenidentifikation. Durchqueren Elektronen bzw. Positronen die Bleikonverter zwischen den Drahtkammern, werden elektromagnetische Schauer erzeugt, die über die deponierte Ladung in den Drahtkammern nachgewiesen werden (s. Abb. 4.7 und vgl. Abschn. 3.1.3).

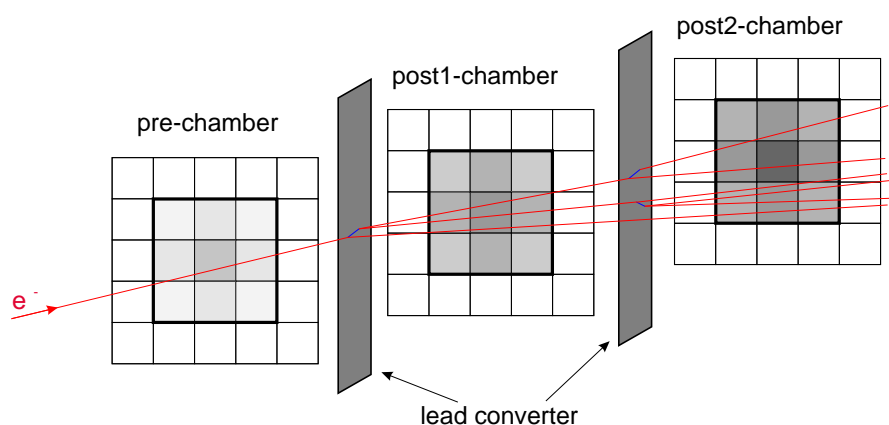


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der elektromagnetischen Schauerentwicklung in dem PreShower-Detektor.

In der hier ausgewerteten Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon war die erste Drahtkammer (pre-chamber) des PreShower-Detektors nicht effizient. Daher wurde die Software zur Rekonstruktion der Treffer auf dem Detektor sowie zur Teilchenidentifikation entsprechend angepasst. In jeder Drahtkammer eines Sektors wird nach einem lokalen Maximum der Ladungsverteilung auf einem Kathodenplättchen (Pad) gesucht. Die Ladung Q dieses Pads und die aller 8 umliegenden Pads werden addiert. Für die pre-chamber, post1-chamber und post2-chamber erhält man somit die summierte Ladung $Q_{\text{pre-chamber}}$, $Q_{\text{post1-chamber}}$ und $Q_{\text{post2-chamber}}$, sofern die Padkoordinaten in den Drahtkammern räumlich zu einer Teilchenspur verknüpft werden können. Ist die Summe aus $Q_{\text{sum}} = Q_{\text{post2-chamber}} + Q_{\text{post1-chamber}} - Q_{\text{pre-chamber}}$ größer als eine gegebene Schwelle $Q_{\text{threshold}}$, handelt es sich bei der Teilchenspur mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein Lepton, andernfalls um ein Hadron. Ist die erste Kammer in einem Ereignis nicht effizient, d. h. die Ladung $Q_{\text{pre-chamber}} = 0$, ist trotzdem eine Diskriminierung von Hadronen möglich. Die Schwelle $Q_{\text{threshold}}$ wird in Abhängigkeit vom Impuls p in Simulationen bestimmt, in dem Q_{sum} mit einem Polynom dritten Grades angepasst wird:

$$Q_{\text{threshold}} = -15,97 + 0,08p + -6,75 \cdot 10^{-6}p^2 + 1,22 \cdot 10^{-10}p^3$$

und die Anpassungsparameter des Polynoms so gewählt werden, dass über alle Impulse die Erkennungseffizienz für Leptonen 80% beträgt.

4.4 Elektronen- und Positronenspektren

Der vorherige Abschnitt 4.3 beschreibt die angewendeten Schnitte, um aus den Teilchenspuren in den Ereignissen Leptonenkandidaten zu selektieren. Um zu verdeutlichen, welchen Einfluss der jeweilige Schnitt auf das Datenensemble hat, werden nun die experimentellen Daten anhand von Messgrößen, die in Tabelle 4.1 definiert sind, charakterisiert. Vergleiche der experimentellen Daten mit einer Simulation (UrQMD) werden mittels ausgewählter Observablen ebenfalls im Nachstehenden dargestellt. Eine Gegenüberstellung ist möglich, da die Analyse der Simulation analog zu den experimentellen Daten durchgeführt wird (s. Abschn. 4.2.1). Während die Messgrößen n^- , n^+ und r^\pm sowohl zur Beschreibung von experimentellen Daten als auch für Simulationen verwendet werden können, sind die anderen Größen ausschließlich in der Simulation wegen der dort zusätzlich vorhandenen Informationen zugänglich.

Die Reihenfolge der nacheinander angewendeten Selektionskriterien (Abkürzung in Klammern) ist wie folgt:

- Trefferkorrelation, auch RICH-MDC Korrelation genannt (S0)
- Qualitätskriterien der Cherenkov-Ringe im RICH-Detektor (S1)
- 2σ Schnitt auf die Flugzeit β (S2)
- Schnitt auf die elektromagnetische Schauersignatur im PreShower-Detektor (S3)

Messgröße	Definition
n^-	Anzahl der als Elektron akzeptierten Spuren
n^+	Anzahl der als Positron akzeptierten Spuren
r^\pm	$r^\pm = \frac{(n^-+n^+)^i}{(n^-+n^+)^0}$ entspricht dem Prozentsatz der Leptonen nach dem Schnitt "i" relativ zum Schnitt S0. Der Schnitt S0 ist die RICH-MDC Korrelation.
Reinheit	Dieser Prozentsatz gibt an, wie viele der rekonstruierten Teilchenspuren wahre Leptonen sind. Die Summe aus Reinheit, Hadronen und Fakes ergibt 100%.
Hadronen [%]	Prozentsatz der rekonstruierten Teilchenspuren, die einem Pion oder Proton entsprechen
Fakes [%]	Prozentsatz der fehlidentifizierten Spuren (Fakes). Die zu einer Spur kombinierten Treffer auf den unterschiedlichen Detektoren sind keine Signale desselben Teilchens, sondern stammen entweder von verschiedenen Teilchen oder rühren von Untergrundrauschen der Detektoren her.
Effizienz	$r_{true}^\pm = \frac{(n_{e^-}^{true}+n_{e^+}^{true})^i}{(n_{e^-}^{true}+n_{e^+}^{true})^0}$ gibt den Prozentsatz aller richtig rekonstruierten Leptonen nach dem Schnitt "i" relativ zum Schnitt S0 an. Diese Größe gibt an, wie viele Leptonen nach Anwendung des Schnitts "i" erhalten bleiben.

Tabelle 4.1: Definition der Messgrößen, die verwendet werden können, um die rekonstruierten Spuren zu charakterisieren. Die Größen n^- , n^+ und r^\pm können sowohl zur Beschreibung von experimentellen Daten als auch für Simulationen verwendet werden. Die anderen Messgrößen sind ausschließlich in der Simulation wegen der dort zusätzlich vorhandenen Informationen zugänglich.

Eine Änderung der Reihenfolge der Schnitte führt zum gleichen Endergebnis. Die gleichen entsprechend angepassten Selektionskriterien werden in der Simulation angewendet. In der Analyse der gemessenen Daten werden nur Ereignisse ausgewertet, die zusätzlich die Bedingungen der Trigger-Stufe LVL2 erfüllen. Im Folgenden werden die experimentellen Ergebnisse, die durch die Kick-Plane-Methode ermittelt wurden, dargestellt. Abweichungen zum Runge-Kutta-Verfahren werden explizit genannt.

Tabelle 4.2 fasst die Untersuchung der experimentellen Daten und der Simulation als Funktion der angewendeten Selektionskriterien mittels der in Tabelle 4.1 definierten Messgrößen zusammen. Als Startpunkt werden alle Leptonenkandidaten verwendet, die den Schnitt auf die Trefferkorrelation (S0) erfüllen. Anhand von n^- und n^+ ist zu erkennen, wie die Zahl der Spuren mit negativer und positiver Ladung als Funktion der Schnitte abnimmt. Der Schnitt auf die Qualität der Cherenkov-Ringe verwirft 7% aller Spuren beider Polaritäten, der Schnitt auf die Teilchengeschwindigkeit weitere 13,5%, und der Schnitt auf die Schauersignatur weist weitere 3,8% der Spuren zurück. Nach allen Schnitten ist die Anzahl der Spuren somit auf $r^\pm \approx 76\%$ reduziert. Der Schnitt auf die Schauersignatur (S3) hat hauptsächlich einen Einfluss auf Spuren

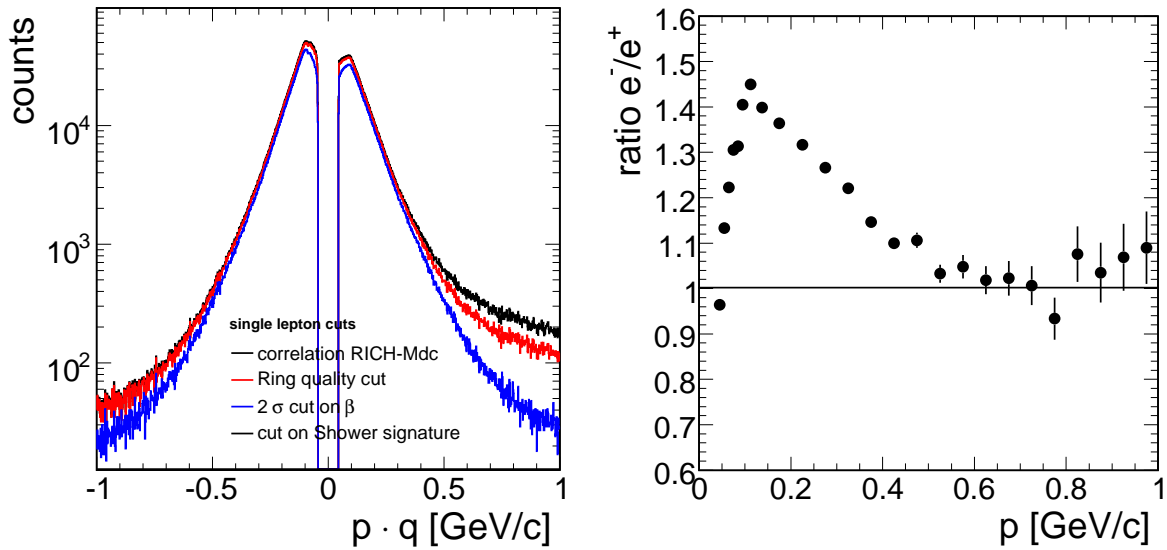
positiver Polarität. Nach Anwendung aller Schnitte ist zu erkennen, dass 25% mehr Spuren mit negativer Polarität im Datenensemble vorhanden sind. Die Wirkung der Schnitte auf die Trajektorien in der Simulation ist sehr ähnlich.

Auf Grund der verwendeten Magnetfeldkonfiguration werden positive Teilchen zur Strahlachse hin- und negative von dieser weggebogen. Der PreShower-Detektor, der sich bei Polarwinkeln unterhalb von 45° befindet, also nahe der Strahlachse, hat somit primär einen Effekt auf Spuren positiver Polarität.

Messgröße	S0 (Korrelation)	S1 (Ring Qualität)	S2 (Flugzeit)	S3 (Schauersignatur)
Experimentelle Daten				
n^-	3479666	3301754	2846411	2766377
n^+	2916618	2668459	2260076	2096436
r^\pm [%]	100	93,3	79,8	76
Simulation				
Messgröße	S0 (Korrelation)	S1 (Ring Qualität)	S2 (Flugzeit)	S3 (Schauersignatur)
n^-	317523	300982	276412	258402
n^+	276122	261163	235832	209443
r^\pm [%]	100	94,7	86,3	78,8
Reinheit [%]	84,0	84,5	88,8	90,06
Hadronen [%]	1,6	1,1	0,2	0,04
Fakes [%]	14,4	14,4	11	9,9
Effizienz [%]	100	95,4	91,6	84,9

Tabelle 4.2: Messgrößen als Funktion der angewendeten Selektionskriterien. Die Definition der Messgrößen ist in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Dies ist auch graphisch im Folgenden dargestellt. Die Abbildung 4.8(a), die die Impulsverteilung multipliziert mit der Polarität zeigt, veranschaulicht die Reduktion der Teilchenspuren nach jedem Schnitt. Das Maximum der Impulsverteilung für Teilchen mit positiver e^+ bzw. negativer Ladung e^- liegt bei $\pm 0,09 - 0,1$ GeV/c. Während die Zählrate bei 0,1 GeV/c relativ kaum abnimmt, ist deutlich zu sehen, dass diese bei höheren Impulsen durch den Schnitt auf die Flugzeit stark reduziert wird. Anhand der Abbildungen 4.6(a) und 4.6(b) ist zu erkennen, dass bei hohen Impulsen hauptsächlich Pionen und Protonen zu finden sind. Mit dem 2σ Schnitt auf die Flugzeit können diese effizient verworfen werden. Das Verhältnis von Spuren negativer zu positiver Polarität beträgt nach allen Schnitten ab einem Impuls von 0,5 GeV/c innerhalb der Fehler 1 (s. Abb. 4.8(b)). Dies zeigt, dass eine Kontamination mit Protonen in dem nach allen Schnitten verbleibenden Datenensemble minimal ist. Da die Spuren positiver Polarität auf Grund der Magnetfeldkonfiguration zur Strahlachse hin abgelenkt, somit aus der geometrischen Akzeptanz des HADES Detektorsystems herausgebogen werden, ist ihre Anzahl geringer als die Menge der rekonstruierten Spuren negativer Polarität (s. auch Tabelle 4.2).



(a) Impuls multipliziert mit Ladung nach jedem angewendeten Schnitt (b) Verhältnis von Elektronen zu Positronen als Funktion des Impulses nach allen angewendeten Schnitten

Abbildung 4.8: Impulsverteilungen der Leptonenkandidaten

Nach Anwendung aller Schnitte sollten die nicht verworfenen rekonstruierten Spuren im Datenensemble wahren Elektronen bzw. Positronen entsprechen. In der Simulation ist es möglich, auf Grund der dort zusätzlich vorhandenen Informationen Reinheit und Effizienz sowie die Kontamination von Hadronen und Fakes im Spurenensemble nach jedem Schnitt zu ermitteln (Definition s. Tabelle 4.1). Tabelle 4.2 zeigt diese Größen als Funktion der Schnitte. Bereits zu Beginn, d. h. nach der Trefferkorrelation, macht die Zahl der Pionen und Protonen nur 1,6% des Spurenensembles aus. Nach allen Schnitten beläuft sich die Kontamination von Hadronen auf $\ll 1\%$. Die Zahl der Fakes kann anhand der Schnitte reduziert werden, allerdings beläuft sich ihr Anteil nach Anwendung aller Selektionskriterien noch auf fast 10%.

Weitere Untersuchungen der Fakes ergeben, dass in 42% dieser Fälle der Treffer auf den META-Detektoren dem restlichen Teil der Spur falsch zugeordnet wird. In 24% der Fälle betrifft dies die inneren Driftkammern und zu 34% den RICH-Detektor. Paare aus der Konversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$, die aus den häufigen Zerfällen $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ und $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ stammen, weisen einen mittleren Öffnungswinkel zwischen beiden Leptonen von $0,5^\circ$ auf, der maximale beträgt etwa 2° . In den Detektoren vor dem Magnetfeld, RICH und Driftkammern, kann dieser kleine Öffnungswinkel dazu führen, dass die beiden Leptonenspuren nicht als zwei individuelle Teilchenspuren, sondern nur als eine aufgelöst werden (Doppelspur, s. Abschn. 5.3.1 und Anh. C). Weiterhin kann eines der beiden Leptonen aus der Konversion wegen eines kleinen Impulses durch die Ablenkung im Magnetfeld aus der geometrischen Akzeptanz gebogen werden. Zum Beispiel bewirkt letzterer Effekt, dass ein Teilchen im RICH-Detektor sowie in den Driftkammern vor dem Magnetfeld jeweils ein Signal hervorruft, aber kein entsprechendes Signal in den META-Detektoren (hinter dem Magnetfeld) vorhanden ist. Folglich wird trotz der Selekti-

onskriterien (vgl. Abschn. 4.2.2) innerhalb des Kick-Plane-Verfahrens die vor dem Magnetfeld rekonstruierte Spur mit einem falschen Treffer auf den META-Detektoren verknüpft. Die Reduktion dieser Fakes ist besonders wichtig, da so der kombinatorische Untergrund (s. Abschn. 5.2.1) bei der Rekonstruktion der Leptonenpaare gesenkt werden kann. Für das Runge-Kutta-Verfahren, das zur Auswertung die Informationen der Driftkammern hinter dem Magnetfeld miteinbezieht, beträgt die Zahl der Fakes nach Anwendung aller Schnitte etwa 5%.

Mit der Abnahme der Kontamination von Hadronen und Fakes nimmt die Reinheit, d. h. der Anteil wahrer Leptonenspuren, des Spurensamples zu. Nach allen Selektionskriterien beträgt diese für die Auswertung mit der Kick-Plane-Methode $\approx 90\%$ (s. Tabelle 4.2). Die angegebene Effizienz skizziert, wie viel Spuren pro Schnitt verworfen werden. Allerdings ist eine abschließende absolute Qualitätsaussage hinsichtlich erhöhter Reinheit zu verworfenem Signal kaum möglich, da die Schnitte jeweils auf das Resultat des vorhergehenden Schnitts angewendet werden [Ebe04].

Die hier gezeigten Ergebnisse sagen aus, dass eine effiziente Leptonenidentifikation mit dem HADES Detektorsystem möglich ist. Die Kontamination von Hadronen beträgt nach allen Schnitten zur Selektion von Leptonen deutlich weniger als 1%. Der Anteil der Fakes entspricht etwa 10%, die allerdings nur zu unphysikalischen Paaren, dem kombinatorischen Untergrund, korreliert werden (vgl. Abschn. 5.2.1). Eine Verringerung der Fakes könnte eine Erkennung und Unterdrückung von Doppelspuren bringen [Bie04]. Die Wirkung der Schnitte auf die Daten der Simulation und des Experiments ist sehr ähnlich. Dieses gilt auch für die Analyse mit dem Runge-Kutta-Verfahren. Hier wird der Anteil der Fakes sogar auf 5% reduziert.

Im Folgenden werden anhand ausgewählter Observablen die Ergebnisse der experimentellen Daten nach Anwendung aller Schnitte mit denen der Simulation (UrQMD-Rechnungen) verglichen. Die einzelnen Spektren sind normiert auf die Zahl der LVL1 Ereignisse, die zusätzlich mindestens eine Spur in den Driftkammern vor dem Magnetfeld aufweisen. In der Simulation wird diese Bedingung der Trigger-Stufe LVL1 emuliert, so dass die Ereignisse möglichst den experimentellen Daten entsprechen. Die zusätzliche Prämisse, eine Spur in den Driftkammern vor dem Magnetfeld nachzuweisen, wird verlangt, da sie sicher stellt, dass in den experimentellen Daten eine Reaktion im Target stattgefunden hat und die Trigger-Stufe LVL1 nicht durch Rauschen oder Teilchen, die nicht aus dem Target stammen, ausgelöst wurde.

Die Abbildung 4.9 zeigt die Azimutwinkelverteilung für gemessene und simulierte Daten, getrennt nach Ladung sowie für beide Systeme der Flugzeitwand, TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1). Die Separation der Sektoren ist durch die reduzierte Akzeptanz an den Rändern sichtbar. In den Verteilungen für den Bereich des TOFino/PreShower-Detektors ist zu sehen, dass die Zählrate der experimentellen Daten im Vergleich zur Simulation in jedem Sektor von der Mitte zum Rand deutlich stärker abfällt. Dies verdeutlicht auch das Verhältnis der experimentellen Daten zur Simulation (s. Abb. B.10 in Anh. B), das für den Bereich des TOF-Detektors innerhalb jedes Sektors fast konstant verläuft, dagegen in der Region des TOFino/PreShower-Detektors starke Abhängigkeiten als Funktion des Azimutwinkels zeigt. Grund ist eine falsche Korrelation zwischen RICH- und PreShower-Detektor in den Algorithmen der Trigger-Stufe LVL2, die während der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon verwendet wurde, aber nicht in der Simulation implementiert wurde (s. Abschn. 4.2.1).

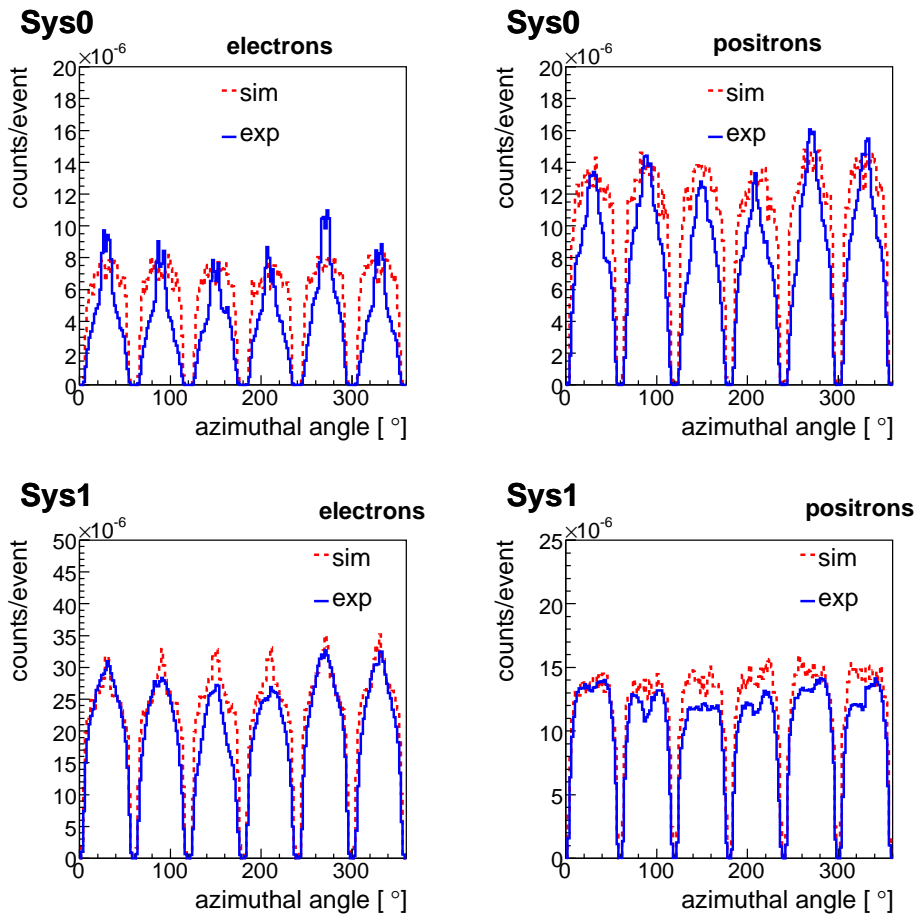


Abbildung 4.9: Azimutwinkelverteilungen (ϕ) von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

Die Abbildung 4.10 zeigt das Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Polarwinkels. Die Form der Verteilungen für experimentelle und simulierte Daten ist im Bereich des TOF-Detektors ähnlich, was an dem annähernd konstanten Verhalten des Verhältnisses sichtbar ist. In allen Spektren ist zu sehen, dass die Zählrate der Simulation höher als die der experimentellen Daten ist, da das Verhältnis < 1 ist. Für den Bereich des TOF-Detektors beträgt integral die Diskrepanz für Elektronen 12% und für den des TOFino/PreShower-Detektors 30%. Für Positronen lauten die entsprechenden Werte 14% und 22%. Die große Diskrepanz für den Bereich TOFino/PreShower (System 0) ist auf die oben genannte falsche Korrelation in der Trigger-Stufe LVL2 zurückzuführen. Für Elektronen sind in den Polarwinkelverteilungen für beide Flugzeitwand-Systeme teilweise große Abweichungen zwischen experimentellen Daten und Simulation sichtbar, was durch die unterschiedliche Position der Detektoren in beiden Da-

tensätzen (s. Abschn. 4.2.1) hervorgerufen wird. Die Einträge in dem Verhältnis für Positronen im Bereich des TOFinno/PreShower-Detektors bei Polarwinkeln $\approx 80^\circ$ rühren von Fakes her. Die Zahl der Spuren in dieser Region beträgt aber nur etwa 0,02% in beiden Datenensembles.

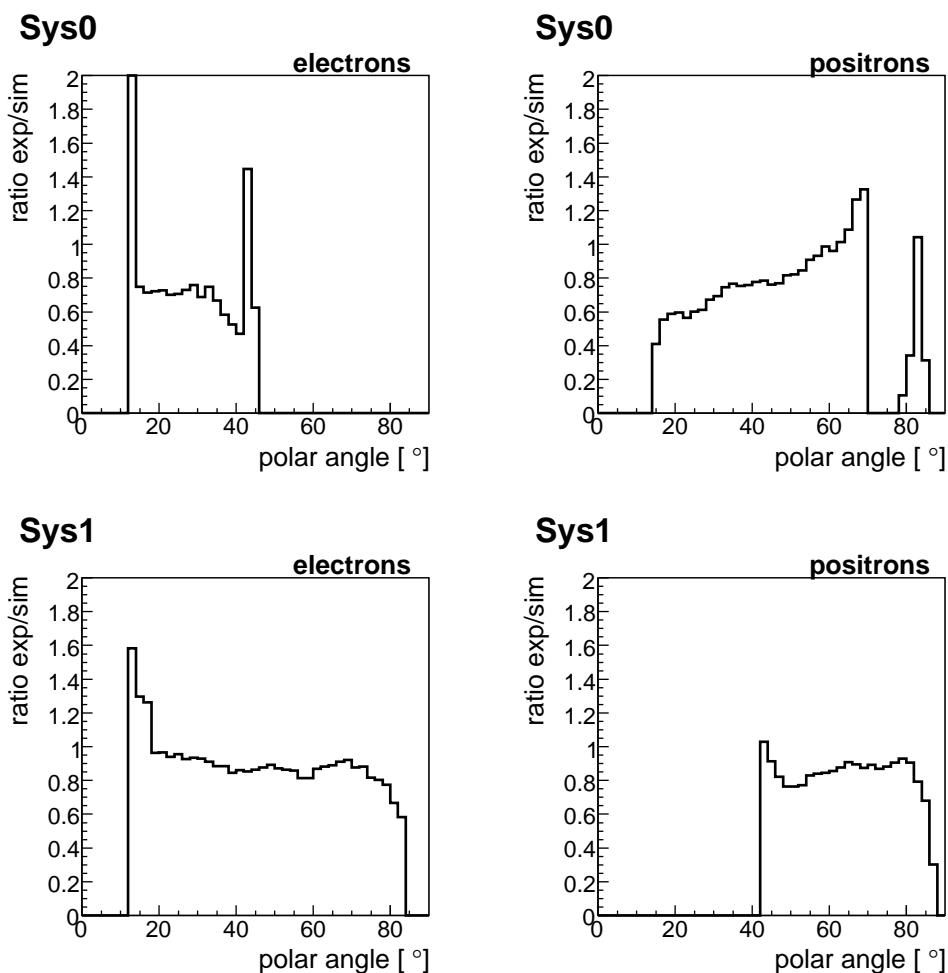


Abbildung 4.10: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Polarwinkels (θ). Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFinno/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

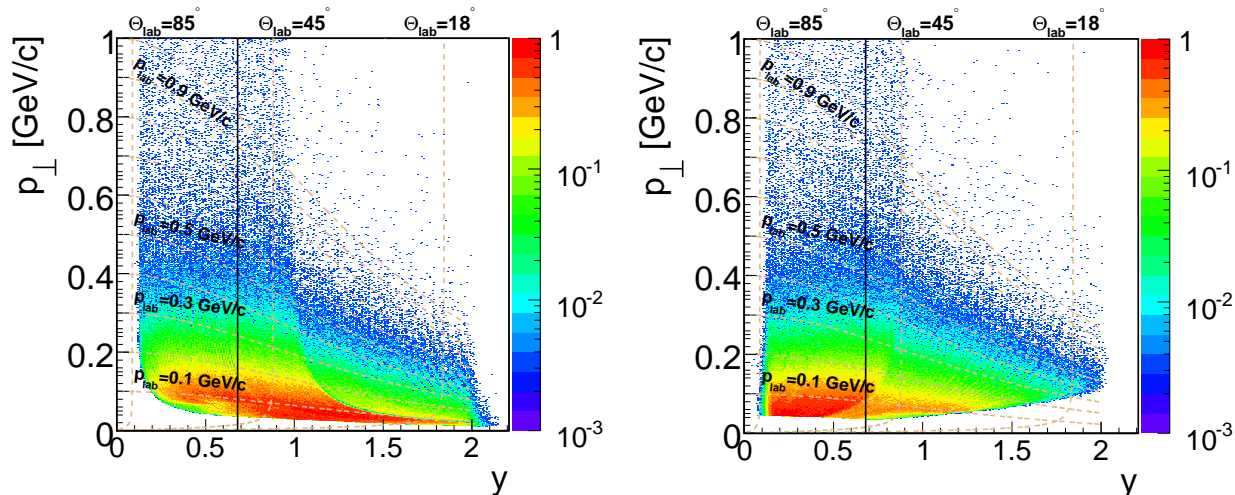
Die Zahl der Positronen ist im Bereich des TOFinno/PreShower-Detektors höher als die Zahl der Elektronen (s. Abb. B.1 in Anh. B). Das Gegenteil ist im TOF Bereich sichtbar. Weiterhin sind die Polarwinkel in diesem Bereich höher. Dies ist auf die geometrische Akzeptanz des Spektrometers und die Ladung der Teilchen zurückzuführen. Da der TOF-Detektor bei Polarwinkeln von $45 - 85^\circ$ installiert ist, kann dieser in dem vorgegebenen Ausschnitt Teilchen nachweisen. Trotzdem werden weitere Winkel abgedeckt, weil der Winkel vor dem Magnetfeld gemessen wird. Ein geladenes Teilchen wird im Magnetfeld abgelenkt und durchquert dann den entspre-

chenden Bereich der Flugzeitwand. Vom Magnetfeld werden hauptsächlich Teilchen mit kleinem Impuls beeinflusst, da diese die größten Ablenkwinkel aufweisen. Die Abbildung B.12 in Anhang B zeigt den Polarwinkel als Funktion des Impulses. Sichtbar ist, dass Elektronen mit kleinen Impulsen und hohen Polarwinkeln und Positronen mit kleinen Impulsen und niedrigen Polarwinkeln nicht nachgewiesen werden, da sie aus der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers herausgebogen werden. Der Effekt ist für Positronen stärker. Folglich werden mehr Elektronen als Positronen bei kleinen Polarwinkeln nachgewiesen (s. Abb. B.1).

Weitere Gegenüberstellungen sind in Anhang B zu finden.

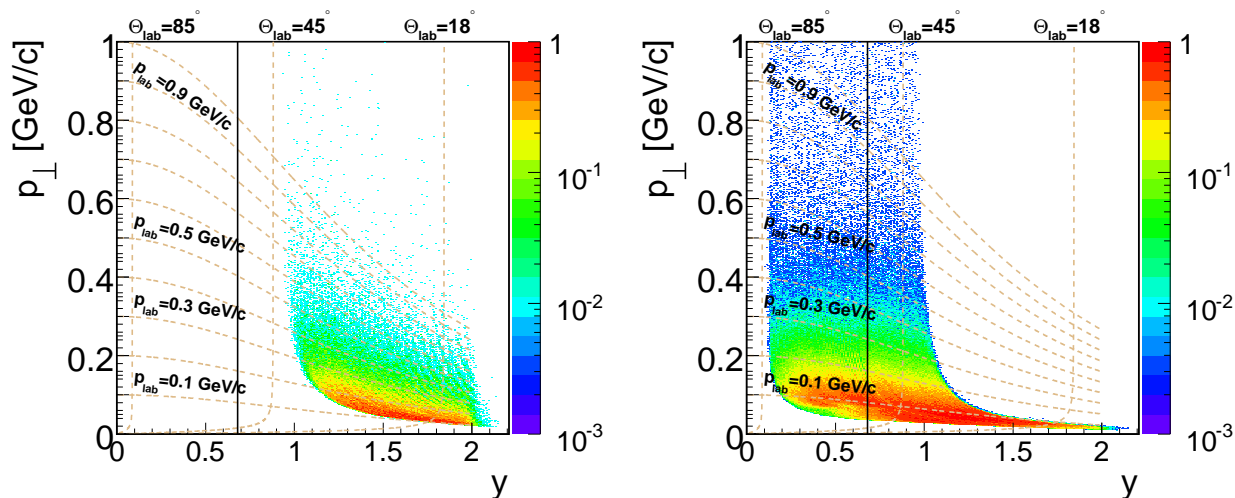
Aus dem Energie-Impuls-Vierervektor (E, p_x, p_y, p_z) eines Teilchens ergeben sich Rapidity y und Transversalimpuls p_\perp wie folgt: $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ und $p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Die Abbildung 4.11 zeigt den Transversalimpuls als Funktion der Rapidity (die entsprechenden Projektionen sind in Anh. B) separat für beide Polaritäten und für Elektronen für beide Flugzeitwand-Systeme. Die mittlere Rapidity der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion bei 1 GeV pro Nukleon, die $y_{1/2} = 0,68$ beträgt, ist eingezeichnet. Ebenso sind Linien konstanter Impulse in Schritten von 0,1 GeV/c sowie die Winkellinien 18° , 45° und 85° markiert. Anhand der Verteilungen ist zu sehen, dass Einträge unterhalb von 18° vorhanden sind (s. Polarwinkelverteilungen Abb. B.1). Die in Kap. 3 beschriebene geometrische Akzeptanz des HADES Detektorsystems im Polarwinkelbereich $18^\circ - 85^\circ$ entspricht der idealen Geometrie, d. h. den technischen Konstruktionszeichnungen. Die zusätzliche Akzeptanz für kleinere Polarwinkel ist darauf zurückzuführen, dass die Detektoren in dem Experiment $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon weiter auseinander gezogen waren als in den Konstruktionszeichnungen und das Target sich nicht in idealer Position befand.

Im Vergleich zu den Konstruktionszeichnungen wurde das Target um 28 mm in Richtung des Beschleunigers verschoben und bspw. der Shower-Detektor um etwa 70 mm entlang der Strahlachse vom Target weiter entfernt. Die Verteilungen in Abbildung 4.11 spiegeln die geometrische Akzeptanz und die Magnetfeldkonfiguration des HADES Detektorsystems wider. Die Zählrate für Elektronen ist für den Bereich des TOF-Detektors höher. Bei hohem Transversalimpuls sind die geladenen Teilchen bei niedriger Rapidity zu finden, d. h. bei hohen Polarwinkeln. Bei kleinem Transversalimpuls werden die Teilchen unter Vorwärts-Rapidity emittiert.



(a) Elektronen nachgewiesen im Sys0 und Sys1

(b) Positronen nachgewiesen im Sys0 und Sys1



(c) Elektronen nachgewiesen im Sys0

(d) Elektronen nachgewiesen im Sys1

Abbildung 4.11: Transversalimpuls als Funktion der Rapidität für Elektronen und Positronen im TOFin0/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) sowie für Elektronen getrennt für beide Flugzeitwand-Systeme. Das Maximum der Verteilung ist jeweils auf 1 normiert. Die mittlere Rapidität von $y_{1/2} = 0,68$ ist jeweils durch die schwarze senkrechte Linie gekennzeichnet. Linien konstanter Transversalimpulse in Schritten von 0,1 GeV/c und die Polarwinkel 18° , 45° und 85° sind eingezeichnet.

Die Abbildungen 4.12(a) und 4.12(b) zeigen die Zahl der Elektronen und Positronen pro Ereignis für experimentelle Daten und Simulation. Die Häufigkeitsverteilung für Elektronen ist wegen der Magnetfeldkonfiguration leicht höher als für Positronen. Die Zählrate in der Simulation ist etwas größer, was ebenfalls Unterschiede in der Zählrate der zuvor gezeigten Observablen hervorruft. Die Zahl der Ereignisse mit mehr als 4 Elektronen oder 4 Positronen ist um 4 Größenordnungen deutlich unterdrückt.

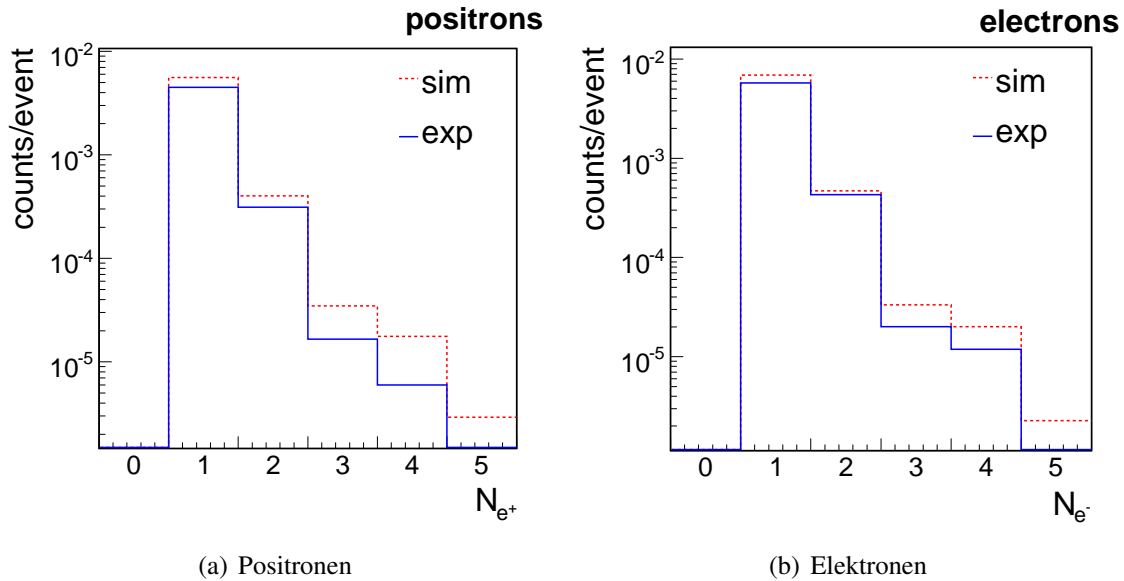


Abbildung 4.12: Häufigkeitsverteilungen für Positronen und Elektronen. Die Zahl der Ereignisse mit Null Elektronen bzw. Positronen sind unterdrückt.

Die Multiplizität der Elektronen als Funktion der Multiplizität der Positronen pro Ereignis wird in Abbildung 4.13 gezeigt. In etwa 50% (37%) der Ereignisse wird ein Elektron (Positron), aber kein Positron (Elektron) nachgewiesen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass während des Experiments $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ein Trigger nicht auf Elektron-Positron-Paare, sondern nur auf einzelne Leptonen eingesetzt wurde. Ein Ereignis wurde dann nicht verworfen, wenn mindestens eine Teilchenspur eine Korrelation zwischen dem RICH- und den META-Detektoren innerhalb wenig restriktiver Schwellen erfüllt (Bedingung der Trigger-Stufe LVL2, s. Abschn. 4.1.2). Der Verlust einer Teilchenspur aus der geometrischen Akzeptanz auf Grund der Ablenkung im Magnetfeld sowie die Nichtauflösung von Doppelspuren vom Magnetspektrometer spielen hier eine untergeordnete Rolle. Ereignisse mit nur einem Lepton, d. h. etwa 87% der Statistik, werden in der weiteren Analyse, der Auswertung von Paaren, verworfen. Die Kombination zu Paaren (vgl. Kap. 5) ist notwendig, um auf die zerfallene Dileptonenquelle, das Mutterteilchen, zurückzuschließen. Wie in Kapitel 1 beschrieben, zerfallen z. B. die Mesonen η und ρ in Elektron-Positron-Paare. Werden nun aus den einzelnen identifizierten Elektronen und Positronen Paare gebildet, so werden allerdings auch physikalisch unkorrelierte Paare geformt. Dieses kann statistisch durch den kombinatorischen Untergrund korrigiert werden (s. Abschn. 1.4 u. 5.2.1). Letzterer kann z. B. aus Leptonenpaaren gleichen Vorzeichens berechnet werden.

Die Zahl der Paare gleichen Vorzeichens spiegelt somit auch die Anzahl physikalisch unkorrelierter Paare wider. In Abbildung 4.13 ist zu sehen, dass die Summe der Elektron-Elektron- und Positron-Positron-Paare mit 5% und die der Elektron-Positron-Paare mit etwa 6% fast gleich sind. In der weiteren Analyse muss somit durch entsprechende Schnitte die Zahl der physikalisch unkorrelierte Paare reduziert werden, während die Anzahl der Elektron-Positron-Paare nicht durch zusätzliche Selektionskriterien beeinflusst werden sollte.

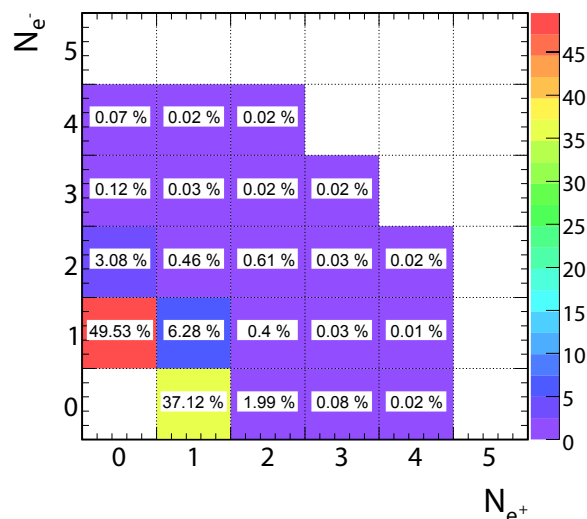


Abbildung 4.13: Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung der Elektronen als Funktion der Positronen pro Ereignis für experimentelle Daten.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass durch die Anwendung von verschiedenen Selektionskriterien, z. B. der Trefferkorrelation, Hadronen effizient diskriminiert und Leptonen identifiziert werden können. Die Reinheit des Spurensamples für Leptonen beträgt 90%. Keine Hadronen, aber fehlidentifizierte Spuren kontaminieren die ausgewählten Spuren, die in der folgenden Paaranalyse bzw. durch zusätzliche Auswertung der Driftkammern hinter dem Magnetfeld weiter reduziert werden können. Die in der Analyse verwendeten Schnitte haben in Simulation und experimentellen Daten eine ähnliche Wirkung auf das jeweilige Spurensample und die resultierenden Ergebnisse beider Datensätze sind vergleichbar.

Kapitel 5

Messung und Analyse von Dielektronen

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Dileptonenquellen durch Messung ihrer Zerfallsprodukte, den Elektron-Positron-Paaren, in den Detektoren des HADES Detektorsystems für die Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon (vgl. Kap. 1 und 3). Das aus den rekonstruierten Dielektronen berechnete invariante Massenspektrum reflektiert die Eigenschaften des Mutterteilchens zum Zeitpunkt des Zerfalls.

Basierend auf den Ergebnissen der effizienten und mit hoher Reinheit verbundenen Identifikation von Elektronen und Positronen können nun aus den Leptonen Paare gebildet werden. In der hier beschriebenen Paaranalyse sollen die unphysikalischen Paare, die bei der Kombination von Elektronen und Positronen entstehen, durch Selektionskriterien erfolgreich verworfen und die Menge der wahren Paare weitgehend erhalten werden. Ein wahres Paar wird aus einem Elektron und Positron gebildet, die im direkten Zerfallsprozess eines gemeinsamen Mutterteilchens entstanden sind. Im Zusammenhang mit den unphysikalischen Paaren spielt der sog. kombinatorische Untergrund, auf den näher eingegangen wird, eine wichtige Rolle.

Zum Vergleich der finalen experimentellen Daten mit theoretischen Modellen müssen die Effizienzen der Detektoren und der Datenanalyse evaluiert werden. Außerdem müssen Akzeptanz-Matrizen berechnet werden, mit denen die theoretischen Rechnungen gefiltert werden. Daher werden in diesem Kapitel auch die Bestimmungen der Effizienz- und Akzeptanz-Matrizen erläutert.

In dem hier beschriebenen Experiment werden keine Wirkungsquerschnitte gemessen; die experimentellen Daten werden auf die Anzahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis normalisiert. Näheres wird in Abschnitt 5.5 erklärt.

5.1 Definition von Signal und kombinatorischem Untergrund

Die aus Leptonen kombinierten Paare ungleicher Ladung, auch unlike-sign-pairs (US-Paare) genannt, bilden das $N_{e^+e^-}$ Spektrum. In einer Schwerionenkollision können innerhalb eines

Ereignisses Leptonen aus verschiedenen Quellen, z. B. direktem Zerfall des ρ -Mesons, π^0 -Dalitz-Zerfall und externer Paarkonversion, erzeugt werden. Die Folge ist, dass auch physikalisch unkorrelierte Paare, d. h. Leptonen, die nicht beide aus dem Zerfall eines Mutterteilchens stammen, zu Paaren gebildet werden. Es ist das Ziel die Spektren von wahren Paaren, d. h. zwei Leptonen aus dem Zerfall desselben Mutterteilchens, zu ermitteln. In experimentellen Daten ist es natürlich letztlich nicht möglich zu erkennen, ob die nachgewiesenen und kombinierten Leptonen ein Paar eines physikalischen Prozesses sind. Daher muss der Anteil der unphysikalischen Paare, auch kombinatorischer Untergrund (combinatorial background = CB) genannt, statistisch berechnet werden (s. Abschn. 5.2). Subtrahiert man den kombinatorischen Untergrund von allen rekonstruierten US-Paaren $N_{e^+e^-}$, so erhält man das sog. Signal $S_{e^+e^-}$, das bedeutet die Anzahl aller wahren Elektron-Positron-Paare:

$$S_{e^+e^-} = N_{e^+e^-} - CB . \quad (5.1)$$

Diese Gleichung wird jeweils verwendet, um die verschiedenen Observablen, wie invariante Masse und Transversalimpuls, der wahren Leptonenpaare zu berechnen. Die Untersuchung der verschiedenen physikalischen Größen ermöglicht, mehr Aufschluss über die Dileptonenquellen zu erhalten.

Im nächsten Abschnitt werden die verwendeten Methoden zur Berechnung des kombinatorischen Untergrundes näher beschrieben.

5.2 Kombinatorischer Untergrund

Zur Berechnung des kombinatorischen Untergrundes gibt es zwei Möglichkeiten, die sog. Like-Sign- und die Mixed-Event-Methode. Das erste Verfahren beruht darauf, dass Leptonen gleicher Polarität innerhalb eines Ereignisses zu Paaren kombiniert werden, und das zweite, dass Elektronen und Positronen aus verschiedenen, d. h. unkorrelierten, Ereignissen gemischt werden. Bevor diese Techniken näher erläutert und eine Gegenüberstellung der Vor- und Nachteile beider Verfahren erfolgt, soll auf die beiden Arten der Kombination von Elektronen und Positronen zu unphysikalischen Paaren eingegangen werden.

5.2.1 Physikalisch unkorrelierte Paare

Anhand des π^0 -Mesons, das wegen seiner geringen Masse bei 1 GeV pro Nukleon die häufigste Dileptonenquelle ist, wird erläutert wie Elektronen und Positronen zu physikalisch unkorrelierten Paaren kombiniert werden können. Gleiches gilt für alle anderen Dileptonenquellen (s. Kap. 1). Allerdings sind deren Beiträge wegen der niedrigeren Multiplizität und elektromagnetischen Verzweigungsverhältnisse sehr viel geringer.

Die Abbildung 5.1(a) skizziert den elektromagnetischen Zerfall zweier π^0 -Mesonen in einem Ereignis: Einen π^0 -Dalitz-Zerfall und einen Zerfall von π^0 in zwei Gammaquanten, von denen eines durch externe Paarkonversion in Leptonen zerfällt (vgl. Abschn. 1.4). Neben den

zwei wahren physikalischen Paaren, d. h. der Kombination von Leptonen ungleicher Polarität aus dem Zerfall eines Mutterteilchens (grün markiert), werden auch unphysikalische Paare gebildet. Ein Beispiel eines unphysikalischen Paares ist in Abbildung 5.1(a) rot umrandet. Dieses unphysikalische Paar bezeichnet man als unkorrelierten Untergrund, der durch die Mixed-Event-Methode beschrieben werden kann. Ein weiteres Exempel ist der Zerfall eines ρ - und π^0 -Mesons in einem Ereignis. Auch hier können fälschlicherweise Leptonen ungleicher Polarität zu einem Paar, z. B. das Positron aus dem Zerfall des ρ -Mesons und das Elektron aus dem des π^0 -Mesons, kombiniert werden.

Abbildung 5.1(b) hingegen zeigt den Dalitz-Zerfall des π^0 -Mesons mit anschließender externer Paarkonversion des Gammaquants $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ in einem Ereignis. Auch hier können zwei wahre Paare (grün umrandet) und zwei unphysikalische Paare, z. B. das Elektron aus der Paarkonversion wird mit dem Positron aus dem Zerfall des virtuellen Photons verknüpft (rot umrandet), gebildet werden. Dieser Untergrund wird als korrelierter Untergrund bezeichnet, der nur durch die Like-Sign-Methode berechnet werden kann. Gleiches gilt für die anderen Mesonen und Baryonen mit Dalitz-Zerfall oder elektromagnetischem Zerfall in zwei Gammaquanten mit jeweils anschließender Paarkonversion, deren Beiträge allerdings auf Grund ihrer geringeren Multiplizitäten und elektromagnetischen Verzweungsverhältnisse reduziert sind.

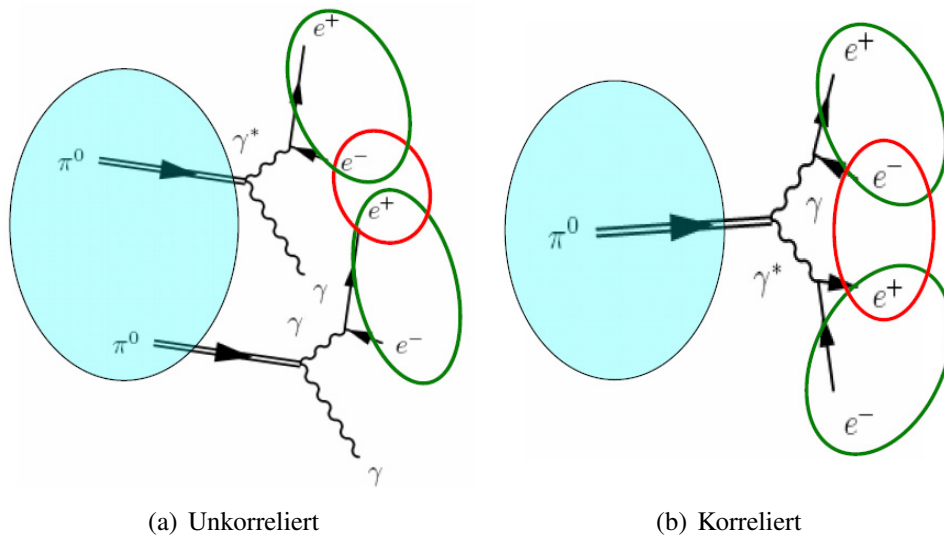


Abbildung 5.1: Kombinatorischer Untergrund (CB)

5.2.2 Rekonstruktion des kombinatorischen Untergrundes

Die Verfahren Mixed-Event- und Like-Sign-Methode zur Bestimmung des unkorrelierten bzw. korrelierten Untergrundes werden im Folgenden näher erläutert und ihre Ergebnisse miteinander verglichen.

Like-Sign-Methode

Die Zahl der unphysikalischen Paare kann aus der Menge der Leptonenpaare mit gleicher Polarität berechnet werden, da diese keinem physikalischen Zerfall entstammen können. Hierfür werden in jedem Ereignis nicht nur Paare ungleicher Polarität (US-Paare), sondern auch gleichen Vorzeichens (LS) e^+e^+ und e^-e^- gebildet. Alle Paare werden den gleichen Selektionskriterien (s. Kap. 5.3) unterworfen. Sind die Akzeptanz und die Nachweiseffizienz von Positronen und Elektronen etwa gleich, kann der kombinatorische Untergrund mit Gleichung

$$CB = 2 \cdot \sqrt{N_{e^+e^+} \cdot N_{e^-e^-}} \quad (5.2)$$

bestimmt werden [Her01]. $N_{e^+e^+}$ bezeichnet die Menge der LS-Paare mit positiver und $N_{e^-e^-}$ die mit negativer Polarität. In experimentellen Daten ist eine Überprüfung von Gleichung 5.2, deren Herleitung in [Her01] zu finden ist, nicht möglich, da hier nicht bekannt ist, ob ein Paar wahr ist. Aber mittels Simulationen wurde bestätigt, dass Gleichung 5.2 den kombinatorischen Untergrund sehr gut beschreibt, d. h. die Unterschiede in Nachweiseffizienz und Akzeptanz beeinflussen die spektrale Form der Paarverteilung nicht. Abschnitt 5.4 zeigt die Effizienz für Elektronen und Positronen und Abschnitt 5.7 die Akzeptanz des HADES Detektorsystems für Leptonen und Elektron-Positron-Paare.

Der Nachteil der Like-Sign-Methode ist, dass die Statistik des kombinatorischen Untergrundes durch die Zahl der aufgezeichneten Ereignisse limitiert ist.

Mixed-Event-Methode

Bei dem Mixed-Event-Verfahren werden aus Elektronen und Positronen aus unterschiedlichen Ereignissen Paare gebildet. Von Natur aus sind diese Paare alle unkorreliert. Korrelationen, die gegebenenfalls durch Detektoren hervorgerufen werden, sowie der korrelierte Untergrund (s. o.) können hiermit nicht nachgebildet werden. Für die Paar-Kombinationen werden nur Leptonen benutzt, die auch zur Bildung des Signals $S_{e^+e^-}$ verwendet werden, d. h. sowohl die Teilchenspuren, die das Signal bilden, als auch die des kombinatorischen Untergrundes müssen den gleichen Selektionskriterien (vgl. Abschn. 4.3 und 5.3) unterworfen werden. Falls ein Ereignis ein Lepton aufweist, wird es in einer Liste mit festgelegter Länge gespeichert, d. h. einer maximalen Anzahl an Ereignissen N_{evt} . Danach wird das erste Ereignis mit den $N_{evt}-1$ aufeinander folgenden Ereignissen kombiniert, das zweite mit $N_{evt}-2$ usw. Kombiniert bedeutet hier, dass aus Leptonen ungleicher Polarität aus den verschiedenen Ereignissen Paare erzeugt werden. Ist das Mischen mit allen Ereignissen in der Liste beendet, wird eine neue angelegt, indem das erste Ereignis entfernt und ein neues Ereignis an das Ende angefügt wird. Somit bleibt die Länge der Liste, auch "buffer size" genannt, erhalten. Die buffer size gibt somit auch an, um wievielfach die Statistik des aus dieser Methode berechneten kombinatorischen Untergrundes im Vergleich zum Like-Sign-Verfahren höher ist. In der hier diskutierten Analyse wurde eine buffer size von 100 gewählt. Da die Leptonen aus unterschiedlichen Ereignissen kombiniert werden, muss außerdem sichergestellt werden, dass Teilchenspuren aus der gleichen Ereignis-kategorie (z. B. Zentralität) und Ereignistopologie (z. B. Vertex) verknüpft werden. Bei einem

leichten System wie $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon und einem Target, wie in dem hier diskutierten Datensatz, zeigt es sich, dass diese Differenzierung vernachlässigbar ist. Der aus der Mixed-Event-Methode berechnete kombinatorische Untergrund wird in bestimmten Intervallen (s. u.) auf den aus dem Like-Sign-Verfahren bestimmten CB normiert.

Vergleich der beiden Methoden

Die Abbildung 5.2 zeigt den mittels der beiden Methoden Like-Sign und Mixed-Event berechneten kombinatorischen Untergrund (s. o.) als Funktion der invarianten Masse. Weiterhin sind jeweils für beide Verfahren für den invarianten Massenbereich $M_{ee} > 0,2 \text{ GeV}/c^2$ dargestellt: der Transversalimpuls und die Rapidität des Dileptons sowie der Öffnungswinkel beider kombinierter Leptonen. Die gezeigten Verteilungen sind bzgl. der Effizienz korrigiert (vgl. Abschn. 5.4) und zeigen den CB nach Anwendung aller in Abschnitt 5.3 beschriebenen Schnitte. In den folgenden Bereichen ist der Mixed-Event-Untergrund auf den Like-Sign normiert:

- Invariante Masse: $0,15 \text{ GeV}/c^2 < M_{ee} < 0,5 \text{ GeV}/c^2$
- Öffnungswinkel: $40^\circ < \alpha_{ee} < 130^\circ$
- Transversalimpuls: $0,15 \text{ GeV}/c < P_{\perp}^{ee} < 0,5 \text{ GeV}/c$
- Rapidität: $0 < Y_{ee} < 2,0$

Das Intervall, in dem die invariante Masse M_{ee} normiert wurde, ist durch zwei senkrechte gestrichelte Linien in Abbildung 5.2 markiert. In diesem Bereich stimmen die Ergebnisse der beiden Methoden zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds gut überein. Bei $\sim 0,4 \text{ GeV}/c^2$ sind Fluktuationen sichtbar und bei hohen Massen fehlen Einträge für die Like-Sign-Methode, da die Statistik dieses Verfahrens auf die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse limitiert ist. Dagegen verfügt die Mixed-Event-Methode wegen der verwendeten buffer size über eine 100fach höhere Statistik. Auch verdeutlichen die Verteilungen den Vorteil des Mixed-Event-Verfahrens hinsichtlich der kleineren statistischen Fehler.

Bei invarianten Massen $< 0,15 \text{ GeV}/c^2$, d. h. im Massenbereich des π^0 -Mesons, weichen aber die Resultate beider Vorgehensweisen voneinander ab. Dies ist auf den korrelierten Untergrund des π^0 -Mesons bei kleinen invarianten Massen zurückzuführen (vgl. Abschn. 5.2.1). Die Mixed-Event-Methode kann das nicht berücksichtigen und daher diese Korrelationen nicht nachbilden. Hingegen kann das Like-Sign-Verfahren, wie oben erläutert, diesen korrelierten Untergrund beschreiben. Ein weiterer Nachteil der Mixed-Event-Verfahrensweise ist, dass sie für die Normierung von der Like-Sign-Methode abhängig ist. Ein Vergleich der beiden Vorgehensweisen zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes als Funktion von anderen Observablen, wie Transversalimpuls, zeigt für invariante Massen $> 0,2 \text{ GeV}/c^2$ eine recht gute Übereinstimmung (s. Abb. 5.2). Allerdings weist der mit der Like-Sign-Methode berechnete CB wegen der geringen Statistik starke Fluktuationen auf.

Aus den oben genannten Gründen wird für die Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes ein Hybridansatz gewählt: Bei kleinen invarianten Massen $\leq 0,2 \text{ GeV}/c^2$ wird das Resultat des Like-Sign-Verfahrens und für $M_{ee} > 0,2 \text{ GeV}/c^2$ das der Mixed-Event-Methode verwendet.

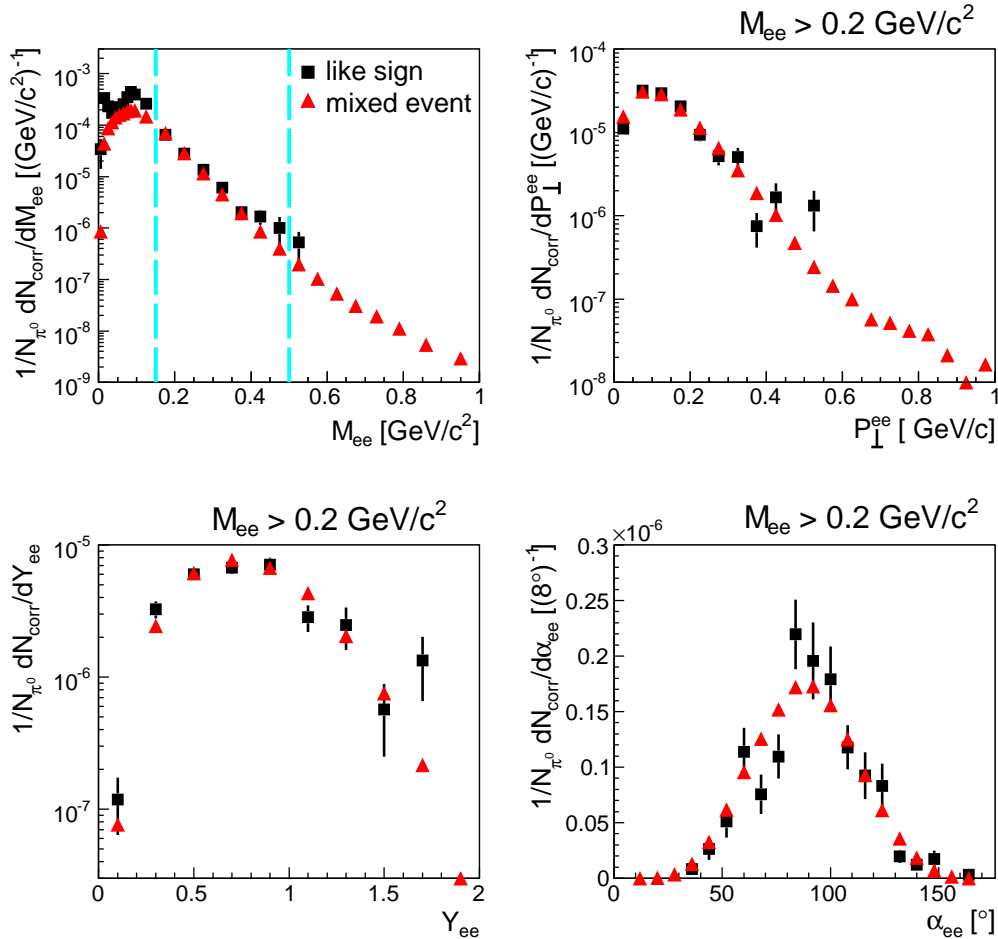


Abbildung 5.2: Vergleich des kombinatorischen Untergrundes, berechnet mit Like-Sign- und Mixed-Event-Methode. Die effizienzkorrigierten und normierten Verteilungen (s. Abschn. 5.4 und 5.5.2) sind nach Anwendung aller Selektionskriterien (s. Abschn. 5.3) dargestellt.

5.3 Reduktion des kombinatorischen Untergrundes

Anhand von Abbildung 4.13 ist ersichtlich, dass nach Anwendung aller Selektionskriterien für einzelne Elektronen bzw. Positronen die Zahl der Leptonenpaare gleichen Vorzeichens fast

gleich der Menge aller Dileptonen ist (83%), d. h. der kombinatorische Untergrund (vgl. Abschn. 5.2.2) entspricht 83% aller Leptonenpaare ungleicher Polarität $N_{e^+e^-}$. Bevor der berechnete kombinatorische Untergrund (CB) von allen $N_{e^+e^-}$ subtrahiert wird, um das Signal $S_{e^+e^-}$ zu bestimmen (s. Gleichung 5.1), soll daher der CB anhand von verschiedenen Schnitten deutlich reduziert werden, ohne dass die Zahl wahrer e^+e^- -Paare vermindert wird. Ziel ist das Erreichen eines sehr guten Signal-zu-Untergrund Verhältnisses. Eine weitere Quelle störender Paare ist die Paarkonversion (vgl. Abschn. 1.4), deren Anteil ebenfalls verringert werden muss. Im Gegensatz zu den experimentellen Daten ist es in der Simulation wegen zusätzlich vorhandener Informationen möglich, die Charakteristika von wahren und unphysikalischen Paaren zu ermitteln und mittels systematischer Untersuchungen die optimalen Selektionskriterien, die obige Bedingungen erfüllen, zu finden. Eine Bestimmung der Schnitte mit Hilfe der Simulation ist möglich, da die Auswirkungen der angewendeten Selektionskriterien auf die einzelnen Spuren in den experimentellen Daten und in der Simulation quantitativ ähnlich sind (vgl. Abschn. 4.4). Im Nachstehenden werden die einzelnen verwendeten Selektionskriterien und ihre Wirkung auf das Datenensemble aufgezeigt.

5.3.1 Selektionskriterien auf einzelne Spuren und Paareigenschaften

Im Datenensemble befinden sich noch 10% Fakes (s. Abschn. 4.4), Paare aus Einzelspuren, Leptonenpaare aus der Paarkonversion sowie Paare, die auf Grund des kleinen Öffnungswinkels nicht als zwei getrennte Spuren, sondern als eine aufgelöst werden. Um diese Spuren bzw. Paare zu verwerfen, werden verschiedene Selektionskriterien verwendet. Bevor diese erläutert werden, soll zunächst die Bedeutung einer direkten und einer rekursiven Anwendung eines Schnitts erklärt werden:

- **Direkte Anwendung eines Schnitts:** Das aus Leptonen kombinierte Paar wird verworfen, wenn anscheinend kein wahres Paar, sondern eine unphysikalische Zusammenstellung von zwei Trajektorien vorliegt. Die beiden Spuren, aus denen das Paar vereint wurde, können jedoch weiterhin mit anderen Trajektorien in dem Ereignis verknüpft werden.
- **Rekursive¹ Anwendung eines Schnitts:** Die kombinierten Spuren ergeben sehr wahrscheinlich ein Paar des Untergrundes. Das Paar sowie die einzelnen Trajektorien werden verworfen, d. h. die beiden Spuren werden auch nicht mehr mit anderen Leptonen in dem Ereignis zu Paaren korreliert. Weist bspw. ein Dilepton einen kleinen Öffnungswinkel auf, handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein Paar aus der Konversion. Das Paar und die zugehörigen Spuren werden entfernt und stehen für keine weiteren Kombinationen zur Verfügung, da die Quelle der Leptonen offenbar bestimmt werden konnte.

¹Die Verwendung der Bezeichnung rekursiv ist auf die Implementierung der Selektionskriterien in der Auswertungssoftware zurückzuführen.

Schnitt auf Doppeltreffer

Paare mit kleinem Öffnungswinkel können weder mit dem RICH-Detektor ($< 4^\circ$) noch mit den Driftkammern ($< 3^\circ$) vor dem Magnetfeld aufgelöst werden. Statt zwei Spuren wird in der Analyse nur eine Trajektorie rekonstruiert. Im Magnetfeld werden die engen Trajektorien mit unterschiedlicher Polarität auf Grund der Lorentzkraft auseinander gebogen und können somit in den META-Detektoren getrennt nachgewiesen werden. Der maximale Öffnungswinkel der Paare aus der Konversion (γ) beträgt etwa 2° (vgl. Abschn. 1.4) und mit geringer Wahrscheinlichkeit weisen die aus den in Kapitel 1 beschriebenen Zerfälle der Hadronen ebenfalls kleine Öffnungswinkel auf (s. auch Abb. 5.3(a)). Voraussichtlich handelt es sich somit bei diesen Paaren um wahre Dileptonen. Allerdings kann in den Driftkammern vor dem Magnetfeld meist nur eine und nicht zwei Spuren rekonstruiert werden. Simulationen zeigen, dass etwa 79% dieser Doppelspuren nicht aufgelöst werden können. Folglich kann der Öffnungswinkel und damit die invariante Masse (s. Abschn. 4.2.2) nicht berechnet werden. Diese Paare werden rekursiv verworfen, d. h. die einzelnen Spuren stehen auch nicht mehr für weitere Kombinationen zu Paaren zur Verfügung.

Dieser Schnitt verwirft auch alle Paare, deren einzelne Trajektorien auf denselben Treffer auf den META-Detektoren zeigen. Die Abbildung C.1 in Anhang C zeigt schematisch alle Möglichkeiten für Doppeltreffer für Paare mit ungleicher Polarität. In der Analyse mit der Kick-Plane-Methode können 13% der Doppeltreffer nicht im RICH-Detektor, 74% nicht im RICH-Detektor und den Driftkammern vor dem Magnetfeld, sowie 10% nicht in den META-Detektoren aufgelöst werden. Die weiteren prozentualen Anteile und mehr Informationen hierzu sind in Anhang C zu finden. Dieser Schnitt auf Doppeltreffer wird auf die Paare mit gleicher und ungleicher Polarität angewendet.

Werden in der Analyse die äußeren Driftkammern hinzugezogen, werden auch Spuren mit Doppeltreffern in den MDC hinter dem Magnetfeld entfernt. Die Wirkungsweise dieser Selektion auf die LS- und US-Paare wird in Abschnitt 5.3.2 dargestellt.

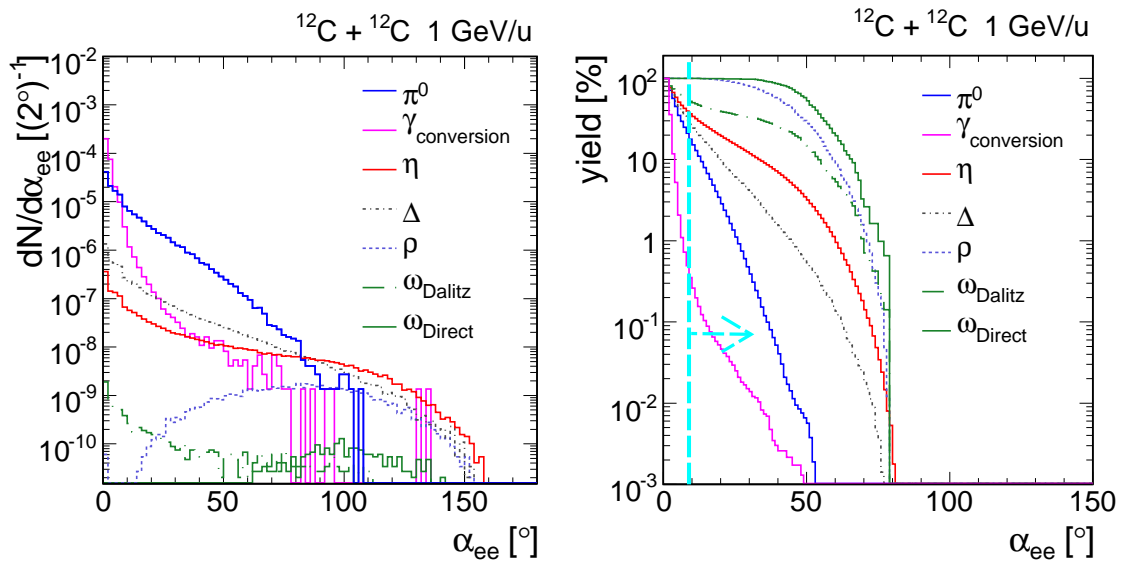
Schnitt auf den Öffnungswinkel

Mit dem Schnitt auf den Öffnungswinkel sollen die Paare aus der Konversion erfolgreich reduziert und die weiteren Dileptonenquellen nur kaum beeinflusst werden. Die Abbildung 5.3(a) zeigt in der Akzeptanz des HADES Detektorsystems (s. Abschn. 5.7) und nach Anwendung aller Selektionskriterien für einzelne Elektronen/Positronen die Öffnungswinkelverteilungen für die verschiedenen Dileptonenquellen in der PLUTO Simulation. Bei kleinen Winkeln sind vorrangig die Konversion und der π^0 -Dalitz-Zerfall zu finden. Alle anderen Quellen sind um mindestens 2 Größenordnungen schwächer. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der gegebenen Dileptonenquellen nach verschiedenen angewendeten Schnitten auf den Öffnungswinkel ist in Abbildung 5.3(b) zu finden.

Es wird ersichtlich, dass bereits bei einem Schnitt auf kleine Öffnungswinkel die Konversion erfolgreich und dagegen die anderen Quellen wenig reduziert werden. In der Analyse wurde für

diesen Schnitt als Optimum ein Öffnungswinkel für Elektron-Positron-Paare von $> 9^\circ$ gefunden. Für die Phasenraumverteilung der PLUTO Simulation (vgl. Abschn. 1.5) gilt, dass nach Anwendung dieses Schnitts die Konversion auf 1% verringert worden ist und der Verlust der anderen Quellen: 78% für π^0 , 45% für η , 60% für Δ , 19% für ρ , 28% für ω_{Dalitz} und 16% für ω_{Direct} beträgt. Neben der Konversion wird primär der π^0 -Dalitz-Zerfall unterdrückt.

Die zusätzliche Auswertung der Driftkammern hinter dem Magnetfeld hat hier keine Auswirkungen. Die Selektion wird rekursiv durchgeführt, da es sich bei Paaren mit kleinen Öffnungswinkeln hauptsächlich um Paare aus der Konversion handelt, d. h. offenbar wahre Paare, und die einzelnen Spuren nicht mehr für weitere fälschliche Kombinationen zur Verfügung stehen sollen. Der Schnitt auf den Öffnungswinkel wird sowohl auf US- als auch auf LS-Paare angewendet. Die Auswirkungen dieses Selektionskriteriums zeigt Abschnitt 5.3.2.



(a) Öffnungswinkelverteilungen der verschiedenen Dileptonenquellen

(b) Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Schnitts auf den Öffnungswinkel

Abbildung 5.3: Öffnungswinkelverteilungen in der PLUTO Simulation. (a) Öffnungswinkelverteilungen der verschiedenen Dileptonenquellen und (b) Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Dileptonenquellen nach dem auf der x-Achse entsprechend angewendeten Schnitt auf den Öffnungswinkel. Der in der Analyse verwendete Schnitt von 9° ist durch die gestrichelte senkrechte Linie in (b) eingezeichnet. Der Pfeil markiert die Leptonenpaare, die durch den Schnitt auf den Öffnungswinkel nicht verworfen werden.

Schnitt auf nicht vollständig rekonstruierte Spuren

Konversionspaare zeichnen sich durch einen kleinen Öffnungswinkel aus (vgl. Abschn. 1.4). Da eines der beiden Leptonen einen kleinen Impuls besitzen kann, ist es möglich, dass dieses im Magnetfeld aus der Akzeptanz des Spektrometers gebogen wird (s. Abb. 5.4(a)). Folglich wird das eine Lepton nur im RICH-Detektor und in den Driftkammern I und II vor dem Magnetfeld und nicht in den META-Detektoren nachgewiesen sowie bei der zusätzlichen Auswertung der Driftkammern III und IV auch nicht in diesen detektiert. Das andere Lepton dagegen kann in allen Detektoren vollständig rekonstruiert werden. Der oben erläuterte Schnitt auf den Öffnungswinkel wird nur auf zwei vollständig rekonstruierte Spuren angewendet, was hier nicht gegeben ist. Um den beschriebenen Fall zu unterdrücken, erfolgt eine ähnliche Selektion. Befindet sich neben einem Lepton eine Spur im Abstand von $\leq 9^\circ$, die nicht in allen Detektoren gemessen, aber mit einem RICH-Ring assoziiert wurde, es sich somit um ein Elektron oder Positron handelt, so wird das Lepton verworfen und steht nicht mehr für die Kombination zu Paaren zur Verfügung. Der Schnitt wird also rekursiv eingesetzt. Die Abbildung 5.4(b) zeigt den Winkel zwischen Leptonen und den in ihrem Umfeld nicht vollständig rekonstruierten Spuren. Das Maximum bei kleinen Winkeln spiegelt die Quelle dieser Dileptonen, die Konversion, wider. Der verwendete Schnitt von 9° ist ebenfalls eingezeichnet.

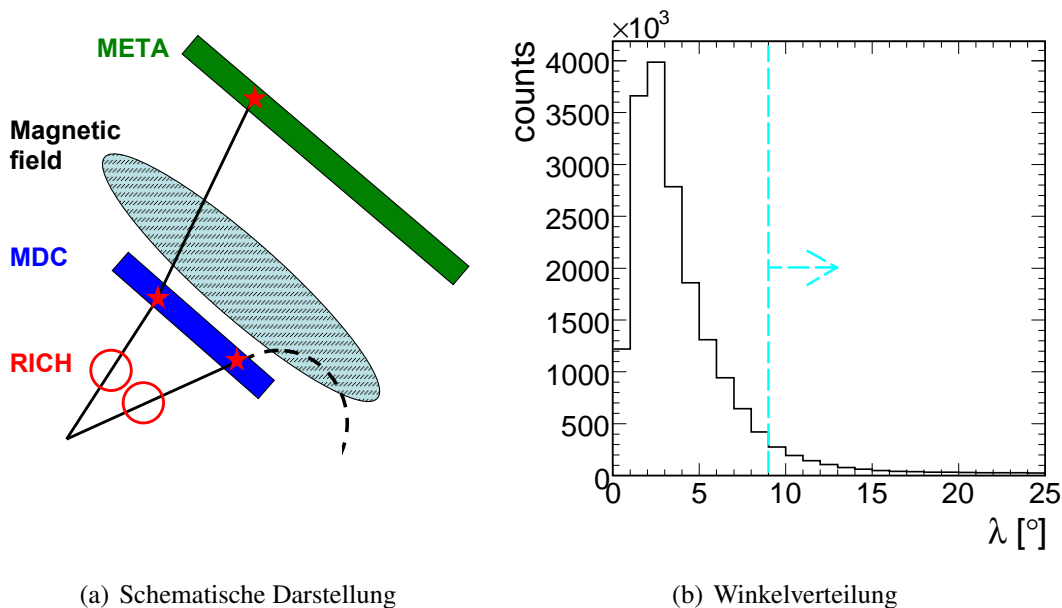


Abbildung 5.4: Nicht vollständig rekonstruierte Spuren. (a) Schematische Darstellung einer nicht vollständig rekonstruierten Spur. (b) Winkelverteilung zwischen Leptonen und den in ihrem Umfeld nicht vollständig rekonstruierten Spuren. Der in der Analyse angewendete Schnitt von 9° ist durch die senkrechte Linie dargestellt. Der Pfeil markiert die akzeptierten Spuren.

Schnitt auf den maximalen Impuls

Die Zahl der Leptonen mit Impulsen $\geq 2 \text{ GeV}/c$ beträgt in der PLUTO Simulation (s. Abschn. 1.5) $\ll 1\%$. In der Analyse werden daher Spuren mit Impulsen $\geq 2 \text{ GeV}/c$ verworfen. In den experimentellen Daten betrifft dies 2,1% der Trajektorien. Auch hier ist zu sehen, dass die Zählrate bei höheren Impulsen stark reduziert ist (s. Abb. B.16 in Anh. B) und die Leptonen bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon einen mittleren Impuls von $\approx 0,1 \text{ GeV}/c$ aufweisen.

5.3.2 Wirkung der Schnitte auf Leptonenpaare

Die oben beschriebenen Selektionskriterien sollen den kombinatorischen Untergrund (CB) stark reduzieren, jedoch das Signal nur wenig beeinflussen. Die Abbildung 5.5(a) zeigt graphisch die Wirkung der oben beschriebenen Selektionskriterien für experimentelle Daten, indem die Reduktionen des kombinatorischen Untergrundes, des Signals sowie des Signals im invarianten Massenbereich $0,15 - 0,55 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der Schnitte dargestellt werden. Die nacheinander angewendeten Selektionskriterien sind:

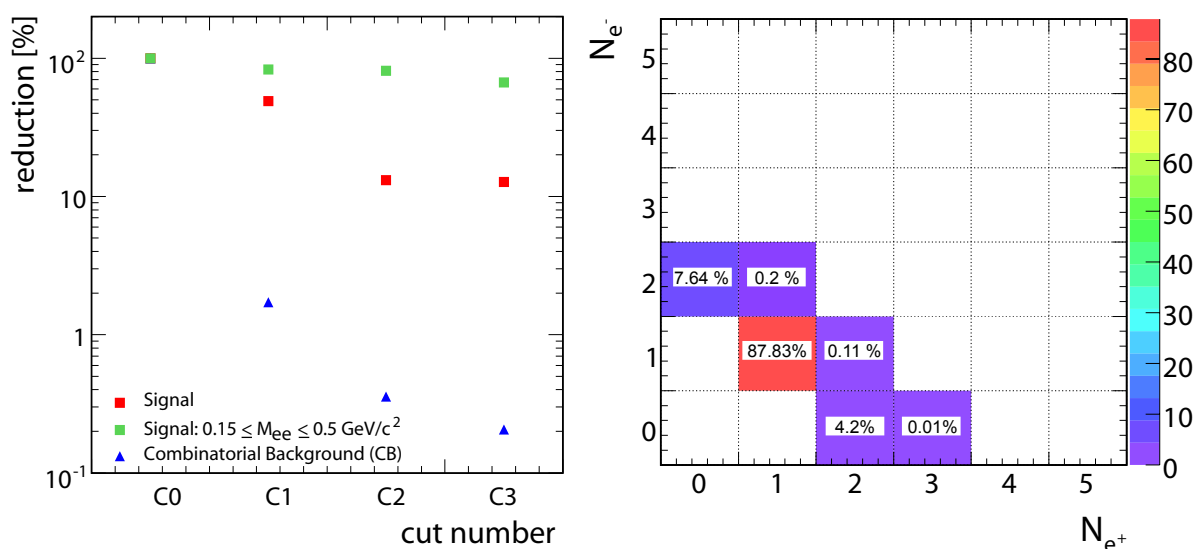
- C0 = Schnitt auf den maximalen Impuls, was kaum einen Einfluss hat (s. o.)
- C1 = C0 + Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° und auf Doppeltreffer
- C2 = C1 + rekursive Anwendung von C1 (Paarbildung ohne e^+e^- , die offensichtlich gepaart sind)
- C3 = C2 + Schnitt auf nicht vollständig rekonstruierte Spuren

Der kombinatorische Untergrund kann vor allem durch den Schnitt auf den Öffnungswinkel und auf Doppeltreffer erfolgreich reduziert werden. Auch das Signal sinkt als Funktion der Schnitte, aber dieses beinhaltet ebenfalls die Paare aus der Konversion und aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall, wobei vor allem erstere Paare entfernt werden müssen. Das Signal für den invarianten Massenbereich von $0,15 - 0,55 \text{ GeV}/c^2$ verringert sich hingegen kaum, d. h. die Beiträge u. a. des η - und ρ -Mesons werden nicht geringer. Die Abbildung 5.5(b) zeigt die Häufigkeitsverteilung der Elektronen als Funktion der Positronen pro Ereignis nach Anwendung aller Selektionskriterien zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes. Im Vergleich zu der entsprechenden Verteilung nach allen Schnitten zur Identifikation von einzelnen Leptonen (s. Abb. 4.13) sind die Paare mit gleicher Polarität und respektive der kombinatorische Untergrund stark unterdrückt. Dieser macht nur noch 12% aus.

Den gleichen Verlauf des Signals und CB als Funktion der Schnitte zeigt Tabelle 5.1 für Daten der PLUTO Simulation (s. Abschn. 1.5), die in gleicher Weise wie die experimentellen Daten analysiert wurden. Der kombinatorische Untergrund sinkt als Funktion der Schnitte. Für invariante Massen $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ wirkt der Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° nicht, aber die anderen Selektionskriterien haben einen Einfluss. Nach allen Schnitten sind das Signal

auf 68,7% und der CB auf 16,7% gesunken. Bei kleinen Massen beträgt der kombinatorische Untergrund weniger als 1%. Durch die in der Simulation zusätzlich vorhandenen Informationen ist es möglich, die Zählrate des Signals für die einzelnen Dileptonenquellen als Funktion der Selektionskriterien getrennt zu betrachten (s. Tab. 5.2). Hier ist zu sehen, dass die Konversion (γ) erfolgreich auf 1% gesenkt wird und die anderen Quellen wie das ρ -Meson kaum beeinflusst werden. Ferner wird deutlich, dass der nach Abschnitt 5.2.2 rekonstruierte kombinatorische Untergrund in experimentellen Daten dem wahren CB (Simulation) integral gesehen sehr ähnlich ist.

Die vorgestellten Ergebnisse bestätigen, dass der CB deutlich reduziert werden konnte, ohne jedoch das Signal in dem hier interessierenden Massenintervall, oberhalb des Bereiches des π^0 -Dalitz-Zerfalls, wesentlich zu beeinträchtigen.



(a) Abnahme von CB und Signal

(b) Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung von Elektronen und Positronen nach der Paaranalyse

Abbildung 5.5: Wirkungsweise der Selektionskriterien für experimentelle Daten. (a) Abnahme des CB, Signals und Signals im invarianten Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der angewendeten Schnitte. Nomenklatur der Schnitte C0, C1 usw., s. Text.

(b) Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung der Elektronen als Funktion der Positronen pro Ereignis für experimentelle Daten nach Anwendung aller Schnitte zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes.

Schnitt	$M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ [%]	$0,15 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ [%]	$M_{ee} < 1 \text{ GeV}/c^2$ [%]
Signal			
C0	100	100	100
C1	20,6	99,3	20,9
C2	15,6	73,7	15,8
C3	15,3	68,7	15,5
Kombinatorischer Untergrund (CB)			
C0	100	100	100
C1	0,9	100	1,1
C2	0,3	34,6	0,3
C3	0,1	16,7	0,7

Tabelle 5.1: Signal und mittels Gleichung 5.2 berechneter kombinatorischer Untergrund als Funktion der Schnitte auf Paareigenschaften für die Massenbereiche $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$, $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ und alle invarianten Massen ($M_{ee} < 1 \text{ GeV}/c^2$), bestimmt durch Simulation (PLUTO).

Schnitt	CB [%]	Cocktail [%]	π^0 [%]	$\gamma_{\text{Konversion}}$ [%]	η [%]	Δ [%]	ρ [%]	ω_{Dalitz} [%]	ω_{Direkt} [%]
C0	100	100	100	100	100	100	100	100	100
C1	98,6	11,4	31,4	1,4	48,0	40,1	99,2	49,8	98,7
C2	43,1	9,5	26,4	1,1	40,9	34,2	85,9	42,2	81,7
C3	20,5	9,3	25,9	1,1	40,2	33,6	84,8	41,3	81,0

Tabelle 5.2: Relative Stärke der verschiedenen Dileptonenquellen als Funktion der angewendeten Schnitte, bestimmt durch Simulation. Die Ermittlung der Werte ist durch die in der Simulation zusätzlich vorhandenen Informationen möglich. Mit diesen Angaben kann der hier aufgeführte wahre kombinatorische Untergrund (CB) ermittelt werden.

5.4 Effizienz

Bevor die experimentellen Spektren mit theoretischen Modellen verglichen werden können, müssen die Spektren für die Ineffizienzen des Detektornachweises und der Datenanalyse korrigiert werden. Zum Beispiel müssen die Verluste in der Rekonstruktion der Teilchenspür, in der Impulsbestimmung und auf Grund der angewendeten Selektionskriterien berücksichtigt werden.

Bestimmt werden die Effizienzen, indem mittels UrQMD (vgl. Anh. A) den experimentellen Daten sehr ähnliche Ereignisse erzeugt werden, in denen einzelne Elektronen bzw. Positronen eingebettet werden. Die Impulse der eingebetteten Leptonen entsprechen einer Rechteckfunktion im Intervall $0 < p < 2 \text{ GeV}/c$, und die Emission im polaren (θ) und azimutalen (ϕ) Winkelbereich ist isotrop. Das UrQMD Ereignis dient hier als realistische Untergrundbeschreibung, um die Rekonstruktionseffizienz bei der gleichen Teilchenmultiplizität wie im Experiment zu bestimmen. Die resultierenden Ereignisse werden durch HGEANT propagiert und mit Digitizern verarbeitet (vgl. Abschn. 4.2.1). Nach diesem Schritt sind nur noch die Teilchen, die sich innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers HADES befinden, vorhanden. Der Digitizer berücksichtigt auch die Effizienz jedes Detektors im Experiment. Daraufhin werden die simulierten Daten mit derselben Auswertungssoftware stufenweise verarbeitet wie die gemessenen experimentellen Daten (vgl. Abschn. 4.2.1). Dies beinhaltet auch die in den Kapiteln 4.3 und 5.3 beschriebenen Schnitte zur Identifikation von Elektronen/Positronen und die Strategie zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes. Eine Bestimmung der Effizienzen mittels Simulation ist möglich, da wie gezeigt das Verhalten der experimentellen Daten und der Simulation auf die angewendeten Selektionskriterien sowie die entsprechenden Resultate quantitativ ähnlich sind (s. Abschn. 4.4). Die gesuchten Effizienzen ergeben sich dann aus dem Verhältnis der korrekt rekonstruierten Teilchenspuren zu allen Teilchen innerhalb der Akzeptanz des Detektorsystems (s. Kap. 5.7).

Die Effizienzmatrizen, die somit sowohl die Nachweiseffizienz der Detektoren als auch die Rekonstruktionseffizienz berücksichtigen, werden für einzelne Elektronen bzw. Positronen ε_{\pm} als Funktion von Impuls p , polarem (θ) und azimutalem (ϕ) Emissionswinkel berechnet. Die Intervalle sind $0 \text{ GeV}/c < p < 2 \text{ GeV}/c$, $0^{\circ} < \theta < 90^{\circ}$ und $0^{\circ} < \phi < 360^{\circ}$ mit einer Granularität von $\Delta p = 0,02 \text{ GeV}/c$, $\Delta \theta = 3^{\circ}$ und $\Delta \phi = 4^{\circ}$.

Eine ausführliche Analyse zeigt, dass sich in der Auswertung mit dem Kick-Plane-Verfahren die 6 Sektoren sehr ähnlich verhalten, so dass die Effizienzmatrix über alle Sektoren gemittelt werden kann. Der Vorteil ist, dass sich die Statistik in dem einen resultierenden Sektor erhöht und der statistische Fehler folglich reduziert wird. Der statistische Fehler beträgt etwa 4%.

Die Abbildung 5.6 stellt die über alle Impulse und Sektoren gemittelte Effizienz als Funktion des Polar- und Azimutwinkels für Elektronen sowie die Projektionen der Effizienzmatrix als Funktion von ϕ , θ und p für Elektronen und Positronen dar.

Die Effizienz ist für Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von ϕ konstant, fällt aber am Rand des Sektors ab. Für Winkel $\theta < 45^{\circ}$, d. h. im Bereich des TOFino/PreShower-Detektors, beträgt die Effizienz etwa 15 - 35% und die für größere Polarwinkel etwa 40 - 70% (im Bereich des TOF-Detektors). Sie ist zusätzlich für Positronen bei kleinen Polarwinkeln schlechter.

Die geringe Effizienz im Bereich des TOFino/PreShower-Detektors ist auf den impulsabhängigen Schnitt auf die elektromagnetischen Schauer sowie auf Randeffekte wegen der kleineren Akzeptanz in dieser Region zurückzuführen (vgl. Abschn. 4.3.4, 4.4 und 5.7). Das Selektionskriterium reduziert die Zählrate der Leptonen stark und davon sind besonders Positronen betroffen, da sie wegen des Magnetfeldes in diesen Bereich abgelenkt werden. Als Funktion des Impulses ist die Effizienz für Elektronen und Positronen konstant, abgesehen von Impulsen kleiner als $0,15 \text{ GeV}/c$.

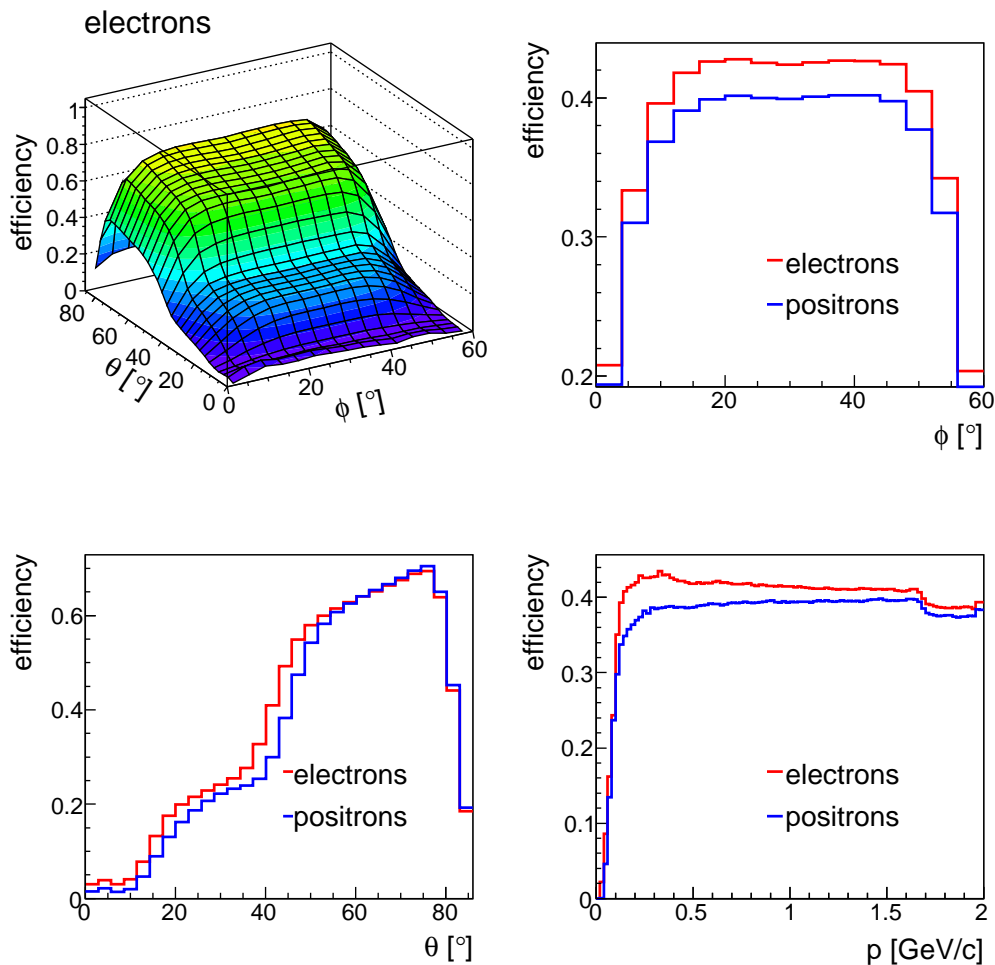


Abbildung 5.6: Über alle Impulse und Sektoren gemittelte Effizienz für Elektronen als Funktion der Emissionswinkel θ und ϕ sowie Projektionen der Effizienzmatrix als Funktion von ϕ und θ sowie des Impulses p für Elektronen und Positronen.

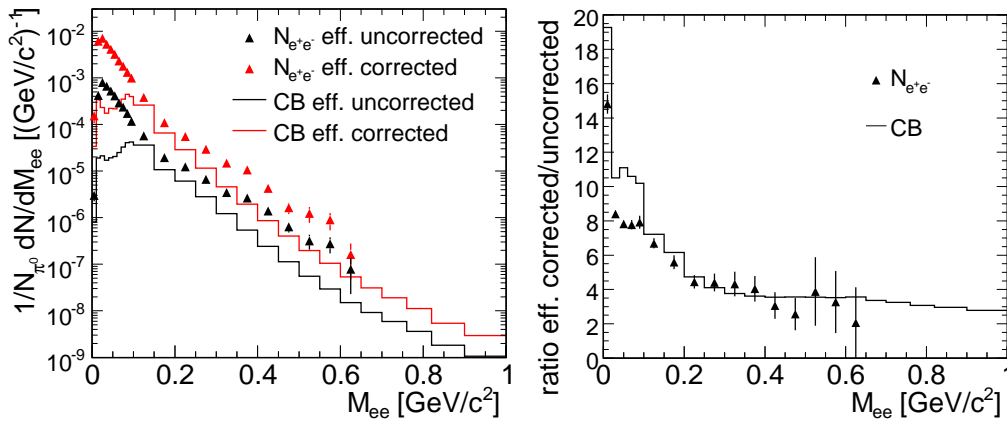
Bei der Auswertung mit dem Runge-Kutta-Verfahren ist in diesem Experiment eine Mittelung über alle Sektoren nicht möglich, da nicht in allen Sektoren zwei Driftkammern hinter dem Magnetfeld installiert und einige Kammern nicht vollständig zu benutzen waren (vgl. Abschn. 4.1.2). Folglich ist die Effizienz in den einzelnen Sektoren unterschiedlich.

Kammern mit einem technischen Defekt weisen eine geringere Nachweiseffizienz und Auflösung auf (s. Abschn. 4.1.2). Dies wird in den Digitizern und somit in den berechneten Effizienzmatrizen berücksichtigt. Die Driftkammern der Ebene I vor dem Magnetfeld waren zu 22% der Strahlzeit nicht in Messbetrieb. Die daraus folgenden Defizite werden durch entsprechende Faktoren korrigiert.

Die Daten werden paarweise mit dem Gewichtungsfaktor $\frac{1}{E_{+-}}$ mit $E_{+-} = \epsilon_+ \cdot \epsilon_-$ für den gegebenen Impuls und die Emissionswinkel des Leptons korrigiert. Die Annahme von $E_{+-} = \epsilon_+ \cdot \epsilon_-$ beruht darauf, dass die Einteilchen-Effizienzmatrizen unabhängig voneinander sind. Dies wurde mittels Simulationen überprüft und trifft für Paare mit einem Öffnungswinkel $> 9^\circ$ innerhalb von 15% zu [Aga07]. Die Paare des kombinatorischen Untergrundes werden genauso behandelt.

Um Fluktuationen in den Daten zu entfernen und den systematischen Fehler zu reduzieren, werden nur durch θ, ϕ, p definierte Phasenraumelemente berücksichtigt, in denen die Nachweiseffizienz für Elektronen und Positronen mindestens 5% beträgt.

Die Abbildungen 5.7(a) und 5.7(b) zeigen das $N_{e^+e^-}$ Spektrum sowie den kombinatorischen Untergrund mit und ohne Effizienz-Korrektur sowie jeweils das Verhältnis der beiden Verteilungen. Aus dem Quotienten kann abgelesen werden, dass der Korrekturfaktor im Bereich des π^0 -Dalitz-Zerfalls für das $N_{e^+e^-}$ Spektrum etwa 8 und für den CB 11 beträgt. Im Massenbereich $0,2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ beläuft sich das Verhältnis für beide Verteilungen auf 2 - 4. Der höhere Faktor bei kleinen invarianten Massen ist darauf zurückzuführen, dass hier kleinere Impulse vorliegen und diese auf Grund der erschwerten Rekonstruktion der Teilchen trajektorie größerer Korrekturen bedürfen, was in der Projektion der Effizienz als Funktion des Impulses p sichtbar ist.



(a) Unkorrigierte und effizienzkorrigierte Spektren
(b) Verhältnisse von unkorrigierten zu effizienzkorrigierten Spektren

Abbildung 5.7: Unkorrigierte und effizienzkorrigierte Paarspektren (normiert) sowie die Verhältnisse der Verteilungen. Im Bereich des π^0 -Mesons wurde eine Binbreite von $0,02 \text{ GeV}/c^2$ gewählt.

Aus der Untersuchung zur Konsistenz der berechneten Effizienzmatrix kann der durch die Effizienz-Korrektur hervorgerufene systematische Fehler bestimmt werden (s. Anh. C.3). Dieser beläuft sich auf maximal 20% (vgl. Abschn. 5.6).

Die Einbettung von Leptonen in experimentelle Daten würde auf Grund der realistischeren Untergrundbeschreibung Verbesserungen bringen. Dies ist zur Zeit bei der HADES Kollaboration in Entwicklung.

5.5 Normierung

Um die gemessenen Verteilungen der Elektron-Positron-Paare, die aus der Auswertung der Ereignisse stammen, die die Trigger-Stufen LVL1 und LVL2 erfüllen, mit theoretischen Rechnungen vergleichen zu können, werden die jeweiligen Spektren auf die Zahl der untersuchten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen N_{events} , die Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 und die mittlere Anzahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis N_{π^0} normiert. Die Normierung auf die Zahl der neutralen Pionen ist erforderlich, um den nicht genau bekannten Grad an Zentralität der Ereignisse, die die LVL1-Triggerbedingung erfüllen, zu kompensieren. Nur unter diesen Voraussetzungen ist eine Gegenüberstellung von experimentellen Daten und Modellen möglich.

5.5.1 Zahl der Ereignisse N_{events}

Damit die Zahl der Ereignisse (Zahl der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionen), die von den Trigger-Stufe LVL1 nach Leptonen untersucht wurde, bestimmt werden kann, muss Nachstehendes berücksichtigt werden:

Jede 7. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollision (n^{LVL1}), die die LVL1-Triggerbedingung erfüllt, wird aufgezeichnet (downscaled event). Die Summe dieser Ereignisse wird im Folgenden als N^{LVL1} bezeichnet.

Die übrigen erfassten Ereignisse werden der LVL2-Triggerbedingung gerecht. Diese Auflage wird verwendet (vgl. Abschn. 3.2.2 und 4.1.2), um die seltenen Ereignisse mit Elektronen/Positronen anzureichern. Allerdings funktioniert diese Filterung nicht perfekt, wodurch die Zahl der angereicherten Ereignisse N^{LVL2} mit der Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 E_f^{LVL2} korrigiert werden muss. Die Effizienz E_f^{LVL2} kann bestimmt werden, da die Ereignisse n^{LVL1} zusätzlich aufgezeichnet werden. E_f^{LVL2} ist als das Verhältnis der Anzahl von Leptonenpaaren in allen angereicherten (LVL2) und allen nicht angereicherten (LVL1) Ereignissen

$$E_f^{LVL2} = \frac{\text{Zahl der Leptonenpaare in } N^{LVL2} \text{ Ereignissen}}{\text{Zahl der Leptonenpaare in hochgerechneten } N^{LVL1} \text{ Ereignissen}} \quad (5.3)$$

definiert. Die Zahl der Ereignisse N^{LVL1} muss hochgerechnet werden, um die gleiche Menge an Ereignissen wie N^{LVL2} auszuwerten.

Die Effizienz E_f^{LVL2} beträgt 89% und ist als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses konstant, fällt jedoch bei Vorwärts-Rapidity ab, was entsprechend korrigiert wird. Weitere Informationen zur Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 sind in Anhang C.2 zu finden.

Somit kann nun die Gesamtzahl N_{events} aller nach Leptonen untersuchten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen, die die Trigger-Stufe LVL1 erfüllen, aus der Zahl der aufgezeichneten LVL1-Ereignisse, dem Faktor DS (downscaling factor) und der Effizienz der Trigger-Stufe LVL2: $N_{events} = N^{LVL1} \cdot DS \cdot E_f^{LVL2}$ berechnet werden. Der Faktor DS ist 7, da jedes 7. LVL1-Ereignis erfasst wird.

Als zusätzliche Bedingung wird verlangt, dass alle LVL1-Ereignisse N^{LVL1} auch eine Spur in den Driftkammern vor dem Magnetfeld aufweisen. Diese weitere Auflage stellt sicher, dass eine Reaktion mit dem Target stattgefunden hat und die Triggerbedingung nicht durch elektronisches Rauschen erfüllt wurde. Die Zahl der untersuchten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionen bei 1 GeV pro Nukleon beträgt $N^{LVL1} = 155,6 \cdot 10^6$ (vgl. Kap. 4.1.2) und somit ist $N_{events} = 9,69 \cdot 10^8$.

5.5.2 Zahl der π^0 -Mesonen

Da mit dem HADES Detektorsystem keine Stoßparameter gemessen wurden, müssen die experimentellen Spektren und theoretischen Rechnungen auf die Zahl der neutralen Pionen

$$N_{\pi^0} = \frac{1}{3}N_{\pi} = \frac{1}{2}(N_{\pi^+} + N_{\pi^-}) , \quad (5.4)$$

die über die mittlere Anzahl geladener Pionen (N_{π^+} und N_{π^-}) bestimmt wird, normiert werden. Die geladenen Pionen werden mit dem HADES Detektorsystem nachgewiesen und in den vollen Raumwinkel (4π) extrapoliert. Gleichung 5.4 gilt, da das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ isospin¹-symmetrisch ist und die Beiträge der Zerfälle der η - und ω -Mesonen gering sind.

Die Abbildung 5.8(a) zeigt die transversale Massenverteilung (m_{\perp}) positiv geladener Pionen für verschiedene Rapiditätsbereiche sowohl für experimentelle Daten als auch für die mikroskopische Transportrechnung UrQMD (vgl. Anh. A). Deutlich wird, dass die Verteilungen von Experiment und Simulation gut übereinstimmen und dass mit dem HADES Detektorsystem geladene Pionen in einem großen Teil des Phasenraums nachgewiesen werden können. Die gemessene Winkelverteilung (s. Abb. 5.8(b)) zeigt eine Anisotropie der Form $\frac{dN}{d(\cos(\Theta_{cm}))} = 1 + A_2 \cdot \cos^2(\Theta_{cm})$ mit $\langle A_2 \rangle = 0,56$, was ebenfalls in UrQMD sichtbar ist [Aga08a]. Die Extrapolation nach 4π wird basierend auf UrQMD durchgeführt.

Tabelle 5.3 fasst die Multiplizität der Pionen pro Ereignis in der HADES-Akzeptanz sowie der Extrapolation zum vollen Raumwinkel (4π) für die Reaktionen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 und 2 GeV pro Nukleon zusammen. Für 1 GeV/u beträgt die Multiplizität geladener Pionen pro Reaktion $0,525 \pm 0,079$. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar und der systematische Fehler, der die Korrektur der Effizienz und Reinheit der Pionen sowie die auf UrQMD Simulationen basierende Extrapolation zum vollen Raumwinkel (4π) berücksichtigt, beträgt 15% (vgl. Abschn. 5.6). Die ermittelten Multiplizitäten stimmen gut mit Messungen der TAPS und KaoS (Kaonen Spektrometer) Kollaboration überein [Hol97] [Stu01].

¹Die Zahl der Protonen ist gleich der Zahl der Neutronen ($Z = N$).

Die mittlere Zahl der Partizipanten A_{part} , berechnet¹ mit einem geometrischen Modell kollidierender harter Kugeln und gemittelt über alle Stoßparameter [Cug81], beträgt für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen 6 (minimum bias). In der mit dem HADES Detektorsystem aufgezeichneten Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ist die Zahl der Partizipanten $A_{part} = 8,6$. Dies zeigt, dass der verwendete Trigger zentralere Reaktionen selektiert. Da für die Analyse der Pionen die gleichen Ereignisse wie für die Auswertung der Leptonen verwendet werden, wird implizit die Zentralitätsselektion des Triggers beachtet.

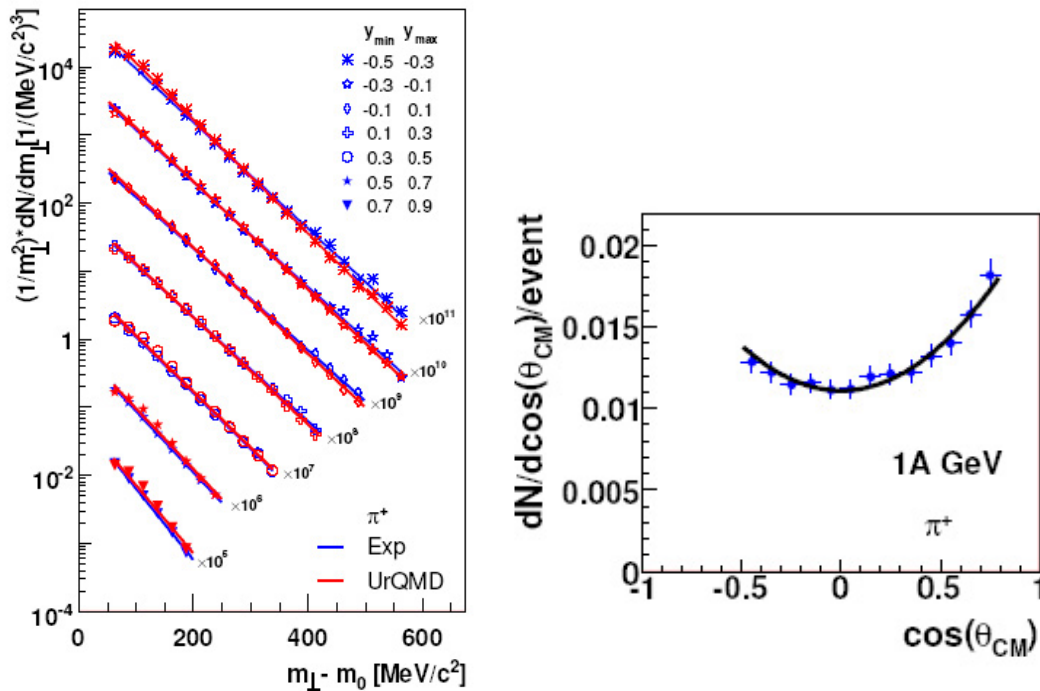
Unter Berücksichtigung oben genannter Punkte ergibt sich somit die folgende Normierung für die Zahl der gemessenen Elektron-Positron-Paare pro Massenintervall $\frac{dn}{dM_{ee}}$:

$$\frac{1}{N_{\pi^0}} \frac{dN}{dM_{ee}} = \frac{1}{N_{\pi^0} \cdot N_{events}} \cdot \frac{dn}{dM_{ee}} . \quad (5.5)$$

	N_{π^+}	N_{π^-}	$N_{\pi^+\pi^-}$ (HADES)	$N_{\pi^+\pi^-}$ (4π)	A_{part}	$\frac{N_{\pi^+\pi^-}(4\pi)}{A_{part}}$	$\langle b \rangle$ [fm]
1 GeV/u	0,36	0,38	0,37	$0,525 \pm 0,079$	8,6	$0,061 \pm 0,009$	3,0
2 GeV/u	0,76	0,78	0,77	$1,285 \pm 0,193$	8,4	$0,153 \pm 0,023$	3,2

Tabelle 5.3: Teilchenraten pro Reaktion: N_{π^+} , N_{π^-} und $N_{\pi^+\pi^-} = N_{\pi^0} = \frac{1}{2}(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$ in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen für geladene Pionen in der Akzeptanz des HADES Detektorsystems sowie nach Extrapolation zum vollen Raumwinkel (4π). A_{part} bezeichnet die Zahl der Partizipanten, $\langle b \rangle$ den Stoßparameter und $N_{\pi^0} = N_{\pi^+\pi^-}$. Der statistische Fehler ist vernachlässigbar, der systematische beträgt 15%.

¹Die mittlere Zahl der Partizipanten A_{part} lässt sich wie folgt berechnen: $A_{part}\sigma_{geo} = A_P\sigma_T + A_T\sigma_P$, wobei σ_{geo} den geometrischen Wirkungsquerschnitt (s. Gleichung 1.12), A_P und A_T die Massenzahl des Projektil- und Targetkerns, $\sigma_T \approx \pi R_T^2$ und $\sigma_P \approx \pi R_P^2$ die entsprechenden Nukleon-Kern Reaktionswirkungsquerschnitte bezeichnen. Für symmetrische Stoßsysteme ist $\sigma_{geo} = 4\sigma_T$ und folglich $A_{part} = \frac{1}{2}A$. Für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ mit $A = Z + N = 12$ ist A_{part} somit 6.



(a) Transversale Massenverteilung für positiv geladene Pionen (b) Polarwinkelverteilung für positiv geladene Pionen im Schwerpunktsystem (CM)

Abbildung 5.8: Verteilungen positiv geladener Pionen [Aga08a]. (a) Transversale Massenspektren für verschiedene Rapiditätsintervalle für experimentelle Daten und UrQMD Simulation. Die durchgezogenen Linien zeigen die aus einer oder zwei Exponentialfunktionen bestehenden Anpassungen an die Datenpunkte. (b) Für die Anpassung der Polarwinkelverteilung wurde die im Text angegebene Funktion verwendet. Die Verteilung beinhaltet nur Pionen mit einem Impuls von $0,2 < p_{cm} < 0,8 \text{ GeV}/c$.

5.6 Systematische Fehler

Der gesamte Fehler einer Messung setzt sich aus dem statistischen und dem systematischen Fehler zusammen. Der statistische Fehler wird durch Fluktuationen in den gemessenen Daten auf Grund der Zählstatistik hervorgerufen, der systematische Fehler durch die systematischen Unsicherheiten in der Analyse (Datenschnitte sowie entsprechende Korrekturen).

Die berücksichtigten Hauptbeiträge des systematischen Fehlers sind bedingt durch die Effizienz-Korrektur, die Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen und durch den kombinatorischen Untergrund. Im Nachstehenden sind die einzelnen Fehler aufgeführt, wobei die entsprechenden systematischen Fehler der Analyse des Datensatzes des Experimentes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei $2 \text{ GeV}/u$ in Klammern gesetzt sind:

- **Effizienz-Korrektur** (σ_{Eff}): Aus den systematischen Untersuchungen zur Konsistenz der Effizienzmatrizen wurde der maximale Fehler mit 20% (15%) bestimmt. Mehr Informationen hierzu sind in Anhang C.3 zu finden.
- **Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen** (σ_{π^0}): Der systematische Fehler der Analyse von geladenen Pionen beträgt 15% (15%) und beinhaltet die Korrektur der Effizienz und Reinheit der Pionen sowie die auf UrQMD Simulationen basierende Extrapolation zum vollen Raumwinkel (4π).
- **Kombinatorischer Untergrund** (σ_{CB}): Dieser Fehler wird aus dem Verhältnis des aus dem Mixed-Event- und dem Like-Sign-Verfahren bestimmten kombinatorischen Untergrundes (Mixed-Event und Like-Sign, vgl. Abschn. 5.2) ermittelt, d. h. er gibt an, wie gut der Mixed-Event-CB den Like-Sign reproduziert und beinhaltet auch die Unsicherheit der Normierung des Mixed-Event-CB auf den Like-Sign. Der Fehler macht maximal 10% (10%) aus.

Da die systematischen Fehler als unabhängig voneinander gelten, können diese quadratisch addiert werden, was ohne den Fehler der Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen $\sigma_{tot}^{sys} = \sqrt{\sigma_{Eff}^2 + \sigma_{CB}^2} = 22\%$ und mit $\sigma_{tot}^{sys} = \sqrt{\sigma_{Eff}^2 + \sigma_{CB}^2 + \sigma_{\pi^0}^2} = 27\%$ ergibt. Dies gilt für alle Massenbereiche.

Die entsprechenden Fehler der Auswertung der Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon lauten 18% [Sud07] und 23% und sind somit mit denen dieser Analyse vergleichbar. Die statistischen und systematischen Fehler werden getrennt angegeben.

5.7 Akzeptanz

Der Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Rechnungen soll innerhalb der geometrischen Akzeptanz des HADES Detektorsystems erfolgen, denn eine Extrapolation der gemessenen Dileptonen in den vollen Raumwinkel (4π) setzt Annahmen über die Winkelverteilungen der Leptonenpaare im nicht vermessenen Bereich voraus. Die Akzeptanz ist als die Wahrscheinlichkeit definiert, dass ein in der Kollision erzeugtes Teilchen durch alle Detektoren des HADES Spektrometers fliegt.

Die Akzeptanzmatrizen werden zusammen mit der Bestimmung der Effizienzmatrizen mittels UrQMD Simulationen und eingebetteten Elektronen und Positronen berechnet (vgl. 5.4). Der Impuls der eingebetteten Leptonen entspricht einer Rechteckfunktion im Intervall $0 < p < 2 \text{ GeV}/c$ und die Emission im θ und ϕ Winkelbereich ist isotrop. Die erzeugten Ereignisse werden durch HGEANT propagiert (s. Abschn. 4.2.1), wobei die Ablenkung eines Teilchens im Magnetfeld berücksichtigt wird. Als Funktion des Impulses und der Emissionswinkel θ und ϕ wird das Verhältnis der Spuren, die alle Detektoren durchqueren, zu den erzeugten Teilchenspuren, d. h. $\text{Akzeptanz}(p, \theta, \phi) = \frac{N_{akzept}^{p, \theta, \phi}}{N_{alle}^{p, \theta, \phi}}$, berechnet und in Form von dreidimensionalen

Matrizen abgespeichert. $N_{akzep}^{p,\theta,\phi}$ bezeichnet die Spuren, die alle Detektoren durchqueren und $N_{alle}^{p,\theta,\phi}$ steht für alle in der Simulation erzeugten Teilchen. Die Intervalle und Granularitäten wurden entsprechend den Effizienzmatrizen gewählt.

Die Abbildung 5.9 zeigt die Akzeptanz für Elektronen, gemittelt über alle Impulse und Sektoren als Funktion der Emissionswinkel θ und ϕ sowie die Projektionen der Akzeptanzmatrix als Funktion von ϕ , θ und p für Elektronen und Positronen. Die Akzeptanz als Funktion von ϕ beträgt maximal etwa 70% für Leptonen beider Polaritäten und fällt am Rand des Sektors stark ab. Die Wahrscheinlichkeit ein Lepton im HADES Detektorsystem nachzuweisen, ist bei hohen Polarwinkeln etwas größer als bei kleinen (vgl. Abschn. 3.1.4 und s. Abb. 5.9). Als Funktion des Impulses ist die Akzeptanz konstant, aber sinkt bei Impulsen $< 0,4$ GeV/c ab. Gemittelt über alle Impulse und Winkel ergibt sich eine Akzeptanz von 59% für einzelne Leptonen.

Die geometrische Akzeptanz für Paare A_{+-} wird wie die Effizienz für Paare aus dem Produkt der Akzeptanzen der beiden einzelnen Leptonen gewonnen. Die Elektron-Positron-Paare verfügen über 6 unabhängige Variablen (2 x 3er-Impulsvektoren): invariante Masse, Transversalimpuls, Rapidität, die Polarwinkelverteilung θ sowie die beiden Zerfallswinkel θ_i und ϕ_i des virtuellen Photons. Üblicherweise wird die Akzeptanzmatrix für Dileptonen in den Dimensionen invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität abgespeichert, wobei über die anderen Größen gemittelt wird. Die Abbildung 5.10 zeigt die resultierende Akzeptanz für Paare mit einem angewendeten Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° . Als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses ist die Akzeptanz recht stetig und sie verdeutlicht, in welchem Bereich des Phasenraums das HADES Detektorsystem Elektron-Positron-Paare nachweist. Die mittlere Akzeptanz beträgt 24%. Bei kleinen invarianten Massen ist eine deutliche Abhängigkeit vom Transversalimpuls sichtbar. Wegen des Schnitts auf den Öffnungswinkel ist die Akzeptanz für kleine invariante Massen und kleine Transversalimpulse gering.

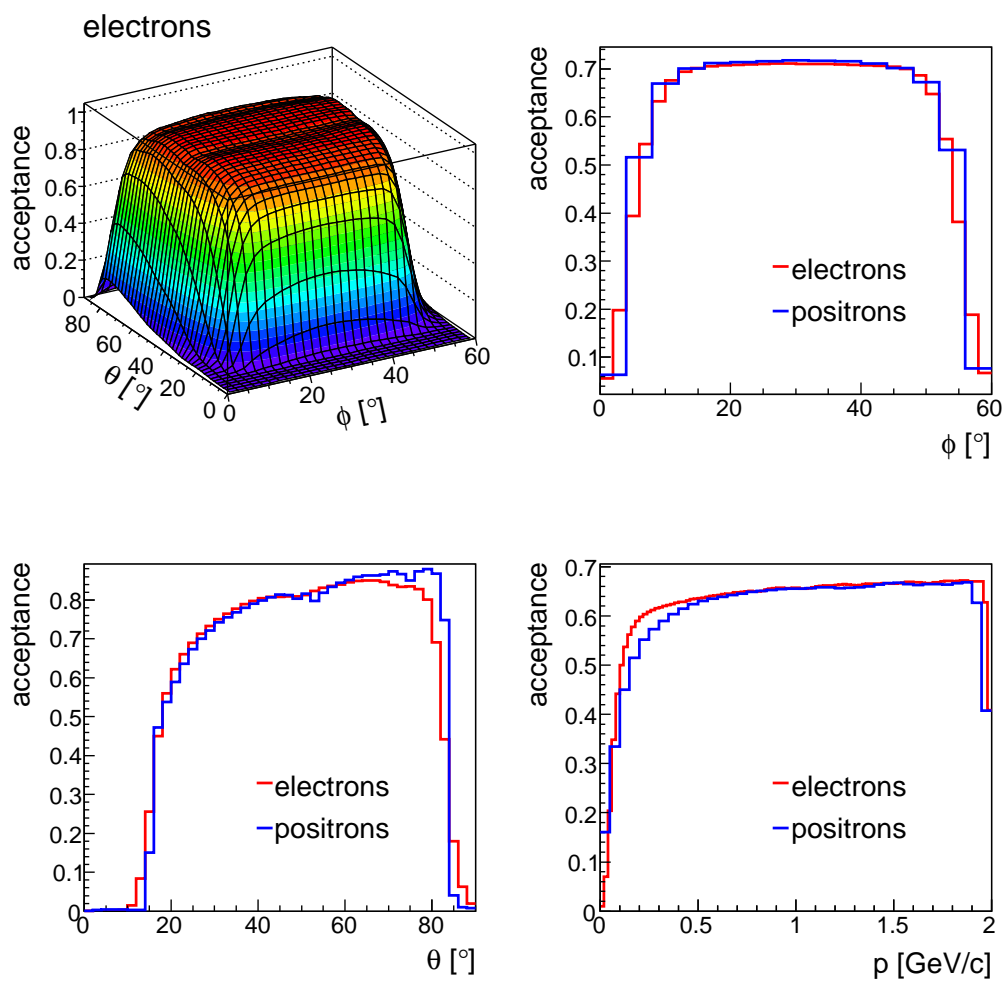


Abbildung 5.9: Über alle Impulse und Sektoren gemittelte Akzeptanz für Elektronen als Funktion der Emissionswinkel θ und ϕ sowie Projektionen der Akzeptanzmatrix als Funktion von ϕ und θ sowie des Impulses p für Elektronen und Positronen.

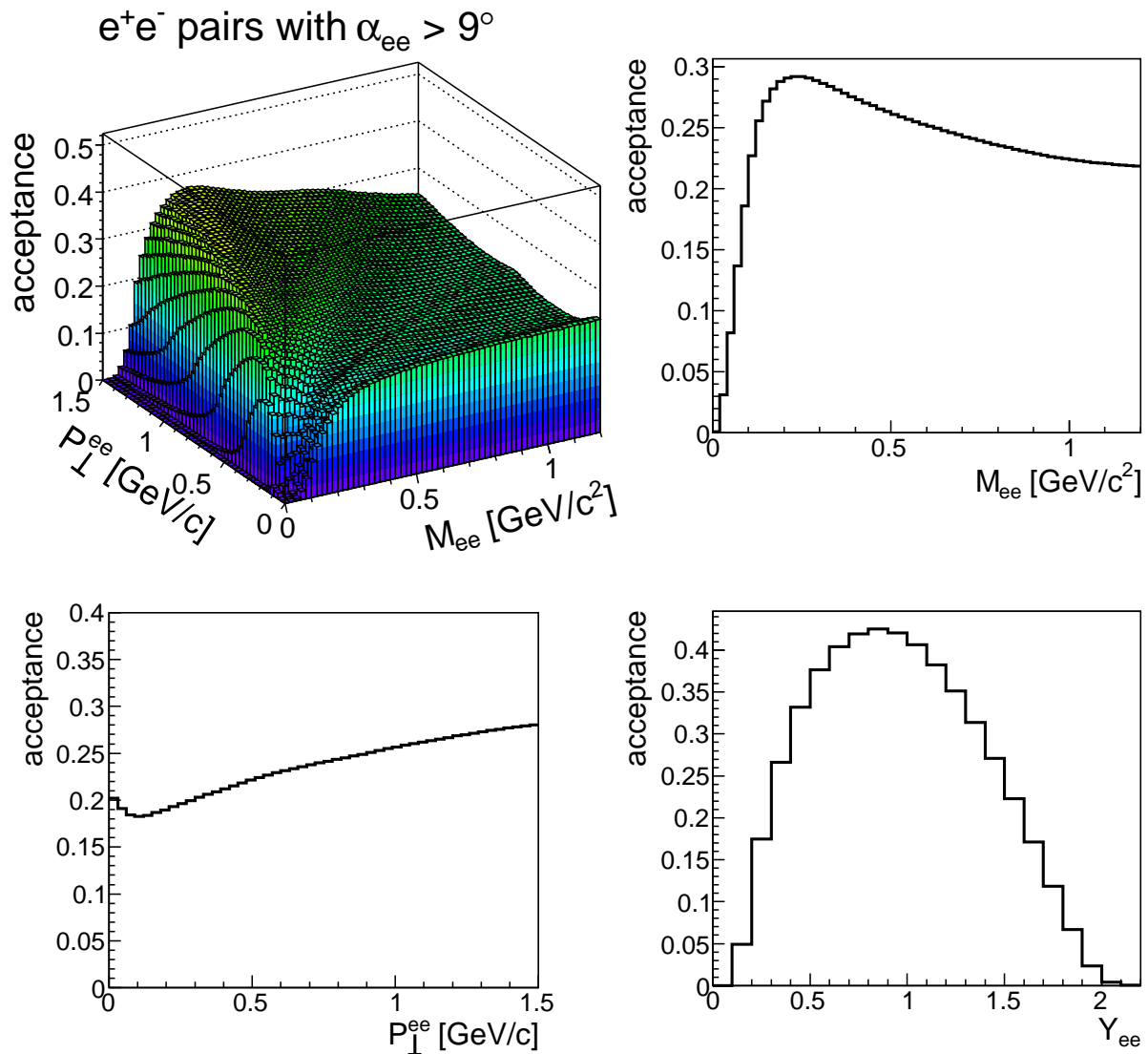


Abbildung 5.10: Akzeptanz für Elektron-Positron-Paare als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses sowie Projektionen der Akzeptanzmatrix als Funktion der invarianten Masse (M_{ee}), des Transversalimpulses (P_{\perp}^{ee}) und der Rapidität (Y_{ee}). Die Akzeptanzmatrix berücksichtigt den angewendeten Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° ($\alpha_{ee} > 9^\circ$).

Weiterhin müssen die Impulse der Teilchen aus den theoretischen Rechnungen mittels einer Impulsauflösungs-Funktion verschmiert werden, um die gleiche Impulsauflösung bzw. Massenauflösung wie im Experiment zu erhalten (vgl. Abschn. 4.2.2). Für die Analyse mit der Impulsbestimmung mittels der Kick-Plane-Methode lautet die entsprechende Parametrisierung $\frac{\Delta p}{p} = 3\% + 17\% \cdot p$ mit dem Impuls p in Einheiten von GeV/c. Für das Runge-Kutta-Verfahren ergibt eine Abschätzung der oberen Grenze der Impulsauflösung einen Wert von 3%.

Die Abbildung 5.11 zeigt den in Abschnitt 1.5 beschriebenen PLUTO Cocktail, nun gefiltert

mit der HADES-Akzeptanz und nach Anwendung der Impulsauflösungs-Funktion des Kick-Plane-Verfahrens. Die Filterung mit der HADES-Akzeptanz ändert die Form der Verteilungen der invarianten Masse der einzelnen Dileptonenquellen nicht, nur die Zählraten der einzelnen Dileptonenquellen sinken: auf 4,1% für π^0 , auf 13,5% für η , auf 9,9% für Δ , auf 28,1% für ρ , auf 30,2% für ω_{Direct} , auf 4,5% für ω_{Dalitz} und auf 4,2% für den gesamten Cocktail. Auf Grund der Applikation der Impulsauflösungs-Funktion ist der vorher sichtbare Peak des ω -Mesons aus dem direkten Zerfall verschmiert (vgl. Abb. 1.14). Auch in den experimentellen Daten ist wegen der gegebenen Impulsauflösung der Impulsbestimmung mittels Kick-Plane-Methode kein Peak zu erwarten. Wird zusätzlich der Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° für Paare verwendet, nimmt die Zählrate nur bei kleinen invarianten Massen ab (s. Abb. 5.11). Dieser PLUTO Cocktail kann dann nach entsprechender Normierung (s. Abschn. 5.5.2) mit den effizienzkorrigierten und normierten experimentellen Daten verglichen werden.

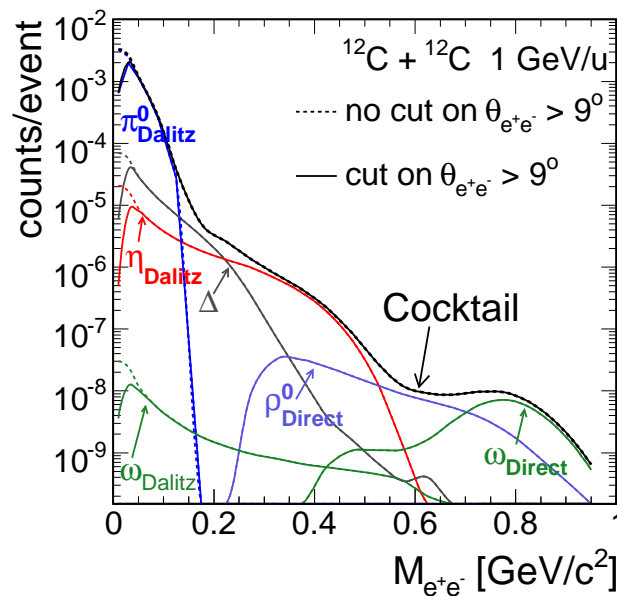


Abbildung 5.11: PLUTO Cocktail, gefiltert mit der HADES-Akzeptanz mit (durchgezogene Linien) und ohne (gestrichelte Linien) Anwendung des Schnitts auf den Öffnungswinkel von 9° (Das Spektrum ist nicht auf die Zahl der neutralen Pionen N_{π^0} normiert.)

5.8 Dielektronenspektren

In diesem Kapitel wurde dargestellt, wie erfolgreich der kombinatorische Untergrund (CB) mittels Selektionskriterien reduziert wird, während die Menge der wahren Elektron-Positron-Paare weitgehend erhalten werden kann (vgl. Abschn. 5.3). Als Funktion der invarianten Masse zeigt Abbildung 5.12 den effizienzkorrigierten CB, der bei kleinen invarianten Massen $\leq 0,2\text{GeV}/c^2$

aus dem Resultat des Like-Sign-Verfahrens und im Massenbereich oberhalb des π^0 -Mesons aus dem Ergebnis der Mixed-Event-Methode besteht (Hybridansatz, s. Abschn. 5.2). Die Abbildung 5.12 gibt auch die effizienzkorrigierte Verteilung aller e^+e^- Paare, die einen deutlichen Peak im Massenbereich des π^0 -Dalitz-Zerfalls aufweist und dann annähernd exponentiell abfällt, wieder. Alle in Abbildung 5.12 gezeigten Verteilungen sind entsprechend normiert (s. Abschn. 5.5) und zeigen nur statistische Fehler.

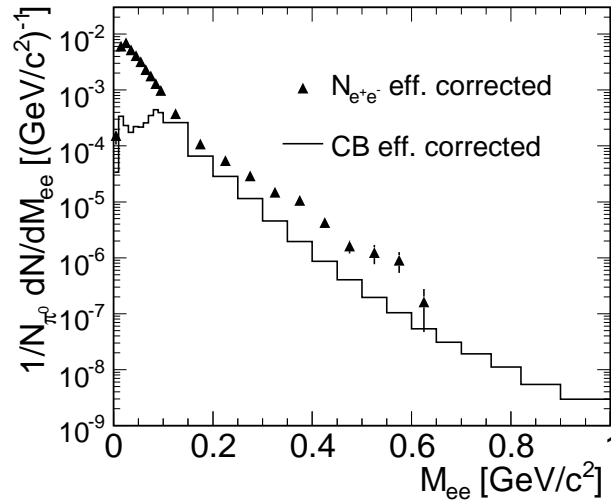


Abbildung 5.12: Ergebnis der Paaranalyse. Effizienzkorrigierte Spektren, $N_{e^+e^-}$ Verteilung und kombinatorischer Untergrund (CB) als Funktion der invarianten Masse. Die Spektren sind auf die Zahl der neutralen Pionen N_{π^0} normiert.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Arbeit dargestellt und diskutiert. Soweit wie möglich werden physikalische Informationen direkt aus den experimentellen Daten extrahiert. Dies beinhaltet den Vergleich der erzielten Resultate der Dielektronenproduktion in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei 1 GeV pro Nukleon mit den Messungen der DLS Kollaboration $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon sowie mit denen der HADES Kollaboration $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon. Die hier gezeigten Multiplizitäten der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon sind auf Grund einer neuen Abschätzung der Pionmultiplizität um 10% geringer als in [Aga07] und [Sud07]. Die verwendete Multiplizität ist in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Da viele verschiedene Dileptonenquellen zum Signal beitragen (vgl. Kap. 1), ist die physikalische Interpretation ohne die Gegenüberstellung von experimentellen Daten und einem Modell auf der Basis thermischer Quellen und/oder mikroskopischer Transportrechnungen nahezu unmöglich. Daher werden die Resultate der Messungen sowohl mit PLUTO Simulationen als auch mit IQMD und HSD Rechnungen verglichen.

6.1 Signal

Aufbauend auf den Resultaten in Kapitel 5 kann aus den Paaren mit ungleicher Ladung $N_{e^+e^-}$ und dem kombinatorischen Untergrund (CB) (s. Abb. 5.12) anhand von Gleichung 5.1 das Signal (wahre Elektron-Positron-Paare) bestimmt werden. Die Abbildung 6.1 zeigt dieses effizienzkorrigiert und normiert. Das Spektrum gibt die Zahl der Elektron-Positron-Paare pro emittierter π^0 -Mesonen als Funktion der invarianten Masse innerhalb der HADES-Akzeptanz wieder.

Die Effizienz-Korrektur (vgl. Abschn. 5.4) berücksichtigt die Ineffizienzen der Detektoren und der Analyse zur Rekonstruktion (inkl. Schnitte zur Teilchenidentifikation und Reduktion des CB). Die Verteilung ist auf die Zahl der untersuchten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionen und die mittlere Zahl der geladenen Pionen pro Ereignis $N_{\pi^0} = \frac{1}{2}(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$ normiert (s. Abschn. 5.5). Für den abzuziehenden CB wurde der Hybridansatz gewählt, d. h. bei kleinen invarianten Massen

$\leq 0,2 \text{ GeV}/c^2$ wird das Resultat des Like-Sign-Verfahrens und für $M_{ee} > 0,2 \text{ GeV}/c^2$ das der Mixed-Event-Methode verwendet (vgl. Kap. 5.2).

Das Signal zeichnet sich durch einen Peak im Massenbereich des π^0 -Dalitz-Zerfalls aus und fällt dann über mehr als 4 Größenordnungen annähernd exponentiell bis $M_{ee} = 0,65 \text{ GeV}/c^2$ ab, abgesehen von kleinen Erhebungen bei $M_{ee} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$. Die statistischen und systematischen Fehler sind eingezeichnet. Der systematische Fehler beträgt in allen Massenbereichen 22% und beinhaltet die Unsicherheiten der Subtraktion des CB und der Effizienz-Korrektur (s. Abschn. 5.6). Der Fehler in Höhe von 15%, der durch die Normierung des Spektrums auf die Zahl der π^0 -Mesonen hervorgerufen wird, ist nicht visualisiert. Mit steigender invarianter Masse nimmt der statistische Fehler zu. Die Binbreite im Histogramm wurde gemäß der vorhandenen Statistik in den entsprechenden Massenintervallen variabel gewählt.

Insgesamt werden für invariante Massen $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ 17780 und in dem Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,65 \text{ GeV}/c^2$ 648 Elektron-Positron-Paare nachgewiesen. Diese Aufteilung der Statistik an Dielektronen ist auf die Multiplizität und die dazugehörigen elektromagnetischen Verzweigungsverhältnisse zurückzuführen, d. h. π^0 -Dalitz-Zerfall und alle anderen Dileptonenquellen (s. Kap. 1). Die Multiplizität der Leptonenpaare pro emittierter π^0 -Mesonen beträgt $3,41 \cdot 10^{-6}$ für den Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ und $2,54 \cdot 10^{-8}$ für den Bereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,65 \text{ GeV}/c^2$.

Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis wird auch in Abbildung 6.1 wiedergegeben. Im Bereich des π^0 -Dalitz-Zerfalls kann dieses Verhältnis Werte bis 30 annehmen. Bei $0,1 - 0,15 \text{ GeV}/c^2$ ist das Minimum der Verteilung mit 0,5 zu finden. Bei höheren invarianten Massen steigt das Signal-zu-Untergrund Verhältnis wieder auf 5 an. In der vorliegenden Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ist die häufigste Dileptonenquelle das π^0 -Meson, das auch entsprechend viele Beiträge zum kombinatorischen Untergrund beisteuert (s. Abschn. 5.2.1). Dies führt zu einer hohen Anzahl von CB im Massenintervall bis $0,15 \text{ GeV}/c^2$. Die angewendeten Schnitte zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes wirken vor allem bei sehr kleinen invarianten Massen (vgl. Kap. 5.3), was sich im Verhältnis entsprechend widerspiegelt. Bei hohen invarianten Massen sinkt die Statistik der Dileptonenpaare. Der Untergrund ist hier aber gering, vor allem wegen des großen Öffnungswinkels bzw. hohen Impulses, der notwendig ist, um in diesem Massenbereich Einträge hervorzurufen. Generell ist zu sehen, dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund günstig ist. Die Dileptonen können somit sehr gut identifiziert werden. Im Vergleich zu $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1 GeV/u ist auch das Signal-zu-Untergrund Verhältnis der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u eingezeichnet. Der Verlauf der Verhältnisse beider Experimente ist sehr ähnlich, wobei das Verhältnis der 1 GeV/u Messung besser als das von 2 GeV/u ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon:

- die Teilchenmultiplizität geringer ist,
- das Selektionskriterium auf die Flugzeit zur Identifikation von einzelnen Leptonen nur 2σ (s. Abschn. 4.3.3) und nicht wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u 3σ [Sud07] weit ist,
- der Schnitt auf nicht vollständig rekonstruierte Spuren in dieser Analyse implementiert wurde.

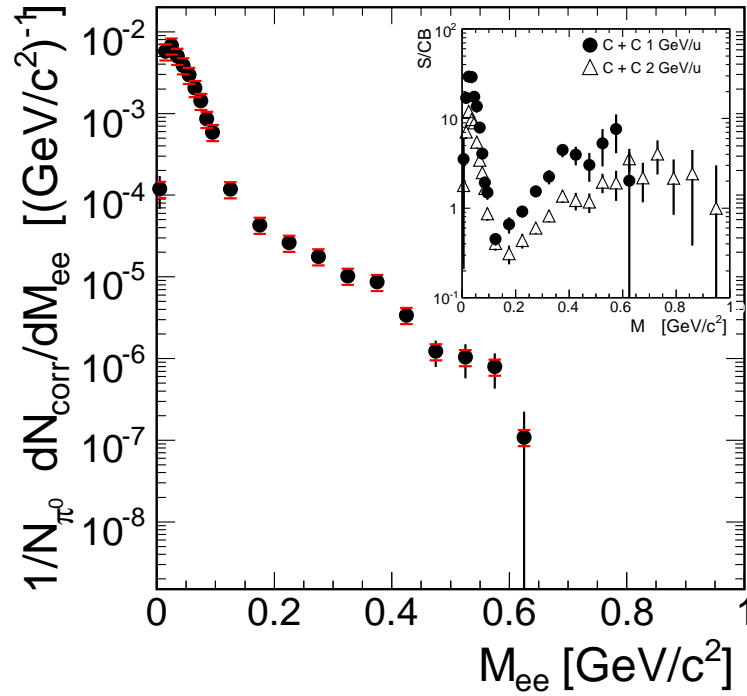


Abbildung 6.1: Effizienzkorrigierte und normierte invariante Massenverteilung mit statistischen und systematischen (horizontale rote Balken) Fehlern. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis der Messungen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 und 2 GeV pro Nukleon [Aga07] wird ebenfalls gezeigt.

Mit dem Impulsbestimmungs-Verfahren Runge-Kutta (derzeitige Massenaufösung im Bereich der ω -Polmasse $\approx 2\%$) werden ähnliche Ergebnisse erzielt wie die hier gezeigten Resultate der Analyse mit der Kick-Plane-Methode (entsprechende Massenaufösung $\approx 10,6\%$, s. Abschn. 4.2.2). Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis des Runge-Kutta-Verfahrens ist leicht besser, da bei der Auswertung zusätzlich die Informationen der Driftkammern hinter dem Magnetfeld verwendet werden. Die deutlich bessere Massenaufösung des Runge-Kutta-Verfahrens ist in dem hier gegebenen Datensatz nicht erforderlich, da keine schmale Resonanz (z. B. $\omega \rightarrow e^+e^-$) extrahiert werden muss (s. Abb. 6.1). Außerdem wird nicht erwartet, dass wegen der Produktion unterhalb der NN-Schwelle (s. Kap. 1.1) in der gegebenen Statistik des vorliegenden Datensatzes $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u schwere Teilchen nachgewiesen werden. Aus diesem Grund werden auch weiterhin nur die Ergebnisse der Kick-Plane-Methode präsentiert.

In den Abbildungen 6.2(a) und 6.2(b) sind die effizienzkorrigierten und normierten wahren Elektron-Positron-Paare als Funktion der Rapidity und des Transversalimpulses bei mittlerer Rapidity des Leptonenpaares dargestellt. Die statistischen und systematischen Fehler sind eingezeichnet. In 6.2(a) ist die mittlere Rapidity von $Y_{1/2} = 0,68$ gekennzeichnet.

Die Datenpunkte der Verteilungen der invarianten Masse, der Rapidity und des Transversalimpulses für alle Rapiditybereiche sind in Anhang E mit systematischen und statistischen Fehlern aufgeführt. Weiterhin sind die Datenpunkte der Rapidity- und Transversalimpulsspektren

für die invarianten Massenbereiche $< 0,15 \text{ GeV}/c^2$, $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ dort zu finden.

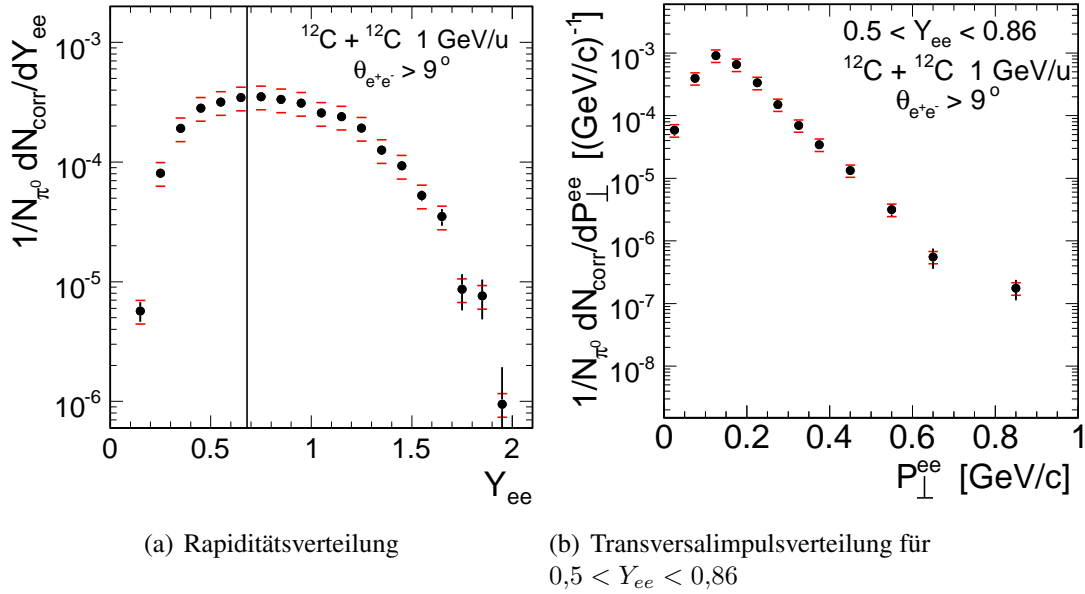


Abbildung 6.2: Effizienzkorrigierte und normierte Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilung für alle invarianten Massen. Die statistischen und systematischen Fehler sind dargestellt. In (a) ist die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ gekennzeichnet. (b) Die Transversalimpulsverteilung ist für den Rapiditätsbereich $\pm 0,17$ um die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ dargestellt. Im Wesentlichen trägt in beiden Verteilungen der π^0 -Dalitz-Zerfall bei (97%) (s. Abschn. 6.3).

6.2 Ergebnisse der HADES und DLS Kollaboration im direkten Vergleich - Das DLS Puzzle

Die Ergebnisse der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon, die von der DLS Kollaboration 1997 veröffentlicht wurden [Por97], konnten im Gegensatz zu den elementaren Reaktionen $p + p$ bei kleinen Projektilenergien und den Messungen am CERN nicht durch die verschiedensten Ansätze der theoretischen Modellrechnungen erklärt werden (vgl. Kap. 2). Teilweise wurde sogar die Richtigkeit der experimentellen Ergebnisse der DLS Kollaboration angezweifelt.

Um der Lösung dieses Puzzles näher zu kommen, werden nun die Resultate der in dieser Arbeit ausgewerteten Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon (im Folgenden auch HADES Daten genannt) mit den Ergebnissen des Experiments $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon der DLS Kollaboration verglichen. Ein direkter Vergleich ist allerdings nur möglich, wenn für beide Experimente derselbe Phasenraumbereich betrachtet wird. Daher sollen zunächst die Akzeptanzen der beiden Spektrometer einander gegenübergestellt werden.

Die Abbildung 6.3(a) zeigt die Häufigkeit der mit dem Eventgenerator PLUTO thermisch erzeugten π^0 -Dalitz-Zerfälle in der HADES-Akzeptanz als Funktion des Transversalimpulses P_{\perp}^{ee} und der Rapidität Y_{ee} (Höhenlinien).

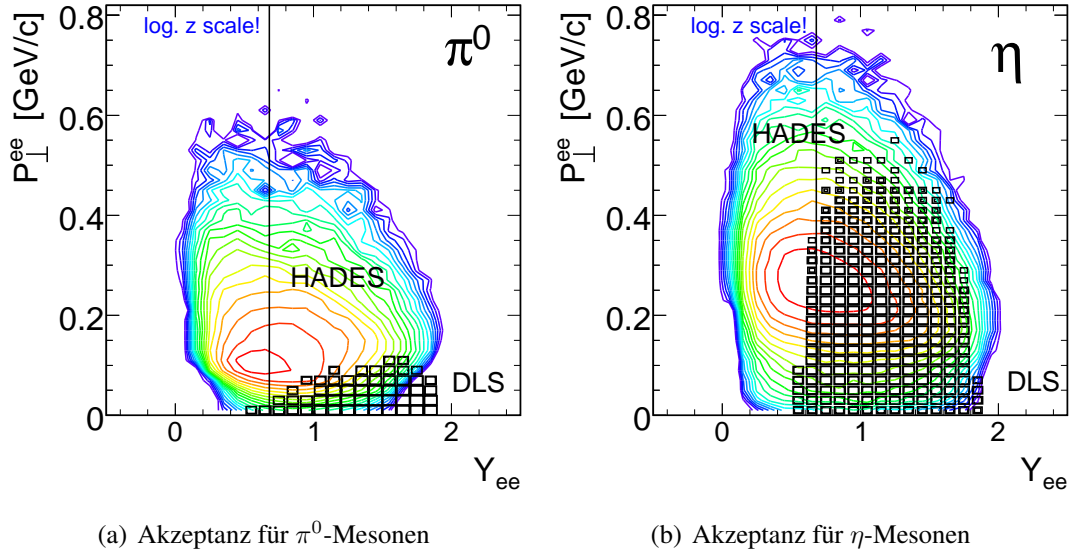


Abbildung 6.3: Vergleich der HADES- (Höhenlinien) mit der DLS-Akzeptanz (schwarze Rechtecke). Die senkrechte Linie in (a) und (b) kennzeichnet jeweils die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ für 1 GeV/u.

Es wird deutlich, dass mit dem HADES Detektorsystem die π^0 -Mesonen in einem großen Teil des Phasenraums nachgewiesen werden können. Die Akzeptanz von DLS für π^0 -Mesonen, die in Relation zum HADES Detektorsystem geringer ist, ist auch dargestellt (schwarze Rechtecke). Bei kleinen Transversalimpulsen und bei Vorwärts-Rapiditäten hat DLS eine etwas größere Akzeptanz. Dies betrifft Paare mit kleinen invarianten Massen, d. h. π^0 -Mesonen, und weniger den Massenbereich des η -Mesons (s. Abb. 6.3(b)). Beide Experimente weisen eine sehr gute Akzeptanz für η -Mesonen auf und die Akzeptanzen beider Spektrometer überlappen in einem großen Bereich des Phasenraums.

Dies spiegelt auch die Abbildung 6.4 wider. Sie zeigt den prozentualen Anteil der HADES Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon in der DLS-Akzeptanz, der im Massenbereich des π^0 -Mesons fast Null ist. Im Massenintervall des η -Mesons ($0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$) ist der Anteil der HADES Daten höher. Dieser beträgt bei $M_{ee} = 0,525 \text{ GeV}/c^2$ bis zu 97%. Integral gesehen macht der Anteil der HADES Daten in der DLS-Akzeptanz $\approx 1\%$ aus, was hauptsächlich durch den Bereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ beeinflusst wird.

Der Unterschied in der Akzeptanz beider Versuchsaufbauten im Bereich kleiner Transversalimpulse und der Vorwärts-Rapidität ist auf die Geometrie des DLS Spektrometers, die Verwendung eines Triggers auf Leptonenpaare bei DLS (effektiver Schnitt auf den Öffnungswinkel von 40°) und auf das bei HADES eingesetzte toroidale Magnetfeld zurückzuführen.

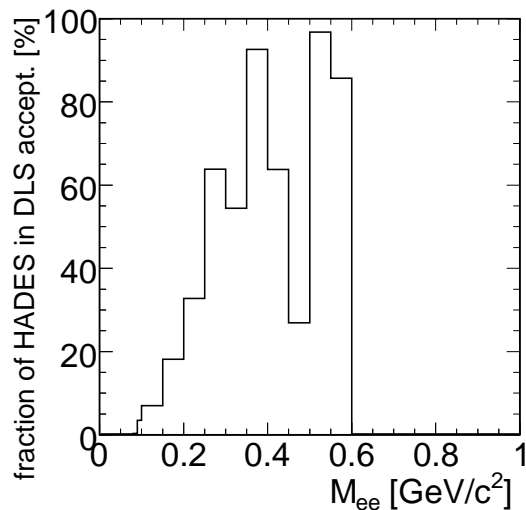


Abbildung 6.4: Anteil der gemessenen HADES Daten in der DLS-Akzeptanz.

6.2.1 Extrapolation der HADES Daten

Da die Akzeptanz des HADES Detektorsystems nicht vollkommen mit der Akzeptanz des DLS Spektrometers überlappt, müssen für einen direkten Vergleich der beiden Datensätze die Ergebnisse des HADES Experiments in den Bereich des Phasenraums, den DLS, aber nicht HADES abdeckt, extrapoliert werden. Neben der Extrapolation der HADES Daten in die Region kleiner Transversalimpulse und der Vorwärts-Rapiditäten müssen die von HADES gemessenen Multiplizitäten in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden, wie sie von der DLS Kollaboration entsprechend dargestellt werden (s. Abb. 2.9). Es kann nur ein direkter Vergleich mittels Extrapolation der experimentellen Daten durchgeführt werden, da Modellrechnungen Annahmen über Dileptonenquellen einbeziehen.

Die Akzeptanz des DLS Experiments für Elektron-Positron-Paare ist nur in Form von dreidimensionalen Matrizen in den Dimensionen invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität verfügbar. Daher muss die Extrapolation der HADES Daten in den vollen Raumwinkel (4π) ebenfalls in diesen Dimensionen stattfinden. Die Schritte sind wie folgt:

1. Projektion der effizienz- und akzeptanzkorrigierten Elektron-Positron-Paare in zweidimensionale Histogramme als Funktion des Transversalimpulses P_{\perp}^{ee} und der Rapidität Y_{ee} für verschiedene Massenbereiche. Die Akzeptanz-Korrektur bezeichnet hier die Korrektur der Akzeptanz innerhalb des Phasenraums, den das HADES Detektorsystem abdeckt. Diese ist nicht konstant als Funktion von invarianter Masse, Transversalimpuls und Rapidität (s. Abb. 5.10).
2. Anpassung zweidimensionaler Funktionen an die erzeugten Histogramme.
3. Verwendung der zweidimensionalen Funktionen, um in den verschiedenen Massenberei-

chen in den vollen Raumwinkel, vor allem in den Bereich kleiner Transversalimpulse und der Vorwärts-Rapidity, zu extrapolieren.

Auf Grund der geringen Statistik der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1 GeV/u werden nur zwei Massenintervalle, der Massenbereich des π^0 -Mesons $M_{ee} < 0,15\text{GeV}/c^2$ und der des η -Mesons $0,15\text{GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5\text{GeV}/c^2$, gewählt. Der Massenbereich des η -Mesons ist das Massenintervall, in dem die theoretischen Modelle die experimentellen Daten der DLS Kollaboration nicht erklären konnten (s. Abschn. 2.2).

Die ersten zwei Schritte der Extrapolation zeigen die Abbildungen 6.5(a) und 6.5(b). Dargestellt sind die effizienz- und akzeptanzkorrigierten Elektron-Positron-Paare als Funktion des Transversalimpulses P_{\perp}^{ee} und der Rapidity Y_{ee} für die beiden gewählten Massenbereiche.

An diese zweidimensionalen Verteilungen werden Funktionen mit den Bedingungen angepasst, so dass:

- dN/dY_{ee} Gauß-förmig und symmetrisch um die mittlere Rapidity ($Y_{1/2} = 0,68$ für 1 GeV pro Nukleon) ist.
- $1/P_{\perp}^{ee} dN/dP_{\perp}^{ee}$ fast thermisch verläuft, d. h. die Verteilung in guter Näherung exponentiell abfällt. Mit dem Eventgenerator PLUTO wurde überprüft, dass die experimentellen Daten hinreichend gut diesem Verlauf entsprechen. Allerdings müssen die Zerfallsprodukte einer thermischen Quelle nicht unbedingt ebenfalls thermisch verteilt sein [Hag83]. Bisher gibt es keine generelle analytische Beschreibung, wie die resultierende Phasenraumverteilung der Zerfallsprodukte aussieht. Wir benutzen daher die thermisch motivierte Näherung.
- nur wenige Anpassungsparameter verwendet werden.

Die Funktion

$$\frac{1}{P_{\perp}^{ee}} \frac{d^2N}{dP_{\perp}^{ee} dY_{ee}} = \exp[-c_0 - c_1 P_{\perp}^{ee} - c_2 (Y_{ee} - Y_{1/2})^2] \quad (6.1)$$

erfüllt diese Voraussetzungen. Welchen Effekt die Verwendung eines Faktors $\frac{1}{(P_{\perp}^{ee})^2}$ statt $\frac{1}{P_{\perp}^{ee}}$ in Gleichung 6.1 hat, wird später diskutiert. Die statistischen Fehler der experimentellen Daten werden beim Anpassen der Funktionen berücksichtigt und entsprechend in die Fehler der Anpassungsparameter und somit auch in den extrapolierten Datensatz einbezogen. Die resultierenden Modellverteilungen sind in den Abbildungen 6.5(a) und 6.5(b) rot eingezeichnet. Das reduzierte Chi-Quadrat¹ χ_r^2 beträgt $900/77=12$ für den Massenbereich $M_{ee} < 0,15\text{GeV}/c^2$ und für das Massenintervall $0,15\text{GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5\text{GeV}/c^2$ $\chi_r^2 = 85/77=1,1$. Das schlechte χ_r^2 für $M_{ee} < 0,15\text{GeV}/c^2$ kann vernachlässigt werden, da nur das Massenintervall $0,15\text{GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5\text{GeV}/c^2$ für den Vergleich der HADES Daten mit den DLS Daten hinsichtlich des DLS Puzzles von Interesse ist.

¹Das Chi-Quadrat χ^2 ist ein Maß für die Güte einer Anpassung. Das reduzierte Chi-Quadrat χ_r^2 ist der Quotient aus Chi-Quadrat und der Anzahl der Freiheitsgrade. Bestmöglich ist ein χ_r^2 von 1. Für eine gute Anpassung sollte das reduzierte Chi-Quadrat zumindest dieselbe Größenordnung aufweisen.

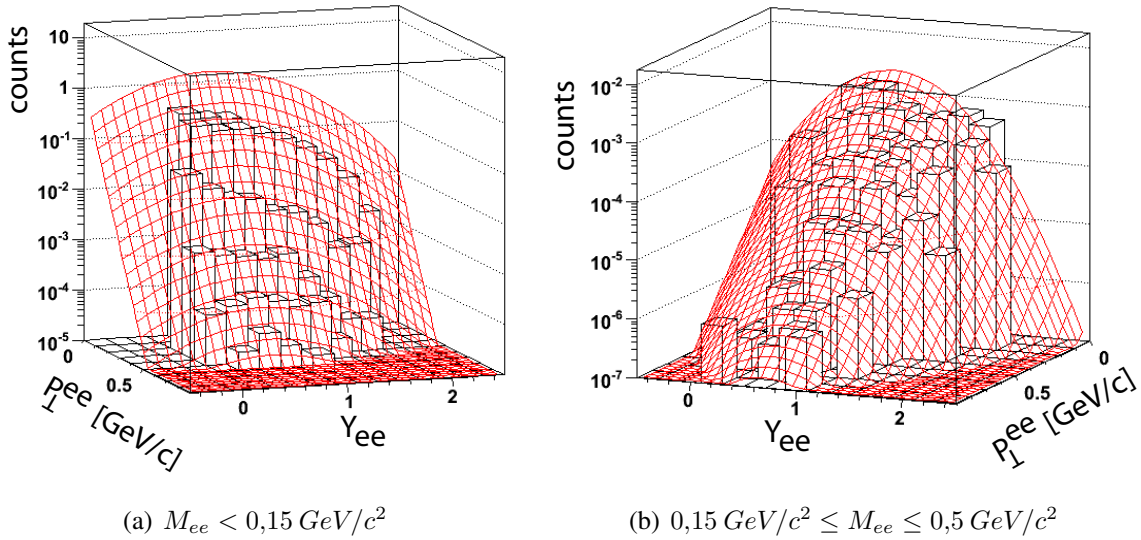


Abbildung 6.5: Effizienz- und akzeptanzkorrigierte Elektron-Positron-Paare als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität sowie die Anpassungsfunktionen zur Extrapolation der Daten.

Im dritten Schritt werden die Anpassungsfunktionen verwendet, um in den vollen Raumwinkel zu extrapolieren. Der systematische Fehler der Extrapolation wird abgeschätzt, indem die Anpassungsparameter innerhalb angemessener Limits ($\pm 1 \sigma$) variiert werden (s. Abschn. D.1). Der Unterschied in der Strahlenergie in Höhe von 0,04 GeV pro Nukleon zwischen den Messungen von HADES und DLS wird nicht korrigiert. Die höhere Energie im Fall von DLS bewirkt, dass etwa 5% mehr π^0 - und 25% mehr η -Mesonen erzeugt werden [Ave97] [Hol97].

6.2.2 Umrechnung der HADES Multiplizitäten

Mit dem HADES Detektorsystem werden in dieser Messung im Gegensatz zu DLS keine Wirkungsquerschnitte sondern Multiplizitäten vermessen. Daher müssen die in der HADES Messung aufgezeichneten Beiträge in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden, indem diese mit dem totalen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktionswirkungsquerschnitt von 900 mbarn bei 1 GeV pro Nukleon [She89] multipliziert werden. Außerdem bewirkt die verwendete Trigger-Stufe LVL1 eine Zentralitätsselektion, so dass die π^0 -Multiplizität pro Ereignis 0,525 statt 0,366 (minimum bias) beträgt (s. Abschn. 5.5.2). Auch dieses wird durch eine entsprechende Normierung korrigiert.

6.2.3 Vergleich der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon mit der DLS Messung

Der extrapolierte HADES Datensatz wird mit der DLS-Akzeptanz gefiltert und direkt mit den Ergebnissen der DLS Messung als Funktion der invarianten Masse, des Transversalimpulses und für Massen $M_{ee} > 0,45 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der Rapidität verglichen (s. Abb. 6.6(a), 6.6(b) und 6.7(a)). Die Ergebnisse beider Experimente stimmen sehr gut in allen Observablen überein. Dies zeigt auch der Quotient aus dem extrapolierten HADES Datensatz in der DLS-Akzeptanz und den DLS Daten als Funktion der invarianten Masse (s. Abb. 6.7(b)). Integral gesehen sind die Ergebnisse beider Messungen im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ innerhalb von 10% kongruent. Bei höheren invarianten Massen steigt auf Grund der geringen Statistik der statistische Fehler stark an. Die größten Abweichungen sind im Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ zu finden. Der prozentuale Anteil der HADES Daten in der DLS-Akzeptanz ist in diesem Intervall fast Null (s. Abb. 6.3(a) und 6.4). Hauptsächlich tragen hier die Daten aus der Extrapolation ($\approx 90\%$) bei und entsprechend groß ist der systematische Fehler der Hochrechnung.

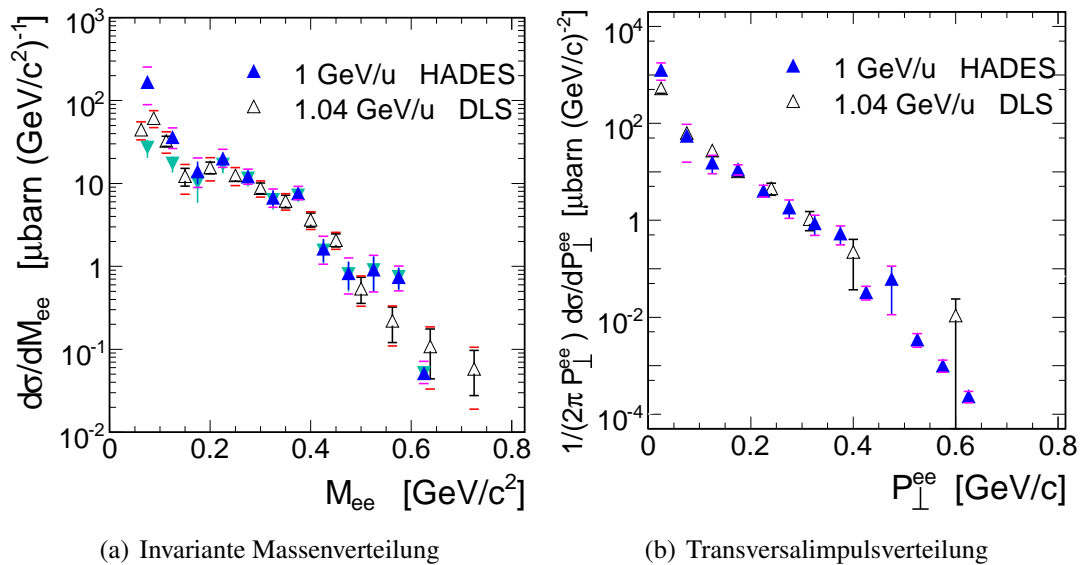
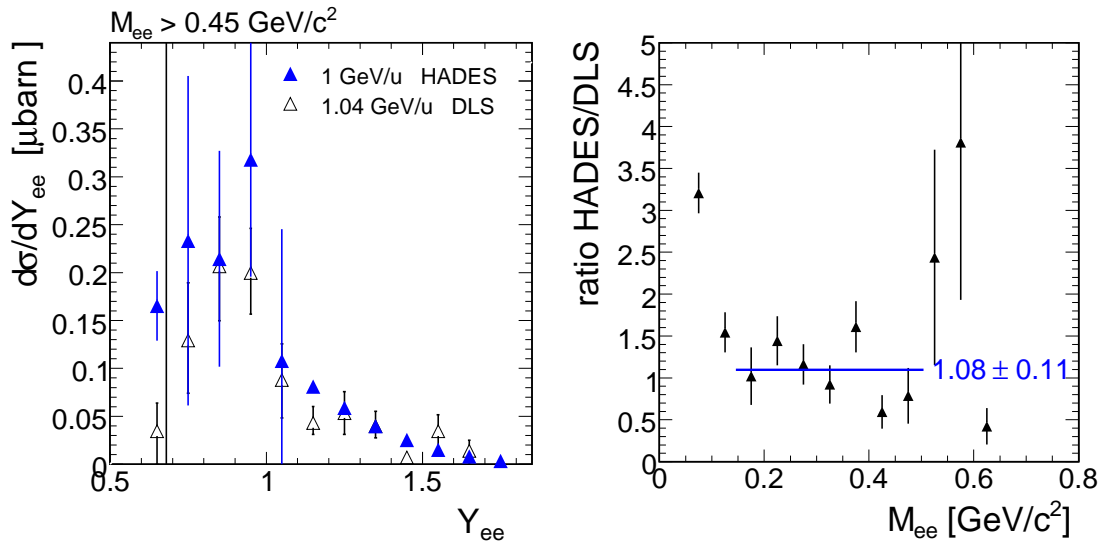


Abbildung 6.6: Vergleich des extrapolierten HADES Datensatzes in der DLS-Akzeptanz mit den DLS Resultaten [Por97] [DLS97]. Für die DLS Daten sind die statistischen und systematischen Fehler (für die P_{\perp}^{ee} -Verteilung nur statistische) eingezeichnet. An den einzelnen HADES Datenpunkten sind die systematischen Fehler der Extrapolation durch horizontale magentafarbene Balken markiert. Für die DLS Daten wird erwartet, dass der systematische Fehler für Transversalimpulse $< 0,2 \text{ GeV}/c$ groß ist [Mat07]. Die Fehler der Normierungen in Höhe von 20% für HADES und 30% für DLS sind nicht dargestellt. In (a) ist zusätzlich die Verwendung von $\frac{1}{(P_{\perp}^{ee})^2}$ in Gleichung 6.1 markiert (umgedrehte Dreiecke).

Um den Einfluss der Hochrechnung genauer zu untersuchen, wird in Gleichung 6.1 $\frac{1}{P_{\perp}^{ee}}$ durch $\frac{1}{(P_{\perp}^{ee})^2}$ ersetzt. Dies hat zur Folge, dass die an die erzeugten zweidimensionalen Histogramme angepassten Funktionen (Modellverteilungen) schneller abfallen und somit die Beiträge der Extrapolation geringer sind. Welchen Einfluss dies auf die resultierende invariante Massenverteilung hat, ist in Abbildung 6.6(a) durch die umgedrehten Dreiecke gekennzeichnet. Es ist nur ein Unterschied im Bereich des π^0 -Mesons sichtbar, in dem die Extrapolation maximal ist. Im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$, d. h. im Massenbereich des η -Mesons, sind fast keine Unterschiede zwischen beiden Parametrisierungen der Extrapolation sichtbar. In diesem Massenintervall beträgt die Extrapolation $\leq 25\%$. Das χ^2 der Anpassungen mit $\frac{1}{(P_{\perp}^{ee})^2}$ ist um 10% geringer als das mit $\frac{1}{P_{\perp}^{ee}}$, d. h. das χ^2 der Fits bevorzugt keine der beiden Parametrisierungen eindeutig.



(a) Vergleich der HADES mit den DLS Daten als Funktion der Rapidität (b) Quotient aus extrapoliertem HADES Datensatz in der DLS-Akzeptanz und den DLS Daten

Abbildung 6.7: (a) Vergleich des extrapolierten HADES Datensatzes in der DLS-Akzeptanz mit den DLS Ergebnissen [DLS97] als Funktion der Rapidität für invariante Massen $M_{ee} > 0,45 \text{ GeV}/c^2$. Dargestellt sind nur statistische Fehler. Die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ für 1 GeV/u ist eingezeichnet (senkrechte Linie). (b) Quotient aus dem extrapolierten HADES Datensatz in der DLS-Akzeptanz und den DLS Daten als Funktion der invarianten Masse. Zur Berechnung des Verhältnisses wurde für beide Verteilungen in Abbildung 6.6(a) das gleiche Binning gewählt.

Zusammengefasst bestätigen somit die in dieser Arbeit erzielten Resultate der Auswertung der HADES Messung die DLS Daten innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten, vor allem im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$. Somit sind die DLS Ergebnisse verifiziert, aber die Diskrepanz zwischen den DLS Daten und den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen theoretischen Modellen bleibt bestehen.

Es stellt sich deswegen umso zwingender die Frage nach dem Ursprung des Überschusses (vgl. Kap. 2.2). Hierbei spielen neuere Transportrechnungen und Messungen elementarer Reaktionen eine Schlüsselrolle (s. Abschn. 6.5.2 und 6.6).

6.3 Vergleich der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon mit dem Modell PLUTO

Da Dileptonen kontinuierlich zu allen Zeiten der Schwerionenkollision emittiert werden können, ist das invariante Massenspektrum (s. Abb. 6.1) die Superposition aller Dileptonenquellen (vgl. Kap. 1). Somit müssen theoretische Rechnungen zum besseren Verständnis der physikalischen Observablen (invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität) herangezogen werden. So lässt sich z. B. der Anteil der Elektron-Positron-Paare, die direkt aus dem Feuerball heraus emittiert werden, ermitteln. Im nächsten Schritt wird gezeigt, wie die mikroskopischen Transportrechnungen und ein Modell mit thermischer Impulsverteilung die experimentellen Resultate beschreiben. Zunächst werden die gemessenen Daten dem einfachen PLUTO Cocktail (vgl. Kap. 1.5) gegenübergestellt.

Die Abbildung 6.8 vergleicht die effizienzkorrigierten und normierten Elektron-Positron-Paare als Funktion der invarianten Masse mit dem in Abschnitt 5.7 mit der HADES-Akzeptanz gefilterten PLUTO Cocktail für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1 GeV pro Nukleon (s. Abb. 5.11). Die Impulse wurden entsprechend der Auflösung des Experiments verschmiert. Die resultierenden Spektren sind auf die Zahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis normiert. Details zum Eventgenerator PLUTO, wie Multiplizitäten der Mesonen und Winkelverteilungen für die vorliegende Rechnung, sind in Abschnitt 1.5 zu finden.

Zunächst soll der Beitrag an Dileptonen aus dem Zerfall von Hadronen im Vakuum nach dem chemischen und thermischen Ausfrieren des Feuerballs (s. Kap. 1) mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Die Quellen, die hier beisteuern, sind π^0 -, η - und ω -Mesonen und diese sind im Cocktail A zusammengefasst (s. Abb. 6.8). Im Massenbereich des Dalitz-Zerfalls des π^0 -Mesons stimmt die PLUTO Rechnung mit den experimentellen Daten sehr gut überein. Dies sollte auch auf Grund der gewählten Normierungsmethode beider Spektren auf die π^0 -Multiplizität (s. Abschn. 5.5.2) der Fall sein, wenn in PLUTO die richtige Modellierung der Phasenraumverteilung des π^0 -Mesons implementiert ist und die Beiträge anderer Dileptonenquellen gering sind. Im Bereich $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ dagegen unterschätzt der Cocktail A die experimentellen Daten deutlich.

Neben dem η -Meson werden hier natürlich weitere Beiträge aus Zerfällen von kurzlebigen Resonanzen aus der frühen Phase der Kollision, hauptsächlich Δ -Resonanz und ρ -Meson, erwartet. Schematisch sind die Anteile dieser Zerfälle in PLUTO implementiert (vgl. Abschn. 1.5). Eine ausführliche Analyse zeigt, dass im Modell PLUTO der Beitrag der Dalitz-Zerfälle schwererer baryonischer Resonanzen ($N^*(1520)$, $N^*(1535)$, usw.) in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u unbedeutend ist. Die Summe aller Dileptonenquellen gibt Cocktail B (Cocktail A + Δ + ρ), der in Abbildung 6.8 als gestrichelte Linie eingezeichnet ist, wieder. Der Anteil des PLUTO

Cocktails oberhalb von $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ ist leicht angestiegen, aber die experimentellen Daten können immer noch nicht reproduziert werden, und ein großer Überschuss ist sichtbar.

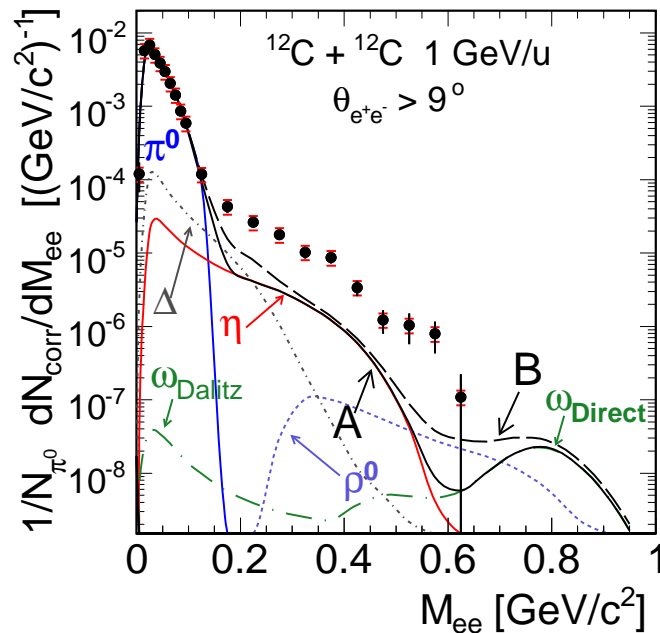
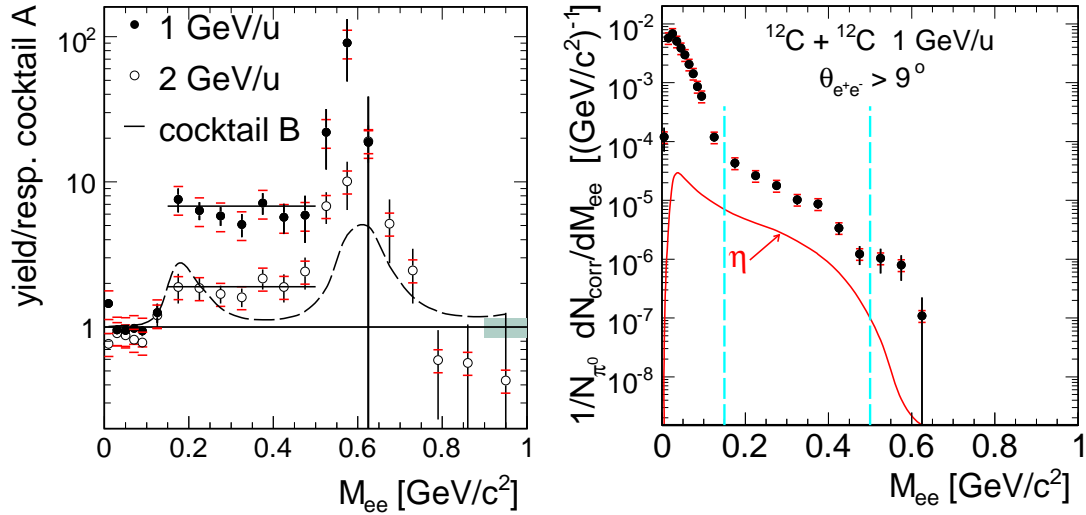


Abbildung 6.8: Effizienzkorrigierte und normierte invariante Massenverteilung der Elektron-Positron-Paare im Vergleich zu den einzelnen Dileptonenquellen des Modells PLUTO. Die statistischen und systematischen Fehler der experimentellen Daten sind eingezeichnet. Die Unsicherheit der Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen in Höhe von 15% (s. Abschn. 5.5) ist nicht eingezeichnet. Der Cocktail A bezeichnet die Mesonen π^0 , η und ω und der Cocktail B beinhaltet zusätzlich die kurzlebigen Resonanzen Δ und ρ .

Der Quotient aus experimentellen Daten und Cocktail A verdeutlicht den Überschuss (s. Abb. 6.9(a)). Das Verhältnis beträgt 1 bis $M_{ee} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$, da hier der Dalitz-Zerfall des π^0 -Mesons dominiert. Oberhalb dieses Massenbereichs spiegelt der Quotient wider, um welchen Faktor der PLUTO Cocktail A die experimentellen Daten unterschätzt, d. h. wie viele Anteile an Prozessen der PLUTO Cocktail A nicht berücksichtigt. Ebenfalls ist das Verhältnis des PLUTO Cocktails B zu Cocktail A sowie das der Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u zum entsprechenden PLUTO Cocktail A [Aga08c] eingezeichnet. Der Verlauf der Verhältnisse beider Reaktionen ist qualitativ sehr ähnlich.

Oberhalb von $M_{ee} = 0,5 \text{ GeV}/c^2$ steigt die Verteilung stark an, die bei etwa $M_{ee} = 0,6 \text{ GeV}/c^2$ ein Maximum hat. Der Anstieg in diesem Bereich ist darauf zurückzuführen, dass im Cocktail A in dieser Region keine Beiträge vorhanden sind. Somit ist die Erhöhung künstlich, d. h. eine Folge des gewählten Referenzspektrums A. In diesem Massenbereich zwischen dem η -Meson und der Polmasse des ω -Mesons wird erwartet, dass die zu kleinen invarianten Massen abfallende Flanke der breiten Resonanz ρ wegen des zur Verfügung stehenden Phasenraums dominiert.

Der Cocktail B für 1 GeV/u, der die Δ - und ρ -Resonanz beinhaltet, zeigt relativ zum Cocktail A einen höheren Beitrag. Dieser liegt allerdings auch, wie das Verhältnis in Abbildung 6.9(a) (gestrichelte Linie) darlegt, fernab die experimentellen Daten zu beschreiben.



(a) Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A

(b) Vergleich mit dem η -Dalitz-Zerfall

Abbildung 6.9: (a) Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A als Funktion der invarianten Masse. Das kleine graue Kästchen spiegelt für gemessene Daten den systematischen Fehler der Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen in Höhe von 15% wider. Die Faktoren F sind im invarianten Massenbereich $0,15 - 0,5 \text{ GeV}/c^2$ durch die waagerechten Linien gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt den Quotienten aus Cocktail B und A für die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u. Die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 2 GeV/u Daten stammen aus [Aga08c]. (b) Vergleich gemessener Daten mit η -Dalitz-Zerfall, dessen Multiplizität durch Daten festgelegt ist [Ave97].

Der Quotient der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ist generell höher als der von 2 GeV/u, d. h. die relative Erhöhung der experimentellen Daten ist im Vergleich zu den hadronischen Quellen im Vakuum in diesem Fall sehr viel stärker. Bei $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ hat der Überschuss ein fast konstantes Verhalten (Plateau). Dies kann ausgenutzt werden, um den Überschuss zu quantifizieren. Die Strategie der Quantifizierung der Erhöhung beruht auf der Tatsache, dass die η -Produktion gut vermessen wurde [Hol97] [Ave97]. Unter Berücksichtigung des Verzweungsverhältnisses für den Dalitz-Zerfall ($\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$) ergibt sich das invariante Massenspektrum des η -Mesons in Abbildung 6.9(b).

Die Berechnung des Überschusses wird definiert als Faktor

$$F = \text{Yield}_{\text{total}} / \text{Yield}_{\text{eta}} , \quad (6.2)$$

wobei

$$\text{Yield}_{\text{total}} = \int_{0,15 \text{ GeV}/c^2}^{0,5 \text{ GeV}/c^2} \frac{dN_{\text{gemessen}}}{dM} dM \quad (6.3)$$

die Summe aller gemessenen Elektron-Positron-Paare und $Yield_{eta}$ entsprechend die Dileptonen aus dem η -Dalitz-Zerfall bezeichnen. Die ermittelten Überschuss-Faktoren F sind für beide Messungen durch die horizontalen Linien in Abbildung 6.9(a) gekennzeichnet. Für die Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u beträgt $F(1,0) = Yield_{total}(1,0)/Yield_{eta}(1,0) = 6,8 \pm 0,6(stat) \pm 1,3(sys) \pm 2,0(\eta)$ und für 2 GeV/u $F(2,0) = Yield_{total}(2,0)/Yield_{eta}(2,0) = 1,9 \pm 0,2(stat) \pm 0,3(sys) \pm 0,3(\eta)$ [Aga07]. Angegeben sind der statistische und systematische Fehler sowie der Fehler, der durch die Unsicherheit in der gemessenen Multiplizität des η -Mesons hervorgerufen wird (vgl. Kap. 1.5). Die Tabelle 6.1 fasst die Überschuss-Faktoren sowie die entsprechenden Unsicherheiten zusammen.

Unter der Annahme, dass die Überschuss-Paare in dem Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ eine ähnliche Phasenraumverteilung aufweisen wie die Dileptonen aus dem Dalitz-Zerfall des η -Mesons, kann der für die DLS Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1,04 GeV/u berechnete Faktor F mit HADES verglichen werden. Diese Hypothese ist notwendig, da die geometrische Akzeptanz von HADES nicht mit der Akzeptanz des DLS Experiments identisch ist (vgl. Abschn. 6.2). Aus den DLS Daten und dem entsprechenden mit der DLS-Akzeptanz gefilterten PLUTO Cocktail (Beiträge aus dem Dalitz-Zerfall des η -Mesons) erhält man:

$$F(1,04) = Yield_{total}(1,04)/Yield_{\eta}(1,04) = 6,5 \pm 0,5(stat) \pm 2,1(sys) \pm 1,9(\eta) \text{ (s. auch Tabelle 6.1).}$$

Auch dieses DLS Ergebnis stimmt gut mit der HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon überein.

Die Energieabhängigkeit dieser Überschuss-Paare wird in Abschnitt 6.4 detaillierter analysiert.

$E_b[\text{GeV}/u]$	$F = Yield_{total}/Yield_{eta}$	$N_{excess}[10^{-6}]$
1,0 (HADES)	$6,8 \pm 0,6(stat) \pm 1,3(sys) \pm 2,0(\eta)$	$6,8 \pm 0,7(stat) \pm 1,5(sys) \pm 0,3(\eta)$
2,0 (HADES)	$1,9 \pm 0,2(stat) \pm 0,3(sys) \pm 0,3(\eta)$	$18 \pm 4(stat) \pm 7(sys) \pm 4(\eta)$
1,04 (DLS)	$6,5 \pm 0,5(stat) \pm 2,1(sys) \pm 1,9(\eta)$	$8,4 \pm 0,7(stat) \pm 3,0(sys) \pm 0,3(\eta)$

Tabelle 6.1: Überschuss-Faktoren F und Multiplizität des Überschusses N_{excess} (s. Abschn. 6.4) in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der Strahlenergie E_b . Angegeben sind jeweils der statistische und systematische Fehler sowie der Fehler in der Unsicherheit der gemessenen Multiplizität des η -Mesons.

Eine differentielle Analyse der Daten hinsichtlich der Observablen Transversalimpuls und Rapidität des Leptonenpaares ermöglicht, zusätzliche Informationen über die einzelnen Dileptonenquellen zu erhalten. Die physikalischen Größen werden in den invarianten Massenbereichen $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ und $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ dargestellt, da ansonsten die Spektren durch die hohe Statistik an π^0 -Dalitz-Zerfällen ihre Aussagekraft hinsichtlich anderer Quellen verlieren. Vor allem ist es so möglich, die physikalische Natur des Überschusses im Massenbereich des η -Mesons weiter zu erforschen. Die Abbildungen 6.10(a) und 6.10(b) zeigen für beide Massenintervalle die experimentell gemessenen Transversalimpulsverteilungen P_{\perp}^{ee} der Leptonenpaare im Vergleich zum PLUTO Cocktail. Im Massenbereich

$M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ stimmen für Transversalimpulse $P_{\perp}^{ee} < 0,6 \text{ GeV}/c$ die experimentellen Daten und der hadronische Cocktail sowohl in der Multiplizität als auch in der Steigung gut überein. In diesem Bereich dominiert wie erwartet der π^0 -Dalitz-Zerfall. Im Gegensatz dazu zeigt der andere Massenbereich einen starken Überschuss im Vergleich zum erwarteten hadronischen Cocktail. Dies betrifft sowohl den Cocktail bestehend aus den hadronischen Zerfällen im Vakuum (Cocktail A) als auch den, der zusätzlich die kurzlebigen Resonanzen Δ und ρ beinhaltet (Cocktail B). Auch die Form der Verteilungen unterscheiden sich. Das Maximum des Modells (Cocktail B) liegt etwa $0,05 \text{ GeV}/c$ höher als das der experimentellen Daten. Ebenso sind die Steigungen der Spektren verschieden. Eine Anhebung der Multiplizität der Komponenten Δ und ρ um die Faktoren 2,5 und 14 würde eine Beschreibung der Form ermöglichen. Dies gilt jedoch hinsichtlich des ρ -Mesons als unwahrscheinlich.

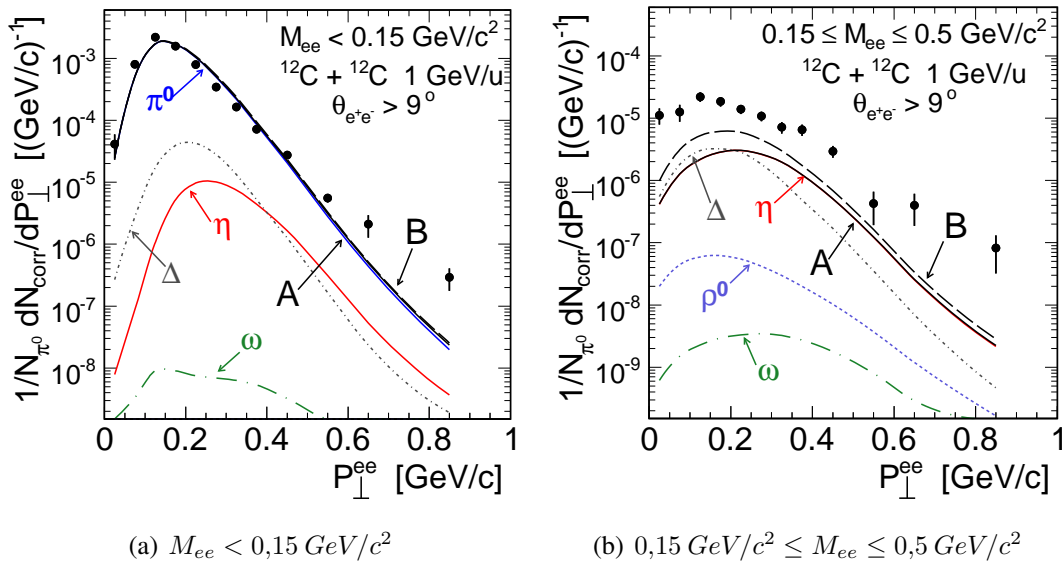


Abbildung 6.10: Vergleich experimenteller Daten mit dem PLUTO Cocktail als Funktion des Transversalimpulses.

Um die Erhöhung als Funktion des Transversalimpulses zu quantifizieren, wird analog zu der Abbildung 6.9(a) das Verhältnis experimenteller Daten zum PLUTO Cocktail A gebildet. Der resultierende Quotient für die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV/u ist auch in Abbildung 6.11 dargestellt. Der Überschuss in den 2 GeV/u Daten ist konstant als Funktion des Transversalimpulses und zeigt nur bei sehr kleinen P_{\perp}^{ee} einen Anstieg. Allerdings ist hier das Signal-zu-Untergrund Verhältnis schlecht. Die Ergebnisse der Messung 1 GeV/u mit einem sehr guten Signal-zu-Untergrund Verhältnis zeigen im Vergleich zum PLUTO Cocktail A eine P_{\perp}^{ee} Abhängigkeit. Die Erhöhung nimmt bei kleinen P_{\perp}^{ee} stark zu. Bei höheren Transversalimpulsen $P_{\perp}^{ee} > 0,6 \text{ GeV}/c$ ist eine Aussage zum Verhältnis wegen der hohen statistischen Fehler schwierig (s. Abb. 6.10(b)).

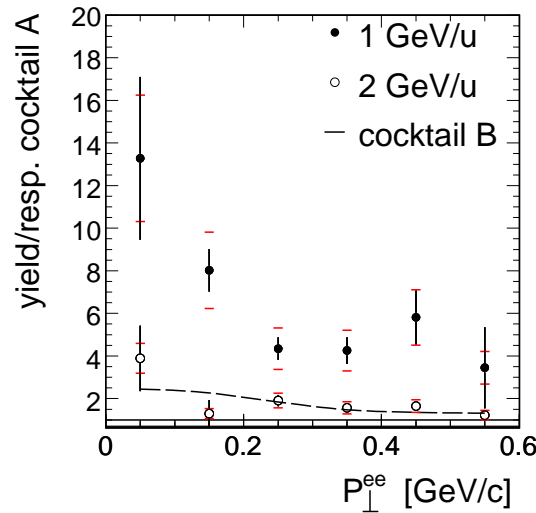
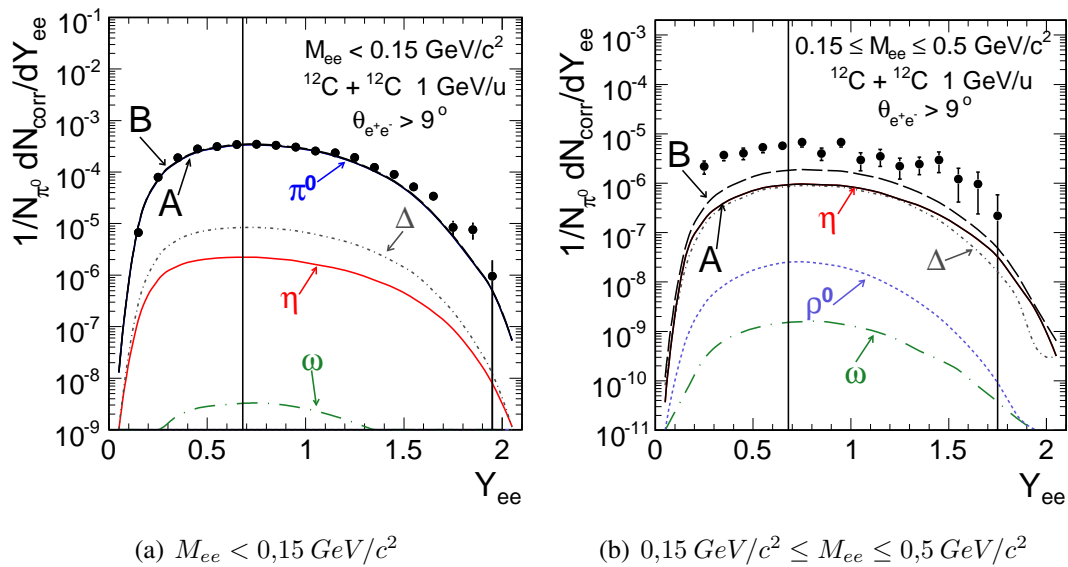


Abbildung 6.11: Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A als Funktion des Transversalimpulses für den Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u und 2 GeV/u [Sud08]. Das Verhältnis zu Cocktail B ist für 1 GeV/u gezeigt.

Die gemessenen Rapiditätsverteilungen im Vergleich zum PLUTO Cocktail zeigen für die beiden Massenintervalle die Abbildungen 6.12(a) und 6.12(b). Die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ ist gekennzeichnet.



(a) $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$

(b) $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$

Abbildung 6.12: Vergleich experimenteller Daten mit dem PLUTO Cocktail als Funktion der Rapidität. Die mittlere Rapidität von $Y_{1/2} = 0,68$ ist in (a) und (b) jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

Die Asymmetrie in den Rapiditätsverteilungen ist auf die Akzeptanz des Spektrometers zurückzuführen (s. Abschn. 5.7). Auch als Funktion dieser Observablen liegt eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit dem Modell im Massenbereich des Dalitz-Zerfalls des π^0 -Mesons vor. Auf Grund der Methode zur Normierung der Spektren und der ähnlichen Phasenraumverteilung des π^0 -Mesons in Experiment und Simulation sollte eine Überlappung vorliegen. Jedoch ist dieser durchgeführte Vergleich auch eine Art Konsistenzprüfung der durchgeführten Analyse der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Daten. Für das Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ ist in der Rapiditätsverteilung wie in den Spektren der invarianten Masse und des Transversalimpulses ein gemessener Überschuss sichtbar. Der Überschuss ist für alle Rapiditätswerte beobachtbar. Dieser ist aber für Rückwärts- und Vorwärts-Rapidität etwas höher (s. Abb. D.4 in Anh. D). Beim Studium der einzelnen Dileptonenquellen in PLUTO wird deutlich, dass das η -Meson und die Δ -Resonanz eine höhere Multiplizität bei Vorwärts-Rapiditäten aufweisen als die anderen Quellen, deren Maximum jeweils bei mittlerer Rapidität liegt.

Aus dem Vergleich der experimentellen Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon mit dem Modell PLUTO kann Folgendes zusammengefasst werden:

Für Elektron-Positron-Paare mit Massen $< 0,15 \text{ GeV}/c^2$ können die physikalischen Observablen, invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität, gut durch PLUTO beschrieben werden. Für Dileptonen mit Massen $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ wird in allen Observablen eine höhere Multiplizität gemessen als der PLUTO Cocktail es vorsieht. Dieser Überschuss favorisiert kleine Transversalimpulse. Weiterhin bevorzugt die kinematische Verteilung der Erhöhung leicht Rückwärts- und Vorwärts-Rapiditäten. In diesem Massenbereich ist somit das Modell nicht in der Lage, die experimentellen Daten zu beschreiben.

Hier sollte jedoch betont werden, dass PLUTO nicht alle physikalischen Prozesse, wie off-shell (Dileptonen aus dem Zerfall von Vektormesonen, deren Masse weit unterhalb der Polmasse der Vektormesonen liegt), Fermi-Bewegung und Mehrstufenprozesse (vgl. Abschn. 1.1), die bei dieser Energie sehr wichtig sind, beinhaltet. Auch die zeitliche Dichteentwicklung einer Schwerionenkollision und die damit verbundenen Effekte wie Temperaturänderung und Reaktionsdynamik werden nicht berücksichtigt (s. Kap. 1.1). Daher sollen die gemessenen Ergebnisse in der nächsten Stufe mit den mikroskopischen Transportrechnungen HSD und IQMD verglichen werden (s. Kap. 6.5). Zuvor erfolgt aber die Bestimmung der Anregungsfunktion des Überschusses.

Die Gegenüberstellung der gemessenen Daten und des PLUTO Cocktails für invariante Massen $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ wird in Anhang D gezeigt.

6.4 Multiplizität des Überschusses als Funktion der Projektilenergie

Die gemessenen Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 und 2 GeV pro Nukleon der HADES und die der DLS Kollaboration bei 1,04 GeV pro Nukleon zeigen im Vergleich zum bekannten Beitrag des η -Mesons im invarianten Massenspektrum einen Überschuss (vgl. Abschn. 6.3). In diesem Abschnitt soll die Energieabhängigkeit der Erhöhung in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen näher untersucht werden, vor allem im Vergleich zur Produktion von neutralen Mesonen.

Der Zerfall der Mesonen π^0 und η in zwei Photonen wurde von der TAPS Kollaboration systematisch in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen bei Strahlenergien von 0,8, 1 und 2 GeV pro Nukleon vermessen [Ave97] [Hol97] (s. auch Abb. 1.13(a)). Die inklusiven Multiplizitäten der π^0 - und η -Produktion als Funktion der Energie sind in Abbildung 6.13 zu sehen.

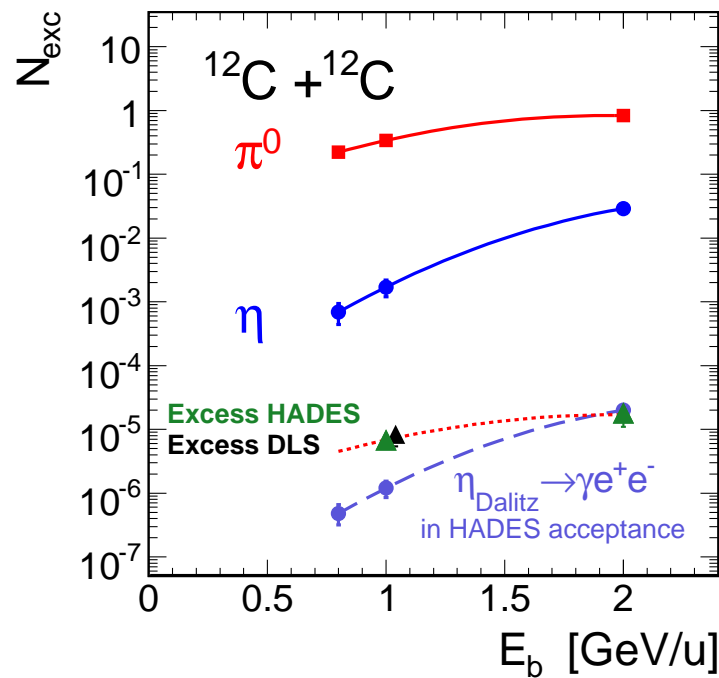


Abbildung 6.13: Die inklusiven π^0 - und η -Meson Multiplizitäten in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen [Ave97] (Quadrate und dunkle Kreise) sowie der sich ergebende $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ Multiplizitätsbeitrag in der HADES-Akzeptanz im Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ (helle Kreise) sind gezeigt. Die Multiplizität des Überschusses N_{exc} im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der Strahlenergie E_b ist dargestellt (HADES Ergebnisse (grüne Dreiecke) und DLS (schwarzes Dreieck)). Zum Vergleich mit N_{exc} ist die Anregungsfunktion des π^0 -Mesons entsprechend skaliert eingezeichnet (gepunktete Linie).

Der Anstieg der Multiplizität der neutralen Mesonen π^0 und η mit der Einschussenergie beträgt $N_\pi(2,0)/N_\pi(1,0) = 2,4 \pm 0,3$ und $N_\eta(2,0)/N_\eta(1,0) = 17 \pm 5$. Die Multiplizität der Dileptonen aus dem η -Dalitz-Zerfall (BR: $6,0 \cdot 10^{-3}$, s. Tabelle 1.1) in der HADES-Akzeptanz im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ beträgt 11,6% der gesamten Multiplizität des η -Mesons und ist ebenfalls in Abbildung 6.13 eingezeichnet. Die Anregungsfunktion des η -Mesons ist steiler als die des π^0 -Mesons, weil ersteres näher an der Schwelle erzeugt wird. Unter der Annahme, dass der Faktor F , der innerhalb der HADES-Akzeptanz (respektive DLS-Akzeptanz) bestimmt wird, auch im vollen Raumwinkel (4π) gültig ist und der Faktor sowohl für die Zentralitätsselektion der Trigger-Stufe LVL1 als auch in einer minimum bias Messung valide ist, kann die Multiplizität des Überschusses N_{exc} wie folgt berechnet werden:

$$N_{exc} = N_{total} - N_\eta = F \cdot N_\eta - N_\eta = (F - 1) \cdot N_\eta, \quad (6.4)$$

wobei F der in Abschnitt 6.3 ermittelte Faktor $F = Yield_{total}/Yield_\eta = N_{total}/N_\eta$ und N_η die Multiplizität des Dalitz-Zerfalls des η -Mesons bezeichnet. Die resultierenden Überschuss-Multiplizitäten der Messungen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 und 2 GeV/u (HADES) sowie 1,04 GeV/u (DLS) sind in Abbildung 6.13 dargestellt. Die entsprechenden Zahlen mit ihren Unsicherheiten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Hier ist noch einmal graphisch zu sehen, wie gut die Ergebnisse von HADES mit DLS bei 1 GeV/u übereinstimmen.

Aus den Datenpunkten folgt $N_{exc}(2,0)/N_{exc}(1,0) = 2,6 \pm 0,6(stat) \pm 0,6(sys) \pm 0,5(\eta)$. Diese Energieabhängigkeit des Überschusses ist ähnlich der Entwicklung der Pionenproduktion und sehr verschieden von der Produktion des η -Mesons. Dies wird durch den direkten Vergleich der Multiplizität des Überschusses mit der Multiplizität der neutralen Pionen deutlich, indem die Anregungsfunktion der Pionenproduktion auf den Punkt des Überschusses bei 2 GeV/u skaliert wird (gepunktete Linie in Abb. 6.13). Der Verlauf der Multiplizität der Dileptonen aus dem η -Dalitz-Zerfall als Funktion der Projektilenergie weicht stark von der Steigung der Anregungsfunktion der Überschuss-Multiplizität ab. Dieses Verhalten deutet darauf, dass bei den vorliegenden Strahlenergien die Elektron-Positron-Paare des Überschusses nicht aus angeregten schweren Resonanzen stammen. Vielmehr liegt ihr Ursprung in niederenergetischen Prozessen wie der Pionenproduktion und Propagation. Damit verbunden sind z. B. die Δ -Resonanz, Anregungen des ρ -Mesons mit niedrigen Massen und vielleicht der Bremsstrahlungsprozess. Weitere Diskussionen hierzu sind in Abschnitt 6.6 zu finden.

6.5 Vergleich der experimentellen Daten mit mikroskopischen Transportrechnungen

6.5.1 Vergleich der HADES Daten mit mikroskopischen Transportrechnungen

In Kapitel 6.3 wurde gezeigt, dass das Modell PLUTO die gemessenen Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u im invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion der invarianten Masse, des Transversalimpulses und der Rapidität sehr gut beschreibt. Im Massenintervall

$0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ hingegen können PLUTO Cocktail A und B die experimentellen Daten nicht reproduzieren. Es ist ein deutlicher Überschuss sichtbar.

Das Modell PLUTO berücksichtigt aber auch nicht alle Prozesse (vgl. Kap. 6.3). Daher sollen in diesem Abschnitt die gemessenen Daten mit den mikroskopischen Transportrechnungen HSD und IQMD, die die Dynamik einer Schwerionenkollisionen simulieren (s. Anh. A), verglichen werden. Zusätzlich beinhalten die Transportrechnungen die Bremsstrahlung (s. Abschn. 1.3.1), eine weitere Dileptonenquelle, sowie teilweise In-Medium-Effekte (vgl. Abschn. 1.2.6 und Anh. A). Die HSD Rechnung modelliert auch die Bildung und den Zerfall von hadronischen Resonanzen. In IQMD dagegen werden die Dileptonen instantan gebildet, d. h. es werden keine Baryonen oder ρ -Resonanzen propagiert. Für den Vergleich mit den experimentellen Daten werden die Rechnungen, wie in Abschnitt 5.7 beschrieben, mit der HADES-Akzeptanz gefiltert, die Impulse entsprechend der Impulsauflösungs-Funktion verschmiert und die resultierenden Spektren auf die mittlere Zahl der geladenen Pionen pro Ereignis ($N_{\pi^0} = \frac{1}{2}(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$) normiert (vgl. Abschn. 5.5.2). Die verwendete Version von HSD ist HSD v2.5 September 2007 [BC08] [Bra07] und von IQMD ist es die in [Tho07] veröffentlichte.

Die Abbildung 6.14 zeigt die Mesonen π^0 und η aus den Transportrechnungen HSD und IQMD (s. Anh. A) im Vergleich zu den entsprechenden Quellen des PLUTO Cocktails und den experimentellen Daten. Wegen der gewählten Normierung überlappen alle Verteilungen im Bereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Die Beschreibungen des η -Mesons der verschiedenen Modelle weichen bis $M_{ee} = 0,45 \text{ GeV}/c^2$ um maximal 10% voneinander ab. Bei höheren Massen fallen die Spektren von PLUTO und HSD stark ab, nur IQMD beschreibt die experimentellen Daten bei $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$ sehr gut, weil die IQMD-Rechnung den direkten Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow e^+e^-$ beinhaltet (s. Abschn. 1.2.2). Für das Verzweigungsverhältnis wurde die obere Grenze aus Tabelle 1.2 verwendet (Diskussion s. Abschn. 6.6).

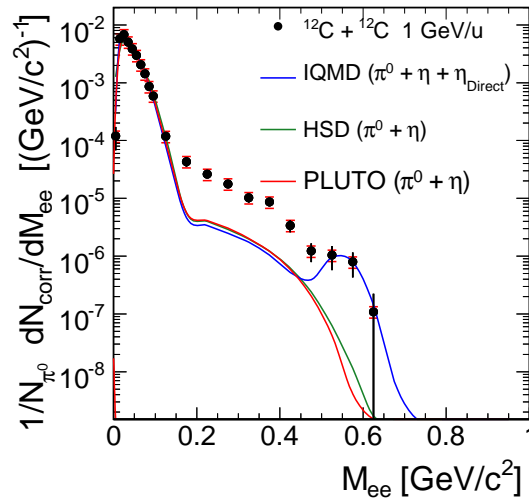
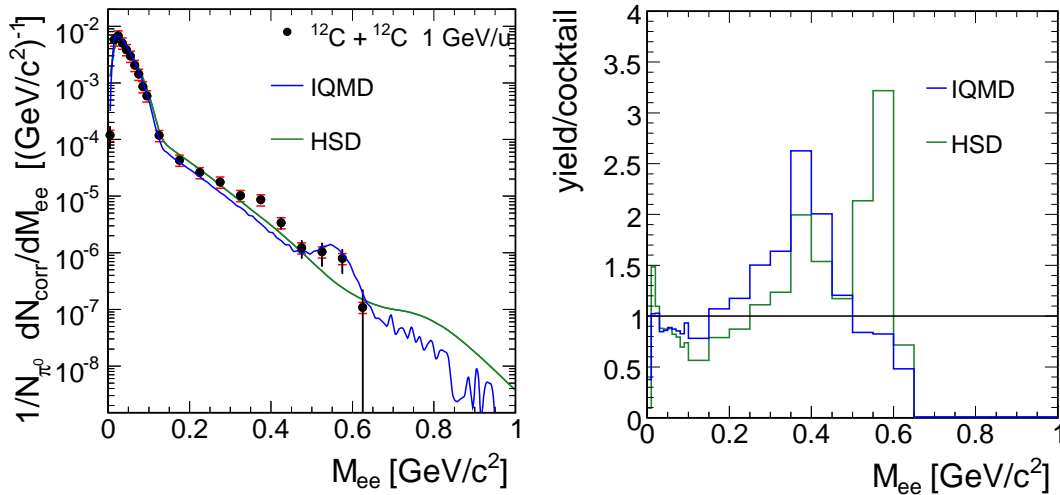


Abbildung 6.14: Experimentelle Daten im Vergleich zu Elektron-Positron-Paaren aus den Zerfällen der Mesonen π^0 und η aus verschiedenen theoretischen Rechnungen [BC08] [Tho07]

Die gute Übereinstimmung der verschiedenen Modelle in Bezug auf die beiden Mesonen zeigt, dass die Behandlungen sehr ähnlich sind. Auch der von HADES entwickelte Eventgenerator PLUTO, dessen π^0 - und η -Multiplizitäten auf den experimentellen Ergebnissen der TAPS Kollaboration basieren (s. Kap. 1.5), stimmt mit den Transportrechnungen sehr gut überein.

Die Abbildung 6.15(a) zeigt für HSD und IQMD die Superposition aller Dileptonenquellen mit ihren Vakuumspektralfunktionen (keine In-Medium-Effekte) im Vergleich zu den gemessenen Daten. Beide Transportrechnungen beschreiben im Gegensatz zum PLUTO Cocktail B die Daten hinreichend gut. Bis $M_{ee} = 0,25 \text{ GeV}/c^2$ ist die Wiedergabe der experimentellen Daten von IQMD besser als HSD und bei höheren Massen ist es umgekehrt. Die gute Reproduktion der Daten bei $0,55 \text{ GeV}/c^2$ von IQMD liegt an der oben erläuterten Implementierung des direkten Zerfalls des η -Mesons. Die maximale Abweichung in Höhe des Faktors 2,5 bzw. 2 ist für beide Modelle im Bereich von $\approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$ zu finden (s. Abb. 6.15(b)). Integral gesehen beträgt die Abweichung der Transportrechnung IQMD von den experimentellen Daten 10% und im Fall von HSD 13%, was durch die hohe Statistik und die gute Beschreibung im Massenbereich des π^0 -Mesons beeinflusst wird. Wird dieser Bereich nicht berücksichtigt, beträgt die mittlere Abweichung für IQMD 30% und für HSD 10%, auch hier dominieren die Massenbereiche mit höherer Statistik.

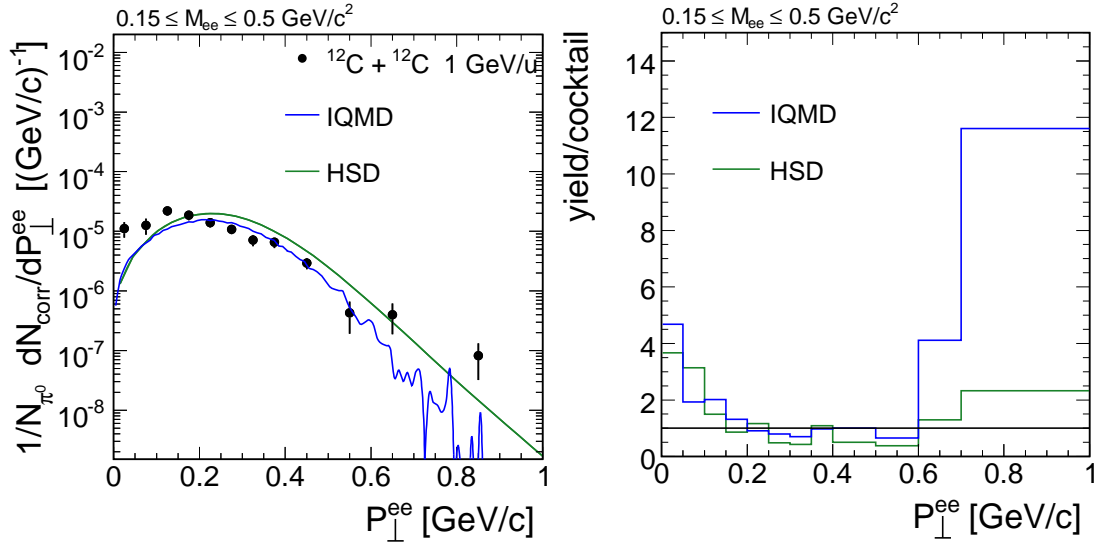


(a) Vergleich experimenteller Daten mit Transport- (b) Verhältnis experimenteller Daten zu Transportrechnungen

Abbildung 6.15: Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen [BC08] [Tho07] als Funktion der invarianten Masse.

Auch als Funktion des Transversalimpulses des Paares erklären die Transportmodelle die experimentellen Daten gut (s. Abb. 6.16(a)). Hauptsächlich sind Abweichungen bei kleinen und hohen Transversalimpulsen sichtbar (s. Abb. 6.16(b)).

Generell ist zu sehen, dass die Transportrechnungen HSD und IQMD die experimentellen Daten im Massenbereich $0,15 - 0,5 \text{ GeV}/c^2$, abgesehen von $M_{ee} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$, gut beschreiben.



(a) Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen (b) Verhältnis experimenteller Daten zu Transportrechnungen

Abbildung 6.16: Vergleich experimenteller Daten mit Transportrechnungen [BC08] [Tho07] als Funktion des Transversalimpulses.

HSD weicht zusätzlich bei $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$ ab. Dagegen konnten die Daten der DLS Kollaboration in dem Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ nicht von der Transportrechnung HSD erklärt werden (s. Kap. 2.2). Dies ist darauf zurückzuführen, dass in HSD heute neuere Beschreibungen für einzelne Dileptonenquellen implementiert wurden. Dies wird in Abschnitt 6.5.2 näher beschrieben.

Die Abbildungen 6.17(a) und 6.18(a) zeigen für die Transportrechnungen HSD und IQMD die verschiedenen Dileptonenquellen mit ihren Vakuumspektralfunktionen als Funktion der invarianten Masse im Vergleich zu den gemessenen Daten. Neben den bereits genannten Mesonen werden die direkten Zerfälle der Mesonen ρ^0 und ω (s. Abschn. 1.2.5), die Dalitz-Zerfälle des ω -Mesons (vgl. Abschn. 1.2.2) und der Δ -Resonanz (vgl. Abschn. 1.2.3) sowie der Bremsstrahlungsprozess (s. Abschn. 1.3.1) berücksichtigt. HSD beinhaltet neben der Proton-Nukleon- (pN) auch die Pion-Nukleon-Bremsstrahlung (πN). Letztere weist im Vergleich zur Proton-Nukleon-Bremsstrahlung weniger Zählrate auf. Die Superposition aller Dileptonenquellen, der Cocktail, ist ebenfalls eingezeichnet. Fluktuationen in den einzelnen Dileptonenquellen der Transportrechnungen sind auf die geringe Statistik zurückzuführen.

In Anhang D.3 werden einige ausgewählte Dileptonenquellen der Modelle HSD und IQMD miteinander verglichen. Dabei wird im Detail auf die Beiträge der Leptonenpaare aus den Zerfällen des ρ - und ω -Mesons eingegangen. Bei der Gegenüberstellung wird deutlich, dass im mittleren invarianten Massenbereich in beiden Modellen der Δ -Dalitz-Zerfall und die pn-Bremsstrahlung dominieren (s. Abb. D.7 in Anhang D). Die Abweichungen der Beschreibungen der Transportmodelle der beiden Dileptonenquellen betragen maximal 17%. Trotz unter-

schiedlicher Parametrisierung gilt dies ebenfalls für die pn-Bremsstrahlung [Aic07].

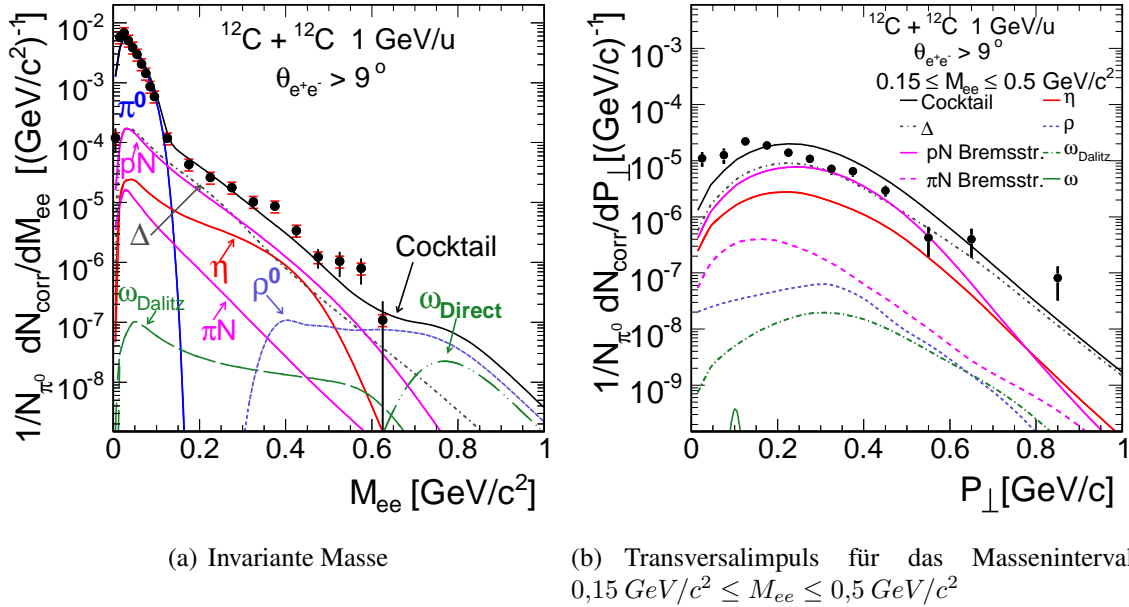


Abbildung 6.17: Vergleich experimenteller Daten mit HSD [BC08]. Die einzelnen Dileptonenquellen der mikroskopischen Transportrechnung HSD sind eingezeichnet.

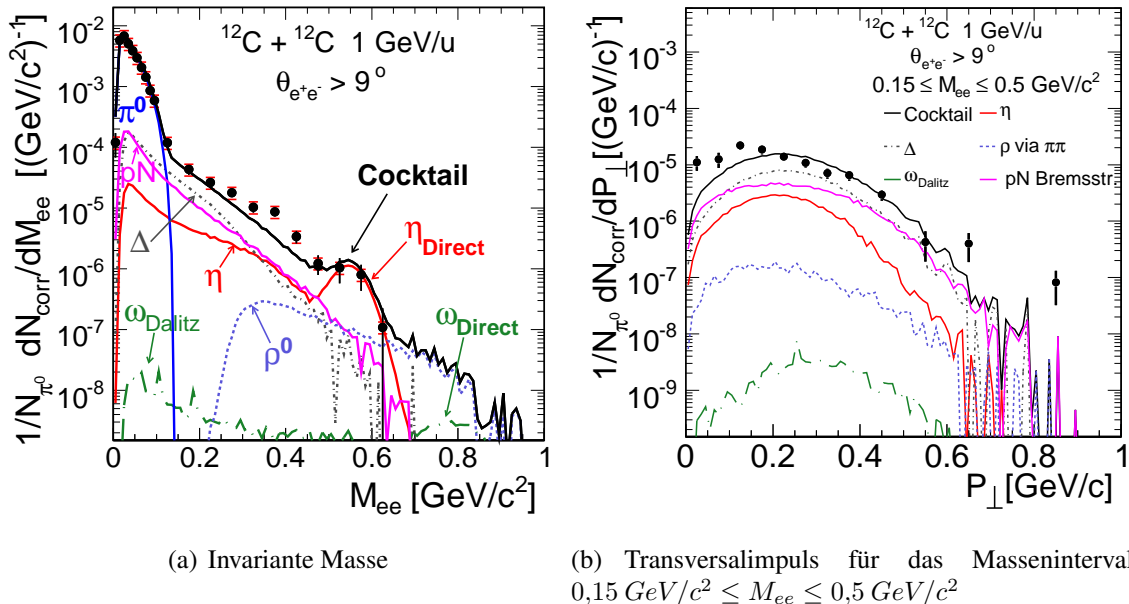


Abbildung 6.18: Vergleich experimenteller Daten mit IQMD [Tho07]. Die einzelnen Dileptonenquellen der mikroskopischen Transportrechnung IQMD sind eingezeichnet.

Auch die Transversalimpulsverteilungen der Dileptonen im Bereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ spiegeln die Multiplizitäten der einzelnen Quellen wie in den invarianten Massenverteilungen wider (s. Abb. 6.17(b) und 6.18(b)). So tragen auch hier die Prozesse Δ -Dalitz-Zerfall und die pn-Bremsstrahlung hauptsächlich bei. Wie bereits oben erläutert, ist die Beschreibung der experimentellen Daten durch die Transportrechnungen gut. Das Maximum der Impulsverteilungen ist für alle Quellen in HSD bei $P_{\perp}^{ee} > 0,2 \text{ GeV}/c$ zu finden, abgesehen von der πN -Bremsstrahlung. Ähnliches ist in IQMD zu sehen, nur hier ist das ρ -Meson aus der Pion-Pion-Streuung bei kleineren Impulsen zu entdecken.

Ebenso beschreibt die Transportrechnung HSD die experimentellen Daten als Funktion der Rapidität in den beiden genannten invarianten Massenbereichen gut. Die entsprechenden Abbildungen sind in Anhang D.3 zu finden.

6.5.2 Vergleich der DLS Daten mit mikroskopischer Transportrechnung

Im vorherigen Abschnitt wurde deutlich, dass die experimentellen Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u der HADES Kollaboration durch die gezeigten Transportrechnungen gut beschrieben werden können. Dies steht im Gegensatz zu dem Fakt, dass die Ergebnisse der DLS Kollaboration in der Vergangenheit nicht durch die verschiedenen in Abschnitt 2.2 aufgeführten theoretischen Ansätze erklärt werden konnten. Daher sollen hier die Daten der DLS Kollaboration mit der Version der Transportrechnung HSD, die auch für den Vergleich mit den HADES Daten verwendet wurde, verglichen werden. Diese beinhaltet neuere Beschreibungen für einzelne Dileptonenquellen (s. u.). Die Abbildungen 6.19(a) und 6.19(b) zeigen die Gegenüberstellung der HSD Transportrechnung und der DLS Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV/u.

Die HSD Rechnung (hier $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV/u) wurde hierfür mit der DLS-Akzeptanz gefiltert und die invariante Masse der Leptonenpaare entsprechend der Auflösung des Experiments verschmiert. Bei kleinen invarianten Massen überragt das Modell HSD die experimentellen Daten. Im Vergleich der in die DLS-Akzeptanz projizierten HADES Daten zu den DLS Daten, weisen die HADES Daten in diesem Bereich ebenfalls leicht mehr Zählrate auf (s. Abb. 6.6(a)). Dies ist aber auf den hohen Grad der Extrapolation der HADES Daten in die DLS-Akzeptanz bei kleinen invarianten Massen zurückzuführen (vgl. Kap. 6.2). Bei invarianten Massen $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ weicht HSD maximal 20% von den experimentellen Daten ab. Aber bei $M_{ee} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$ (s. Abb. D.9 in Anh. D) beträgt der Unterschied fast einen Faktor 2, wie es auch im Vergleich der HADES Daten zu HSD sichtbar ist (vgl. Abb. 6.15(b)).

Generell ist zu sehen, dass die Transportrechnung HSD in einer aktuelleren Version (Version: v2.5 September 2007) die experimentellen Daten der DLS Kollaboration besser beschreibt als frühere Versionen (s. Kap. 2.2). Grund dafür sind einige implementierte Erweiterungen des Modells [BC08], u. a. :

- der off-shell Prozess und die Propagation von Vektormesonen (s. Anh. A)
- ein erweiterter Satz an Spektralfunktionen für die Vektormesonen

- der Wirkungsquerschnitt für die η -Meson-Produktion, bestimmt aus neueren experimentellen Messungen
- ein neuerer Wirkungsquerschnitt für die NN-Bremsstrahlung nach neueren One Boson Exchange Rechnungen (OBE) (vgl. Abschn. 1.3.1)

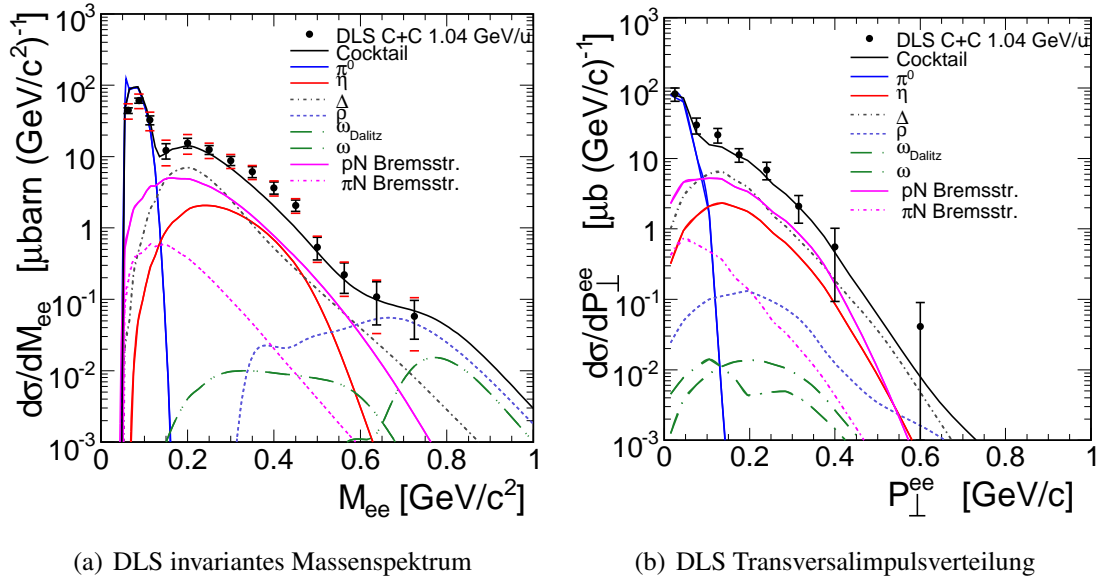


Abbildung 6.19: Vergleich experimenteller Daten der DLS Kollaboration [Por97] [DLS97] mit der Transportrechnung HSD [BC08]

Vor allem der letzte Punkt hat einen großen Einfluss auf die Beschreibung der experimentellen Daten, da die Vektormesonen nur eine geringe Multiplizität aufweisen und somit innerhalb des HSD Modells wenig zum invarianten Massenspektrum beitragen. Bisher wurde innerhalb des HSD Modells zur Berechnung des Bremsstrahlungsprozesses die Soft-Photon Approximation (SPA) [Gal87] [Gal89] verwendet. In dieser Berechnung werden nur Photonen an den geladenen äußeren Linien des Feynman-Graphen betrachtet. Die Strahlung an den internen Linien des Feynman-Graphen wird vernachlässigt und der Vertex der starken Wechselwirkung ist on-shell ($p^2 = m^2$ mit $c = 1$). Der Vorteil dieser Parametrisierung ist, dass sich die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung trennen lassen. Der Wirkungsquerschnitt der starken Wechselwirkung ist der Reaktionswirkungsquerschnitt ohne die Produktion von Bremsstrahlung. Mehr Details hierzu und zu entsprechenden Phasenraumkorrekturen sind in [Gal87] und [Gal89] zu finden. Die Abbildung 6.20 zeigt den Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung berechnet mit der SPA in $p + n$ und $p + p$ Reaktionen bei 1,04 GeV als Funktion der invarianten Masse. Im Vergleich dazu ist die in Abschnitt 1.3.1 beschriebene OBE Rechnung eingezeichnet (Kaptari et al.). In diesem Modell werden nicht nur interne Linien des Feynman-Graphen, sondern auch der Kontaktterm zur Wiederherstellung der Eichinvarianz berücksichtigt. Dieser bewirkt, dass

der Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung bei 1 GeV pro Nukleon in $p + n$ Reaktionen einen Faktor 4 und in $p + p$ einen Faktor 3 höher ist als im Vergleich zur SPA.

In den hier gezeigten HSD Rechnungen wurde die Produktion der Bremsstrahlung aus der OBE Rechnung angewendet. Dies bewirkt die gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse von HADES und DLS durch die Transportrechnung HSD und erläutert, weshalb ohne deren Implementierung die experimentellen Daten nicht erklärt werden konnten. Die OBE Rechnung von Shyam et al. [SM03] verwendet prinzipiell Formulierungen wie die von Kaptari et al. [RS07]. Allerdings ist die resultierende Multiplizität ersterer Rechnung sehr viel geringer. Dies zeigt, dass noch einige Fragen offen sind, die nur durch die Messung elementarer Reaktionen ($p + p$ und $d + p$) geklärt werden können.

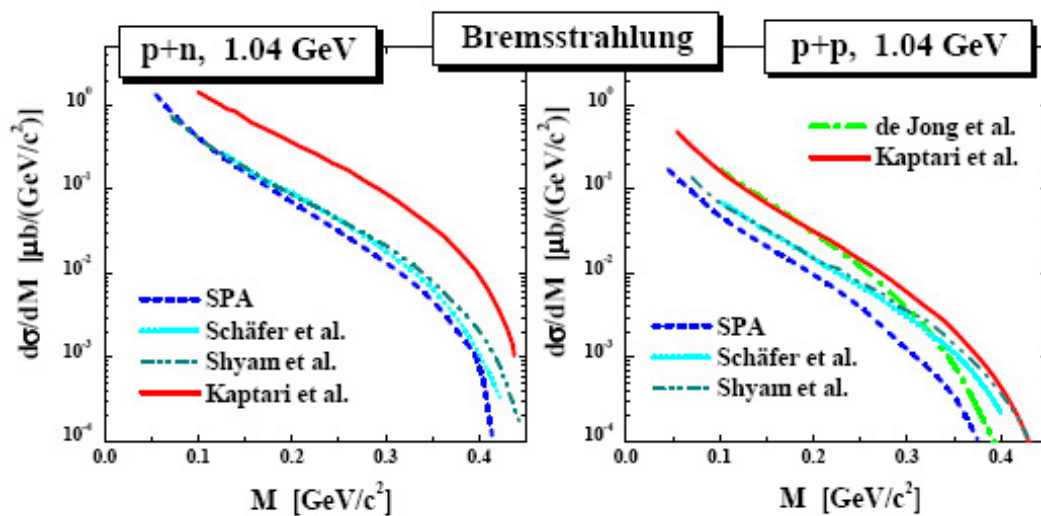
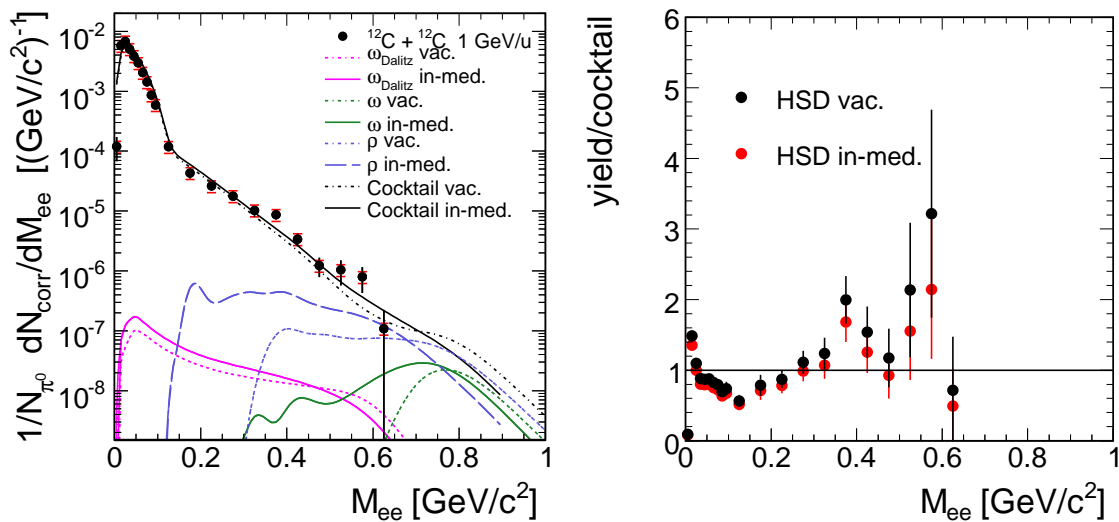


Abbildung 6.20: Vergleich verschiedener Modelle zur Berechnung der Bremsstrahlung [BC08].

6.5.3 Vergleich gemessener Daten mit mikroskopischer Transportrechnung mit In-Medium-Effekten

In Schwerionenkollisionen wird erwartet, dass sich die Eigenschaften wie Masse und/oder Lebensdauer von Vektormesonen im Feuerball ändern (s. Kap. 1). In diesem Abschnitt sollen die experimentellen Ergebnisse mit der HSD Rechnung verglichen werden, die als In-Medium-Effekt sowohl eine Kollisionsverbreiterung (s. Anh. A) als auch eine Massenverschiebung zu kleineren invarianten Massen berücksichtigt. Die Abbildung 6.21(a) zeigt eine vergleichende Darstellung der lt. HSD durch In-Medium-Effekte veränderten invarianten Massenverteilungen der Dileptonenquellen mit den entsprechenden Verteilungen mit Vakuumspektralfunktionen. Die beiden Vektormesonen ρ und ω weisen nach Berücksichtigung der In-Medium-Effekte sehr viel höhere Multiplizitäten auf, vor allem bei kleineren invarianten Massen. Der aus diesen und allen anderen Quellen resultierende Cocktail beschreibt die experimentellen Daten im Massenbereich $0,35 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,6 \text{ GeV}/c^2$ noch etwas besser als der aus Hadronen ohne In-Medium-Effekte bestehende Cocktail (s. Abb. 6.21(b)). Wegen des leichten Stoßsystems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ist die In-Medium Modifikation der Vektormesonen hier moderat. Fraglich ist, inwieweit bei diesem leichten System überhaupt ein Feuerball, d. h. eine heiße und dichte Phase, in der Schwerionenkollision gebildet wird. Die Datenlage scheint noch eine etwas höhere Multiplizität der Vektormesonen zu erlauben. Vergleiche mit anderen Transportrechnungen könnten hier mehr Aufschluss geben.



(a) Vergleich der Vektormesonen mit Transportrechnung mit und ohne In-Medium-Effekte

(b) Verhältnis experimenteller Daten zu HSD

Abbildung 6.21: Vergleich experimenteller Daten mit HSD [BC08] mit und ohne In-Medium-Effekte.

6.6 Diskussion der Ergebnisse

Der direkte Vergleich der Messungen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon der HADES und der DLS Kollaboration mittels Extrapolation erlaubt zum ersten Mal eine Überprüfung der DLS Daten ohne Verwendung von angepassten Modellen, die Annahmen über Dileptonenquellen einbeziehen. Die Gegenüberstellung der Überschuss-Multiplizitäten von HADES und DLS sowie eine differentielle Analyse hinsichtlich der Observablen invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität zeigen, dass die Resultate beider Experimente innerhalb der statistischen und systematischen Fehler übereinstimmen.

Es stellt sich somit die Frage nach dem Ursprung der Elektron-Positron-Paare.

Während der PLUTO Cocktail den invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ der HADES Daten gut beschreibt, werden die Daten in den Observablen invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidität im Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ unterschätzt. Der sichtbare Überschuss ist im Vergleich zum PLUTO Cocktail bei kleinen Transversalimpulsen sowie leicht bei Vorwärts- und Rückwärts-Rapiditäten zu finden. Letzteres könnte bedeuten, dass die Temperatur der gemessenen Daten höher ist als in der PLUTO-Simulation, was auch mit den P_{\perp}^{ee} -Verteilungen konsistent ist, da die Steigung des experimentellen Datensatzes größer als die des Cocktails ist (s. Abb. 6.10(b)). Weiterhin haben die in PLUTO gewählten Winkelverteilungen der Dileptonenquellen einen Einfluss auf die Rapiditätsverteilungen. Allerdings berücksichtigt der PLUTO Cocktail im Gegensatz zu den anderen theoretischen Modellen nicht alle physikalischen Prozesse (s. Abschn. 6.3).

Die Transportrechnungen IQMD und HSD erklären unter Verwendung der Vakuumspektralfunktionen das invariante Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ gut. Das HSD Modell beschreibt durch verbesserte Parametrisierungen der Prozesse Δ -Dalitz-Zerfall und vor allem pn-Bremsstrahlung jetzt die gemessenen Daten der HADES und der DLS Kollaboration. Die Beiträge des Δ -Dalitz-Zerfalls und der pn-Bremsstrahlung sind aber hypothetisch, da beide bisher noch nicht vermessen wurden bzw. durch experimentelle Ergebnisse nur unzureichend bekannt sind (vgl. Abschn. 1.2.3 und 1.3.1). Die DLS Kollaboration hat zwar Messungen an elementaren Reaktionen durchgeführt, allerdings sind der statistische und systematische Fehler hoch (vgl. Abschn. 2.2 und 1.3.1). Trotzdem zeigt der Quotient aus p + p und p + d Messung bei 1,03 GeV (s. Abb. 1.9), dass der Bremsstrahlungsprozess bzw. die Prozesse, die zwar in der p + d aber nicht in der p + p Reaktion stattfinden, nicht zu vernachlässigen sind. In [Wil98] zeigt die DLS Kollaboration einen Vergleich der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion mit den p + p und d + p Daten bei gleicher Projektilenergie. Die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Daten wurden zur Gegenüberstellung auf die d + p normiert. Die Ergebnisse der p + p Messung liegen unter den Resultaten der beiden anderen Experimente und fallen steil ab. Dies ist teilweise auf den fehlenden Fermi-Impuls zurückzuführen. Die d + p Daten beschreiben bzgl. der Form die invariante Massenverteilung der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

Weiteren Aufschluss über die Dileptonenquellen im invarianten Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u (HADES) gibt die Multiplizität der experimentellen Daten relativ zu der des bekannten η -Mesons als Funktion der Energie (s. Abb. 6.13). Der Quotient verhält sich wie die Anregungsfunktion der Pionenproduktion,

was auf die Δ -Resonanz, ρ -Mesonen mit niedrigen Massen oder den Bremsstrahlungsprozess hindeutet.

Um genaueren Aufschluss darüber zu erhalten, ist es notwendig, die Δ -Resonanz und den Bremsstrahlungsprozess zu vermessen. Das Hadron Δ kann in $p + p$ Reaktionen unterhalb der freien NN-Schwelle des η -Mesons vermessen werden. Die Bremsstrahlung kann bei gleicher Energie aus dem Verhältnis der Reaktionen $p + p$ und $p + n$ bestimmt werden. Die Reaktion $p + n$ kann in $d + p$ Reaktionen ermittelt werden, wenn das Proton als Spektator identifiziert wird. Wie am Ende von Kapitel 3 erläutert, wurden diese Messungen inzwischen mit dem HADES Detektorsystem durchgeführt¹.

Im Gegensatz zu DLS kann HADES durch die Normierung der experimentellen Daten auf die Multiplizität der π^0 -Mesonen pro Ereignis die elementaren Messungen und die Ergebnisse der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon absolut vergleichen, ohne einen Datensatz nachträglich anzuheben. Die Ergebnisse dieser elementaren Reaktionen werden in den Doktorarbeiten [Gal08] und [Lap08] zu finden sein.

Die Gegenüberstellung gemessener Daten der HADES Kollaboration und der Transportrechnungen HSD sowie IQMD mit den Vakuumspektralfunktionen zeigt, dass für die Beschreibung der Daten eine weitere Erhöhung der Multiplizitäten der Elektron-Positron-Paare in den Modellen erforderlich ist. Zum einen könnte das die Prozesse Δ -Dalitz-Zerfall, pn-Bremsstrahlung und außerdem weitere Resonanzen, zum anderen die Beiträge der Vektormesonen durch In-Medium-Effekte betreffen. Ob nun die In-Medium-Effekte wirklich für eine adäquate Beschreibung der Dileptonenemission in Schwerionenstößen benötigt werden, kann anhand der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Daten der HADES Kollaboration nicht entschieden werden. Messungen mit schwereren Systemen werden hoffentlich stringenzere Tests erlauben.

Die kleine Erhebung der experimentellen Daten bei $M_{ee} = 0,55 \text{ GeV}/c^2$ beschreibt die Transportrechnung IQMD mittels des direkten Zerfalls des η -Mesons sehr gut (vgl. Abschn. 1.2.2). Dieser Zerfallskanal ($\eta \rightarrow e^+e^-$) wurde aber bisher noch nicht gemessen, daher ist für das Verzweigungsverhältnis die obere Grenze in Tabelle 1.2 gewählt worden. Laut [Lan85] lässt sich das untere Limit dieses Zerfallskanals aus dem Verzweigungsverhältnis $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ und der Leptonenmasse berechnen: $BR(\eta \rightarrow e^+e^-) \geq 1,77 \cdot 10^{-9}$. Das entsprechende Limit des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \mu\mu$ beträgt $4,2 \cdot 10^{-6}$. Wegen der geringen Masse des Elektrons m_e ist der Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+e^-$ auf Grund der Helizitätserhaltung stark unterdrückt. Das Verzweigungsverhältnis des myonischen Zerfallskanals wurde experimentell als $5,7 \cdot 10^{-6}$ bestimmt [Abe94] und beträgt somit das 1,3fache der unteren Grenze. Aus diesem Resultat leiten die Autoren in [Abe94] ab, dass das Verzweigungsverhältnis $\eta \rightarrow e^+e^-$ etwa dem 3fachen des unteren Limits von $1,77 \cdot 10^{-9}$ entsprechen sollte. Dieses abgeschätzte Verzweigungsverhältnis liegt etwa 4 Größenordnungen unter dem von IQMD gewählten. Genauere Untersuchungen bzw. besser direkte Messungen des Zerfalls $\eta \rightarrow e^+e^-$ sind zur Klärung notwendig.

Eine Abschätzung des maximalen Beitrags an anderen Dileptonenquellen, außer dem π^0 - und η -Dalitz-Zerfall, die dem PLUTO Modell entnommen wurden, zeigt die Abbildung 6.22. Insgesamt ergibt sich somit innerhalb der HADES-Akzeptanz eine normierte Multiplizität von $2 \cdot 10^{-3}(\text{GeV}/c^2)^{-1}$ und oberhalb von $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ eine von $9,6 \cdot 10^{-5} (\text{GeV}/c^2)^{-1}$.

¹Bei Abschluss der vorliegenden Arbeit war die Analyse dieser Daten noch nicht beendet.

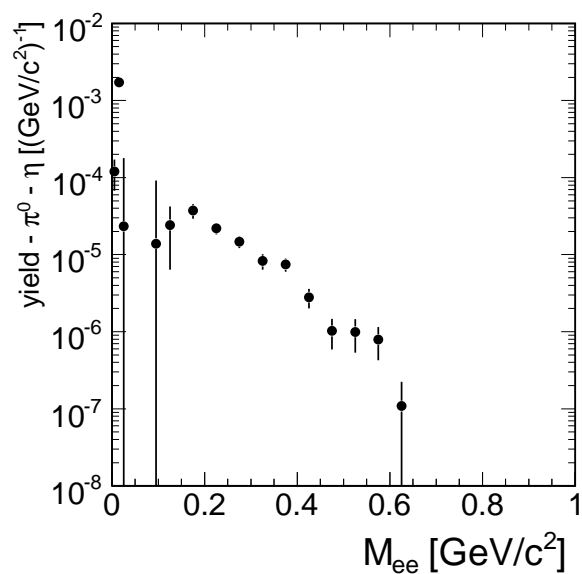


Abbildung 6.22: Gemessene normierte Multiplizität der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon nach Abzug der Anteile des π^0 - und η -Dalitz-Zerfalls aus dem PLUTO Modell.

Im nächsten Kapitel wird die vorliegende Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird die mit dem HADES Detektorsystem durchgeführte Messung der Dielektronenproduktion in der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei einer Projektilenergie von 1 GeV pro Nukleon ausgewertet. Dabei werden die Multiplizitäten der Leptonenpaare als Funktion der invarianten Masse, der Rapidität und des Transversalimpulses untersucht. Diese Ergebnisse werden mit den entsprechenden Resultaten der DLS Kollaboration verglichen, um Aufschluss über das so genannte DLS Puzzle zu erhalten. Des Weiteren werden Gegenüberstellungen der experimentellen Daten und des Modells PLUTO sowie der Transportrechnungen (HSD und IQMD) gezeigt. Ferner wird die Anregungsfunktion des Überschusses an Dielektronen bestimmt.

Identifikation von Elektronen- und Positronenspuren und Analyse von Dielektronen

Die durchgeführte Analyse zur Identifikation von einzelnen Elektronen- bzw. Positronenspuren und die erfolgreiche Diskriminierung von Hadronen werden ausführlich vorgestellt. Die experimentellen Daten werden mit Simulationen (UrQMD) anhand ausgewählter Observablen verglichen und eine recht gute Übereinstimmung wird zwischen diesen beobachtet. Die Ähnlichkeit von simulierten und experimentellen Daten ermöglicht, Größen wie Reinheit und Effizienz der Analyse zu ermitteln und in der Simulation die Leptonenpaare hinsichtlich ihrer Quellen sowie Fehlzuordnungen zu untersuchen. Es wird eine Reinheit von 90% für Leptonen erzielt. Fehlidentifizierte Spuren dominieren die Kontamination des Datenensembles.

In der Simulation werden Selektionskriterien (Analyse von Dielektronen) ermittelt, die die Zahl der unphysikalischen Paare, den kombinatorischen Untergrund (CB), erfolgreich reduziert und die Menge der wahren Elektron-Positron-Paare kaum beeinflusst. Nach allen Schnitten sinkt das Signal auf 68,7% und der CB auf 16,7%. Die Konversion (γ) wird erfolgreich auf 1% verringert. Für die Beschreibung des verbliebenen Untergrunds, der zur Bestimmung des Signals von allen Leptonenpaaren ungleicher Polarität subtrahiert wird, wird der Hybridansatz,

bestehend aus den Resultaten des Like-Sign-Verfahrens und der Mixed-Event-Methode, gewählt. Dies ist auf den korrelierten Untergrund des π^0 -Mesons bei kleinen invarianten Massen zurückzuführen, der nur durch das Like-Sign-Verfahren quantifiziert werden kann. Die experimentellen Daten werden hinsichtlich der Ineffizienzen der Detektoren sowie der Datenanalyse korrigiert, um einen Vergleich mit Resultaten anderer Messungen oder theoretischen Rechnungen zu ermöglichen. Die theoretischen Rechnungen müssen für eine Gegenüberstellung mit der Akzeptanz des HADES Detektorsystems gefiltert und die Impulse entsprechend der Auflösung des Spektrometers verschmiert werden. Da in diesem Experiment die Zentralität und der Wirkungsquerschnitt der Trigger-Stufe LVL1 nicht bestimmt wurde, werden für einen Vergleich alle Spektren auf die mittlere Anzahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis ($N_{\pi^0} = \frac{1}{2}(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$) normiert. Der gesamte systematische Fehler der Auswertung der Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon beträgt 22% und der Fehler auf Grund der gewählten Normierungsmethode beläuft sich auf 15%.

Ergebnisse

In den mit dem HADES Detektorsystem aufgezeichneten Ereignissen der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon werden insgesamt 18428 Dielektronen (Elektron-Positron-Paare), davon 648 mit invarianten Massen $M_{ee} > 0,15 \text{ GeV}/c^2$ mit einem sehr guten Signal-zu-Untergrund Verhältnis gefunden.

Für die Gegenüberstellung der HADES Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u und DLS Daten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV/u müssen die HADES Ergebnisse teilweise extrapoliert und dann in die Akzeptanz des DLS Experiments projiziert werden. Dieser direkte Vergleich erlaubt zum ersten Mal eine Überprüfung der DLS Daten ohne Verwendung angepasster Modelle, die Annahmen über Dileptonenquellen einbeziehen. Eine differentielle Analyse hinsichtlich der Observablen invariante Masse, Transversalimpuls und Rapidity zeigt, dass die Resultate beider Experimente, vor allem im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$, innerhalb der statistischen und systematischen Fehler übereinstimmen. Die HADES Daten bestätigen somit die DLS Daten. Es stellt sich sodann wieder die Frage nach dem physikalischen Ursprung des Überschusses.

Die Gegenüberstellung der Verteilungen von aus den HADES Daten rekonstruierten physikalischen Observablen, invariante Masse, Rapidity und Transversalimpuls des Leptonenpaares, und des PLUTO Cocktails ergeben für Massen $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ eine sehr gute Übereinstimmung. Für die Erzeugung des Cocktails mit dem Eventgenerator PLUTO wird eine thermische Verteilung mit einer Boltzmann Temperatur von $T_B = 55 \text{ MeV}$ angenommen. Bei höheren invarianten Massen hingegen unterschätzt der PLUTO Cocktail die experimentellen Daten deutlich.

Um diesen Überschuss im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ zu quantifizieren, wird bestimmt, um welchen Faktor die Multiplizität der experimentellen Daten über der des Dalitz-Zerfalls des η -Mesons liegt. Für die Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon ergibt sich ein Faktor von $F(1,0) = \text{Yield}_{total}(1,0)/\text{Yield}_{\eta}(1,0) = 6,8 \pm 0,6(stat) \pm 1,3(sys) \pm 2,0(\eta)$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem aus den DLS Daten berechneten Resultat

von $F(1,04) = Yield_{total}(1,04)/Yield_{eta}(1,04) = 6,5 \pm 0,5(stat) \pm 2,1(sys) \pm 1,9(\eta)$ überein. Dieser Faktor wurde auch für die HADES Messung $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 2 GeV pro Nukleon ermittelt. Die daraus abgeleitete Anregungsfunktion ergibt, dass sich der Betrag des Überschusses als Funktion der Projektilenergie nicht wie die η -Mesonen, sondern wie die π^0 -Mesonen verhält. Diese experimentelle Beobachtung legt nahe, dass die Quelle des Überschusses nicht bei schweren Resonanzen, sondern in niederenergetischen Prozessen wie der Pionenproduktion und Propagation zu suchen ist. Dabei könnte es sich z. B. um die Δ -Resonanz, Anregungen des ρ -Mesons mit kleinen invarianten Massen und den Bremsstrahlungsprozess handeln.

Neuere und realistischere One Boson Exchange (OBE) Rechnungen der Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung deuten an, dass der Bremsstrahlungsprozess in der Dileptonenproduktion bei kleinen invarianten Massen eine größere Rolle spielt als bisher gedacht. Laut diesem Modell trägt die Bremsstrahlung in Nukleon-Nukleon Kollisionen zum Dileptonenspektrum ähnlich stark wie der Δ -Dalitz-Zerfall bei, so dass beide Prozesse fast den gesamten Beitrag der Dileptonenproduktion bei Strahlenergien unterhalb der freien NN-Schwelle des η -Mesons ($E_{th} = 1,27 \text{ GeV}$) ausmachen. Die OBE Rechnung zeigt allerdings auch, dass die gleichzeitige Betrachtung beider Prozesse kompliziert ist. Schlüsse über die Validität können nur gezogen werden, wenn weitere Ergebnisse aus elementaren Reaktionen $p + p$ und $p + d$ zur Verfügung stehen. Die Transportrechnung HSD, die diese OBE Rechnung beinhaltet, beschreibt, abgesehen von Massen um $M_{ee} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$, die experimentellen Ergebnisse der HADES und DLS Kollaboration gut. Die verbleibende Diskrepanz könnte durch einen höheren Beitrag baryonischer Resonanzen, der Bremsstrahlung oder Vektormesonen wie ρ und ω reduziert werden.

Werden in der Transportrechnung HSD zusätzlich In-Medium-Effekte berücksichtigt, so weisen die Vektormesonen eine höhere Multiplizität auf. Sie erklären so die gemessenen HADES Daten etwas besser. Wegen des leichten Stoßsystems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ fallen die erwarteten Modifikationen der Spektralfunktionen der Vektormesonen gering aus.

Auch die Transportrechnung IQMD, in der die Prozesse Δ -Dalitz-Zerfall und pn-Bremsstrahlung einen ähnlichen Verlauf und eine gleiche Stärke wie im HSD Modell aufweisen, erklärt die experimentellen Daten gut. Der Massenbereich bei $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$ wird sehr gut durch die in IQMD verwendete Parametrisierung des direkten η -Zerfalls beschrieben, allerdings ist dieser Prozess noch nicht vermessen worden.

Einen weiteren Hinweis auf den Ursprung der Dielektronenproduktion gibt der von der DLS Kollaboration durchgeführte Vergleich der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1,04 GeV pro Nukleon mit den elementaren Reaktionen $p + p$ und $p + d$ bei gleicher Projektilenergie [Wil98]. Bezüglich der Form beschreiben die $p + d$ Daten die Form der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Reaktion. Allerdings wurde das Ergebnis der Schwerionenkollision auf das der elementaren Reaktion normiert, um einen Vergleich der Verteilungen zu ermöglichen. Eine absolute Aussage ist nur nach entsprechender unabhängiger Normierung beider Verteilungen, z. B. auf die Zahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis, möglich.

Die normierte Multiplizität der Mesonen π^0 und η werden innerhalb der HADES-Akzeptanz durch PLUTO und durch die Transportmodelle HSD und IQMD sehr ähnlich beschrieben. Im Eventgenerator PLUTO wurden die Multiplizitäten dieser Mesonen aus den Messungen der TAPS Kollaboration abgeleitet. Somit kann nach Subtraktion dieser beiden Mesonen vom ge-

messenen Elektron-Positron-Paar-Spektrum bestimmt werden, wie hoch der Beitrag anderer Dileptonenquellen im invarianten Massenspektrum maximal sein kann. Insgesamt ergibt sich innerhalb der HADES-Akzeptanz für den gesamten invarianten Massenbereich eine normierte Multiplizität von $2 \cdot 10^{-3} (GeV/c^2)^{-1}$ und für $M_{ee} > 0,15 GeV/c^2$ eine normierte Multiplizität von $9,6 \cdot 10^{-5} (GeV/c^2)^{-1}$.

7.2 Ausblick

Aus den mit dem HADES Detektorsystem aufgezeichneten Daten der $^{12}C + ^{12}C$ Reaktion bei 1 GeV pro Nukleon konnten zahlreiche Ergebnisse, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, extrahiert werden. Trotzdem sind weitere Untersuchungen notwendig, um weitere Informationen über die systematischen Fehler zu erhalten und diese zu reduzieren. Damit die systematischen Fehler der angewendeten Selektionskriterien in experimentellen Daten bestimmt werden können, müssen die applizierten Schnitte innerhalb von gewissen Grenzen ($\pm 1 \sigma$) variiert werden. Zum besseren Verständnis des systematischen Fehlers der Effizienz-Korrektur muss die sog. Selbst-Konsistenz-Überprüfung nicht nur für invariante Massen, sondern auch als Funktion anderer Observablen wie des Transversalimpulses überprüft werden. Die Einbettung von simulierten Leptonen in experimentellen Daten verspricht hinsichtlich der realistischeren Untergrundbeschreibung Verbesserungen für eine genauere Effizienz-Korrektur. Davon erhofft man sich eine bessere Selbst-Konsistenz der Analyse und demzufolge eine Reduktion des systematischen Fehlers der Effizienz-Korrektur. Um einen Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Modellen nicht nur innerhalb der HADES-Akzeptanz zu ermöglichen, könnten Rapiditätsverteilungen aus den extrapolierten Transversalimpulsspektren gewonnen werden. Allerdings bedarf dies der Erprobung.

Als ein wesentliches Ergebnis dieser Arbeit kann betrachtet werden, dass sich der Quotient aus der Multiplizität der Dielektronen und der Multiplizität des η -Dalitz-Zerfalls als Funktion der Projektilenergie entsprechend der Anregungsfunktion der Pionenproduktion verhält. Somit könnte ein Zusammenhang z. B. mit der Produktion der Δ -Resonanz, anderer Resonanzen oder der Bremsstrahlung bestehen. Die mit den experimentellen Daten verglichenen Transportmodelle zeigen, dass die Beiträge von Δ -Dalitz-Zerfall und Bremsstrahlung im Vergleich zu den anderen Dileptonenquellen im Massenintervall $0,15 GeV/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 GeV/c^2$ dominieren. Diese beiden Prozesse sind aber bisher nicht oder nur mit unzureichender Qualität vermessen worden, so dass auch ein quantitativer Vergleich von elementaren Reaktionen mit Schwerionenkollisionen zur Zeit nicht möglich ist.

Die von der HADES Kollaboration durchgeführten Messungen von $p + p$ und $d + p$ bei 1,25 GeV [Gal08] [Lap08], d. h. unterhalb der Produktionsschwelle des η -Mesons, versprechen mehr Aufschluss über diese wenig verstandenen Beiträge der Dileptonenproduktion zu geben. Vor allem der Anteil der pn -Reaktion, die insbesondere in Schwerionenkollisionen eine große Rolle spielt, ist wichtig. Bei Kenntnis dieser Prozesse kann die entsprechende Implementierung in den Transportrechnungen überprüft und gegebenenfalls verfeinert werden, um die Schwerionenkollisionen besser bzw. korrekt beschreiben zu können. Dies ist ein notwendiger Schritt

in Richtung der Lösung des DLS Puzzles.

Ein gutes Verständnis der elementaren Prozesse ist ebenfalls wichtig, um In-Medium-Modifikationen herauszuarbeiten und erklären zu können. Hinsichtlich des Studiums der In-Medium-Effekte hat die HADES Kollaboration bereits die Messung $\text{Ar} + \text{KCl}$ bei 1,756 GeV/u mit der Selektion auf zentrale Reaktionen durchgeführt [Kri08] [Jur08] [Lan08]. Weitere Experimente wie $p + A$, $\pi + A$ und $A + A$ (z. B. $\text{Nb} + \text{Nb}$) sind geplant. So können mit diesen Messungen Effekte, z. B. Abhängigkeiten von Strahlenergie und Systemgröße, systematisch untersucht werden. Dies gibt nur einen Teil der noch anstehenden notwendigen Untersuchungen wieder.

In Zukunft ist geplant, das HADES Detektorsystem an der bei der GSI neuen Beschleunigeranlage FAIR zu installieren, um so Messungen bei Strahlenergien von bis zu 8 GeV pro Nukleon durchzuführen. Um die Messungen der Dileptonenproduktion auf Strahlenergien von 10 - 40 GeV pro Nukleon auszudehnen, wird das Compressed Baryonic Matter Experiment (CBM) bei FAIR zur Zeit entwickelt und frühestens ab 2016 am FAIR Beschleunigerkomplex in Einsatz gehen.

Anhang A

Transportmodelle

Dieser Anhang enthält eine kurze Zusammenstellung der Beschreibungen einiger ausgewählter mikroskopischer Transportrechnungen wie IQMD und UrQMD, die in dieser Arbeit im Vergleich zu experimentellen Daten gezeigt werden (vgl. Kap. 2 und 6). Transportmodelle ermöglichen, die Dynamik sowohl elementarer Reaktionen als auch die von Schwerionenkollisionen zu simulieren. Ebenso kann neben der Teilchenmultiplizität auch z. B. die Reaktionsgeometrie studiert werden.

Die hier vorgestellten Transportmodelle beruhen entweder auf dem Kaskadenmodell, einem einfachen mikroskopischen Vielteilchenmodell, oder der klassischen Molekular-Dynamik. Bei dem Kaskadenmodell propagieren die Teilchen auf geraden Bahnen, und es finden zwischen einzelnen Teilchen binäre Kollisionen statt. Allerdings lassen sich hiermit nicht Effekte, die bei der Kompression von Materie wichtig sind, wiedergeben [Bas97]. Bei der klassischen Molekular-Dynamik werden Teilchen über den Einfluss von Potentialen durch Integration über die klassischen Bewegungsgleichungen propagiert. Die Invarianz der Zeitumkehr ist gegeben und die Entropie erhalten.

BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck):

BUU ist aus dem Kaskadenmodell hervorgegangen. Die Teilchen propagieren in einem impuls- und dichteabhängigen mittleren Feld und wechselwirken in Kollisionen miteinander. Das Derivat von BUU in [Bar06] beinhaltet z. B. die Propagation von breiten Meson-Resonanzen, die aus dem Zerfall von baryonischen Resonanzen stammen. Aus BUU ist die HSD Transportrechnung entstanden.

HSD (Hadron-String Dynamics):

Das relativistische Transportmodell HSD wurde basierend auf BUU entwickelt. Bei hohen Energien werden inelastische Hadron-Hadron Kollisionen durch das FRITIOF¹ String Modell beschrieben; bei niedrigen Energien werden Hadron-Hadron Kollisionen anhand von experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitten modelliert. Es werden auch Dileptonen aus dem

¹Erzeugung angeregter Strings über eine longitudinale Anregung durch Impulsaustausch zwischen den Quarks der kollidierenden Nukleonen.

Zerfall von Vektormesonen, deren Masse weit unterhalb der Polmasse der Vektormesonen liegt, erzeugt. Dies bezeichnet man als “off-shell“. Weiterhin werden die Kollisionsverbreiterung und die Reduktion der Massen der Mesonen ρ und ω im Medium berücksichtigt. Da die Produktion von Dileptonen ein seltener Prozess ist (vgl. Kapitel 1.2)), wird die Zeitintegrations-Methode (“shining“) in HSD verwendet. Während der gesamten Lebensdauer der Resonanz werden Dileptonen emittiert bis diese in Hadronen zerfällt oder vom umgebenden Medium absorbiert wird. Mehr Informationen sind z. B. in [BC08] zu finden.

QMD (Quanten-Molekular-Dynamik):

Dieses Modell verbindet die Eigenschaften des Kaskadenmodells und der klassischen Molekular-Dynamik: Nukleonen und die erzeugten Teilchen werden propagiert. Binäre Kollisionen finden statt, und instabile Teilchen zerfallen. Mehr Details sind in [Bas97] beschrieben.

IQMD (Isospin Quanten-Molekular-Dynamik):

Ein Derivat von QMD ist das semiklassische IQMD Modell, das verwendet wird, um Schwerionenkollisionen bis zu Projektilenergien von 2 GeV pro Nukleon zu simulieren. Die Wechselwirkung der Hadronen geschieht über Potentiale und Kollisionen. Alle Quellen, die zum invarianten Massenspektrum von Dileptonen beitragen, sind implementiert. Der “off-shell“ Prozess ist für leichte Systeme wie C + C Reaktionen nicht eingebaut. Die Wirkungsquerschnitte sind dem Particle Data Booklet [Yao06] entnommen. Weitere Informationen finden sich in [Tho07].

RQMD (Relativistische Quanten-Molekular-Dynamik):

Aus dem QMD Modell ist in Tübingen RQMD, das alle baryonischen Resonanzen (Δ und N^*) mit Massen unter $2 \text{ GeV}/c^2$ beinhaltet, entwickelt worden. Die Produktion der Vektormesonen ρ und ω geschieht über die Anregung nuklearer Resonanzen. So ist auch hier der “off-shell“ Prozess für Vektormesonen implementiert. Theoretische Grundlage von RQMD ist die Erweiterung des Vektormeson Dominanz Modells (vgl. Abschn. 1.2.4), das mit eVMD (“extended Vector Meson Dominance“) abgekürzt wird. Das eVMD berücksichtigt neben den Grundzuständen der Vektormesonen ρ und ω auch angeregte Zustände wie ρ' und ρ'' bzw. ω' und ω'' , um die Übergangs-Formfaktoren beschreiben zu können. Weiterhin wird innerhalb des RQMD Modells der Dekohärenz-Effekt als In-Medium-Effekt berücksichtigt: Durch die Wechselwirkung der Vektormesonen mit den sie umgebenden Teilchen im Medium wird die im Vakuum beobachtete destruktive Interferenz aufgehoben, was eine Zunahme des Wechselwirkungsquerschnitts bei kleinen Massen bewirkt. Ferner sagt das Modell eine Kollisionsverbreiterung, z. B. des ω -Mesons, von mehr als einer Größenordnung im Medium voraus. Dies hat eine Reduktion der Produktion von Dileptonen aus dieser Quelle zur Folge. Eine genauere Beschreibung des RQMD Modells findet sich in [She03].

UrQMD (Ultrarelativistische Quanten-Molekular-Dynamik):

Das am Institut für Theoretische Physik in Frankfurt entwickelte UrQMD Modell ist ein mikroskopisches dynamisches Modell, das Schwerionenreaktionen bei kleinen Einschussenergien

($\approx 1 \text{ GeV/u}$) bis hin zu hohen Energien Ereignis für Ereignis getrennt simuliert. Innerhalb eines Ereignisses bildet das Modell die mikroskopische Zeitentwicklung einer Kollision zweier Atomkerne nach. Hier werden Mesonen und Baryonen mit Hilfe klassischer Bewegungsgleichungen propagiert und binäre Kollisionen sowie Zerfälle instabiler Teilchen durchgeführt. Die Rechnung ist in einzelne Zeitschritte unterteilt, in denen Propagation und Kollision abwechselnd verlaufen. Die Wahrscheinlichkeit einer Kollision ist in Form von partiellen und totalen Wirkungsquerschnitten tabelliert. Ist der Wechselwirkungsquerschnitt nicht bekannt, wird dieser mit Hilfe von Modellen extrapoliert oder anhand des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts (“detailed balance“) ermittelt. Im UrQMD-Modell sind zahlreiche Teilchen, Resonanzen sowie deren Zerfälle aus dem Particle Data Booklet [Yao06] implementiert. Mehr Informationen zum UrQMD Modell, mit dem neben der Teilchenmultiplizität u. a. auch Aussagen über die Reaktionsgeometrie (z. B. Fluss) gemacht werden können, sind in [Bas98] zu finden.

Anhang B

Elektronen- und Positronenspektren

Dieser Anhang zeigt weitere Ergebnisse der Analyse von Leptonenspuren in der Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon. Zunächst werden weitere ausgewählte Observablen, getrennt nach Polarität und den beiden Flugzeitwand-Systemen (TOFin0/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1)), für experimentelle und simulierte Daten (UrQMD) präsentiert. Anschließend werden einige Distributionen für experimentelle Daten nach jedem angewendeten Datenschnitt dargestellt. In Abschnitt 4.3 werden die Normierung der Daten und die einzelnen Datenschnitte für die Identifikation von Leptonen erläutert. Startpunkt der hier gezeigten Verteilungen sind alle Teilchenspuren, die den Schnitt auf die Trefferkorrelation erfüllen.

Die Abbildungen B.1, B.2, B.4, B.6 und B.8 zeigen einen Vergleich der experimentellen Daten mit der Simulation als Funktion des Polarwinkels, des Impulses, des Transversalimpulses $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, der Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E+p_z}{E-p_z}\right)$ und der Pseudo-Rapidity $\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$. Die Abbildungen B.3, B.5, B.7, B.9 und B.10 stellen die Verhältnisse der experimentellen und simulierten Daten als Funktion des Impulses, des Transversalimpulses, der Rapidität, der Pseudo-Rapidity und des Azimutwinkels dar. Die Distributionen sind getrennt nach Ladung und Flugzeitwand-System dargestellt. Die Verteilungen der beiden Datensätze weisen teilweise recht ähnliche Formen bzw. Steigungen auf, unterscheiden sich allerdings z. B. in ihrer Zählrate. Dies ist bspw. auf die falsche Korrelation in den Algorithmen der Trigger-Stufe LVL2 zurückzuführen (vgl. Kap. 4.4). Unterschiede in der Form der Impulsverteilungen können dagegen, z. B. durch unterschiedliche Temperaturen, in experimentellen Daten und Simulation hervorgerufen werden (vgl. Abschn. 6.6).

In den Abbildungen B.11 und B.12 sind die Korrelationen zwischen Azimut- und Polarwinkelverteilung und zwischen Polarwinkel- und Impulsverteilung getrennt nach Polarität für experimentelle Daten und Simulation zu finden. Eine ausführlichere Beschreibung der Abbildung B.12 ist in Abschnitt 4.4 zu finden.

Die Abbildungen B.13, B.14, B.15 zeigen die Impuls-, Azimut- und Polarwinkelverteilungen für experimentelle Daten nach jedem angewendeten Datenschnitt zur Identifikation von Leptonen (s. Kap. 4.3). Vor allem für Spuren positiver Polarität (Positronen) ist zu sehen, wie nach Anwendung der einzelnen Selektionskriterien die Zählrate bei hohen Impulsen abnimmt. Anhand der Abbildung 4.6 ist zu erkennen, dass bei hohen Impulsen hauptsächlich Pionen und

Protonen zu finden sind, die mit Hilfe der Selektionskriterien aus dem Datenensemble entfernt werden. Aus der Simulation ist bekannt, dass nach Anwendung aller Datenschnitte die Kontamination von Hadronen integral für alle Impulsbereiche weit unter 1% liegt. Folglich werden bei den hohen Impulsen erfolgreich Hadronen entfernt. Die Zählrate nimmt bei hohen Impulsen für Spuren negativer Polarität (Elektronen) weniger ab, da nur Pionen das Datenensemble hier verunreinigen können. Eine detaillierte Analyse (Verhältnis der Verteilung nach Schnitt “i“ zu der entsprechenden Verteilung nach Schnitt S0, der Trefferkorrelation) zeigt, dass die Verteilungen in den Abbildungen B.14 und B.15 ihre Form nach jedem angewendeten Datenschnitt nicht verändern. Lediglich bei einem Azimutwinkel von $\phi \approx 350^\circ$ ist für Spuren positiver Polarität im TOF-Detektor vor Anwendung der Selektionskriterien eine Peak-Struktur sichtbar. Diese ist auf elektronisches Rauschen im RICH- und in den META-Detektoren zurückzuführen. Bereits nach Applikation des Schnitts auf die Qualität der RICH-Ringe wird diese Struktur deutlich reduziert. Die sichtbare Abnahme der Zählrate der oben genannten Verteilung nach jedem angewendeten Datenschnitt spiegelt Tabelle 4.2 ebenfalls wider.

Mehr Erläuterungen hierzu sind in Abschnitt 4.4 zu finden.

Die Abbildung B.16 zeigt die Impulsverteilung von Elektronen und Positronen nach allen Schnitten bis zu einem Impuls von 3 GeV/c. Deutlich wird, dass Leptonen in der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon hauptsächlich einen Impuls von $\approx 0,1 \text{ GeV}/c$ aufweisen und die Zählrate bei höheren Impulsen gering ist. Der in der Analyse von Leptonenpaaren angewendete Schnitt von $p \leq 2 \text{ GeV}/c$ verwirft nur $\approx 2\%$ der Spuren (vgl. Abschn. 5.3.1).

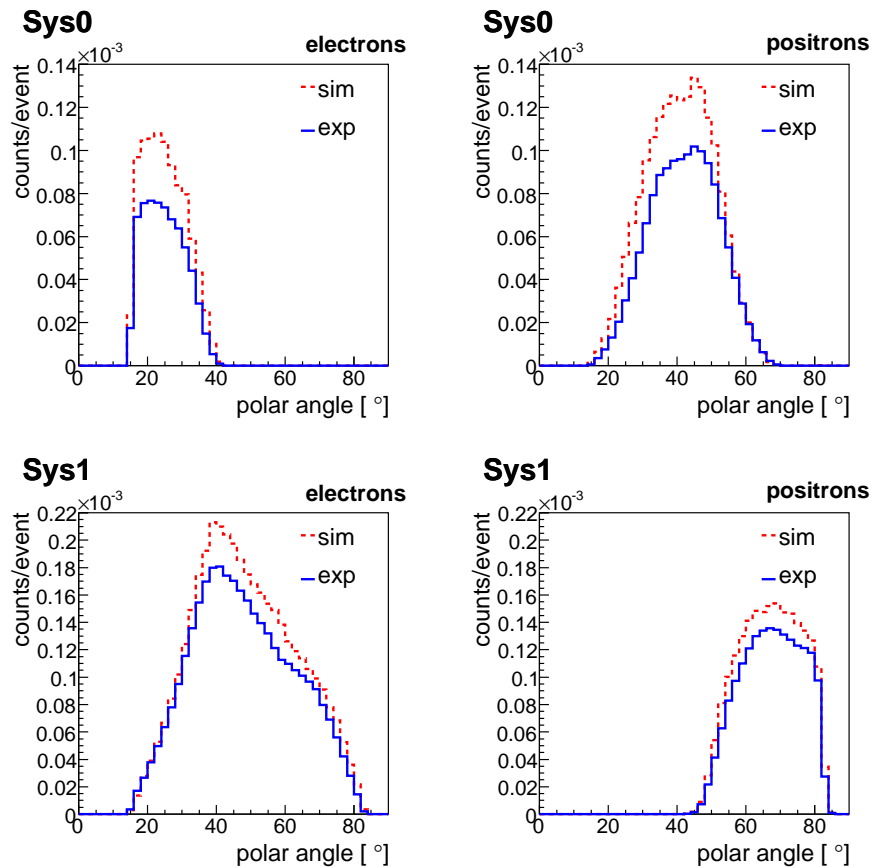


Abbildung B.1: Polarwinkelverteilungen (θ) von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

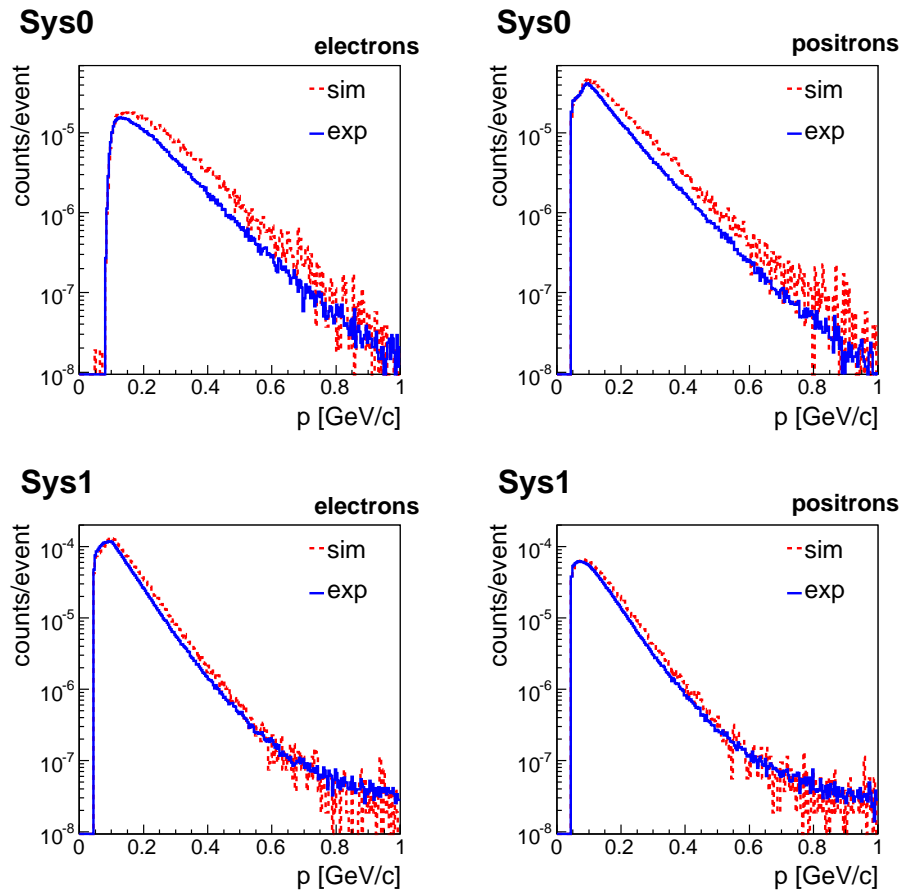


Abbildung B.2: Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

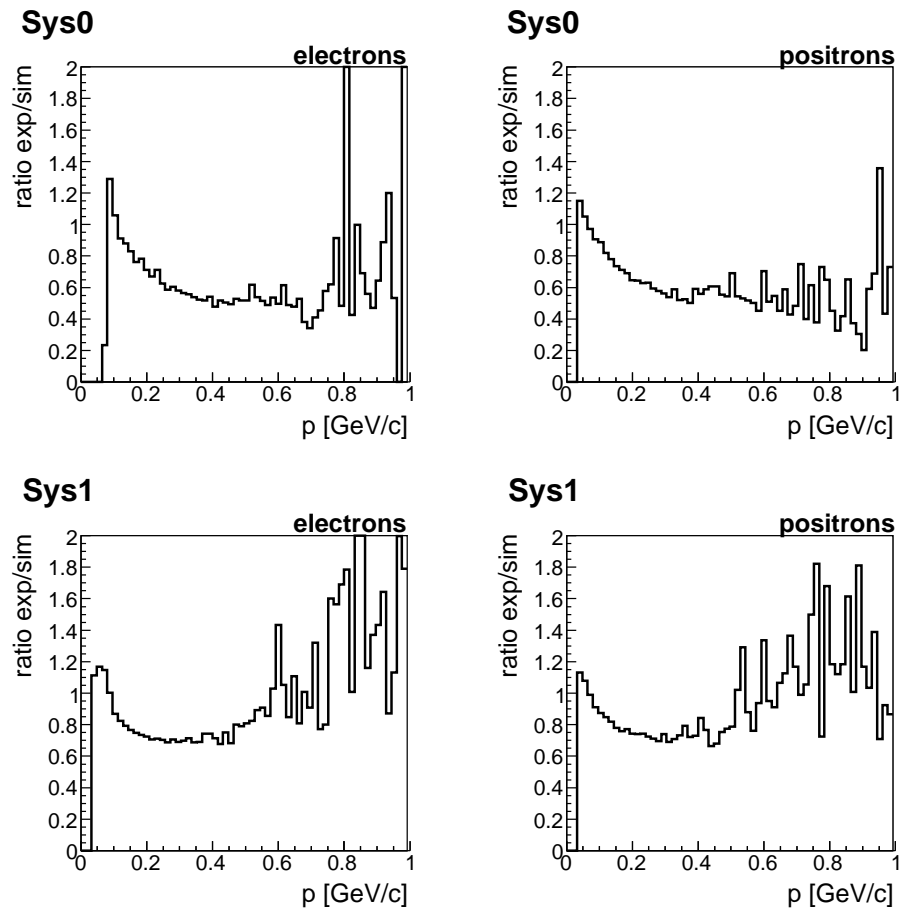


Abbildung B.3: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Impulses. Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

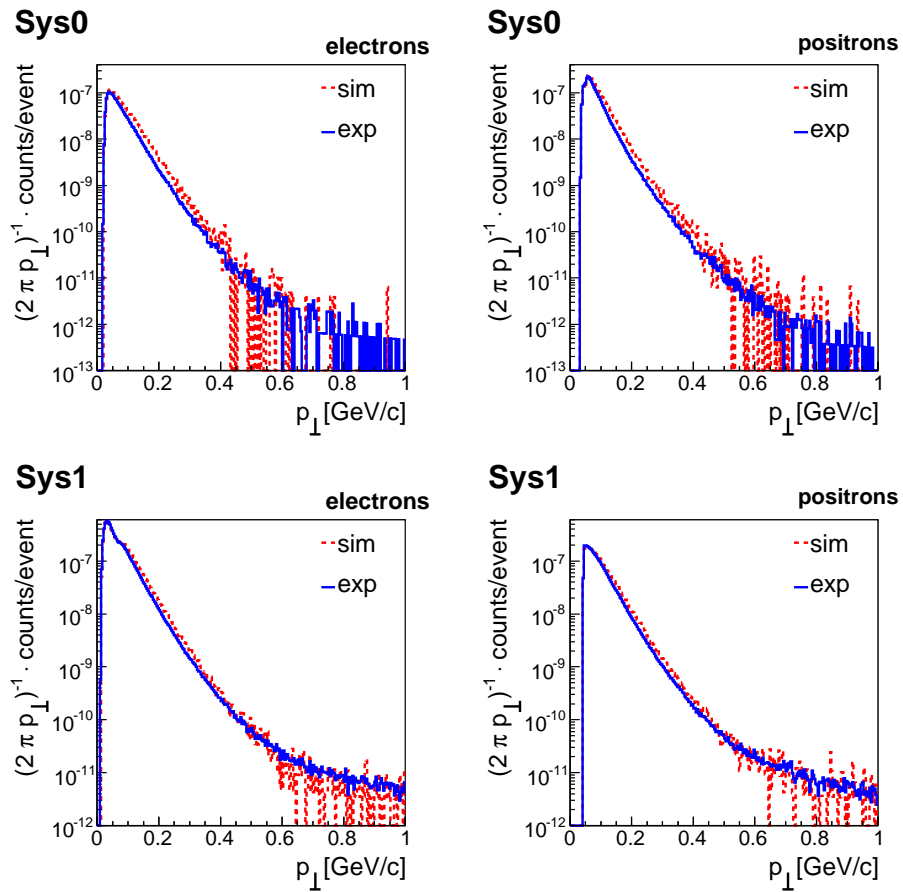


Abbildung B.4: Transversalimpulsverteilungen (p_{\perp}) von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFINo/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

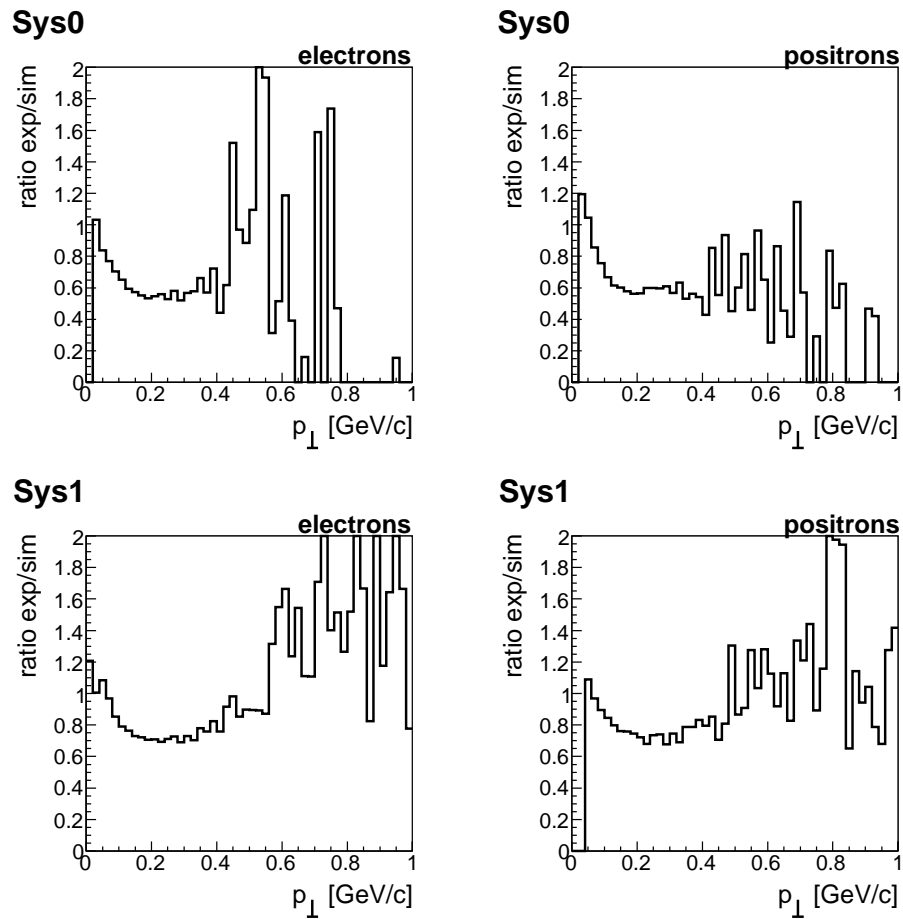


Abbildung B.5: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Transversalimpulses. Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

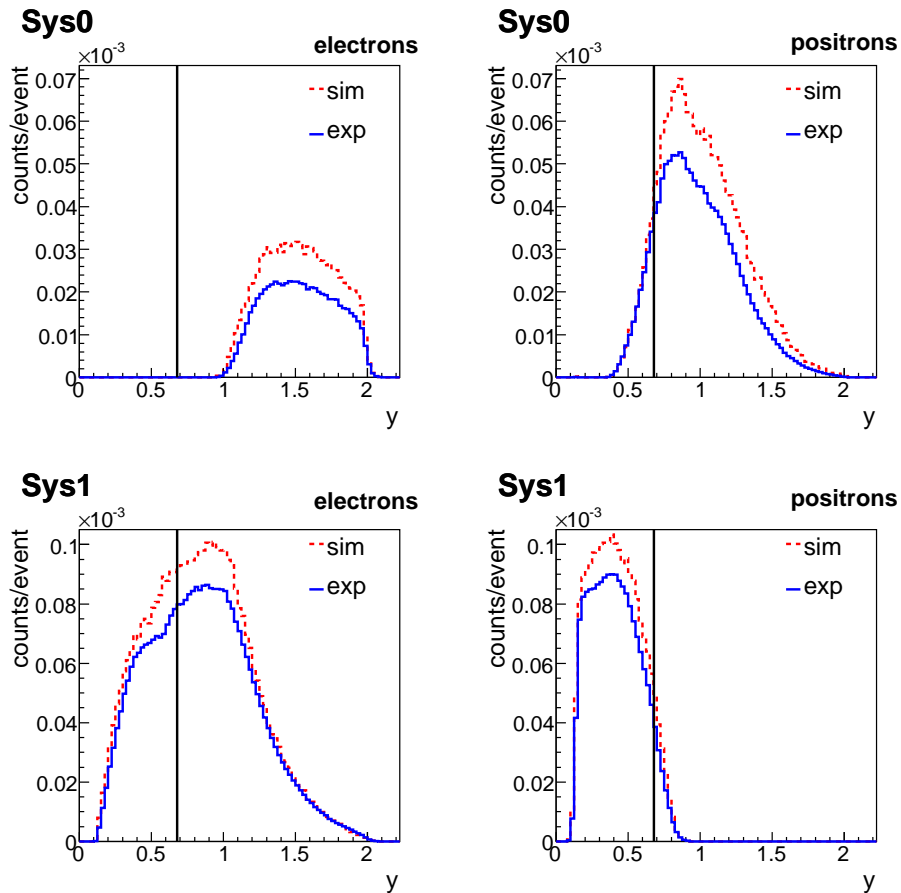


Abbildung B.6: Rapiditätsverteilungen y von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt. Die mittlere Rapidität von $y_{1/2} = 0,68$ ist jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

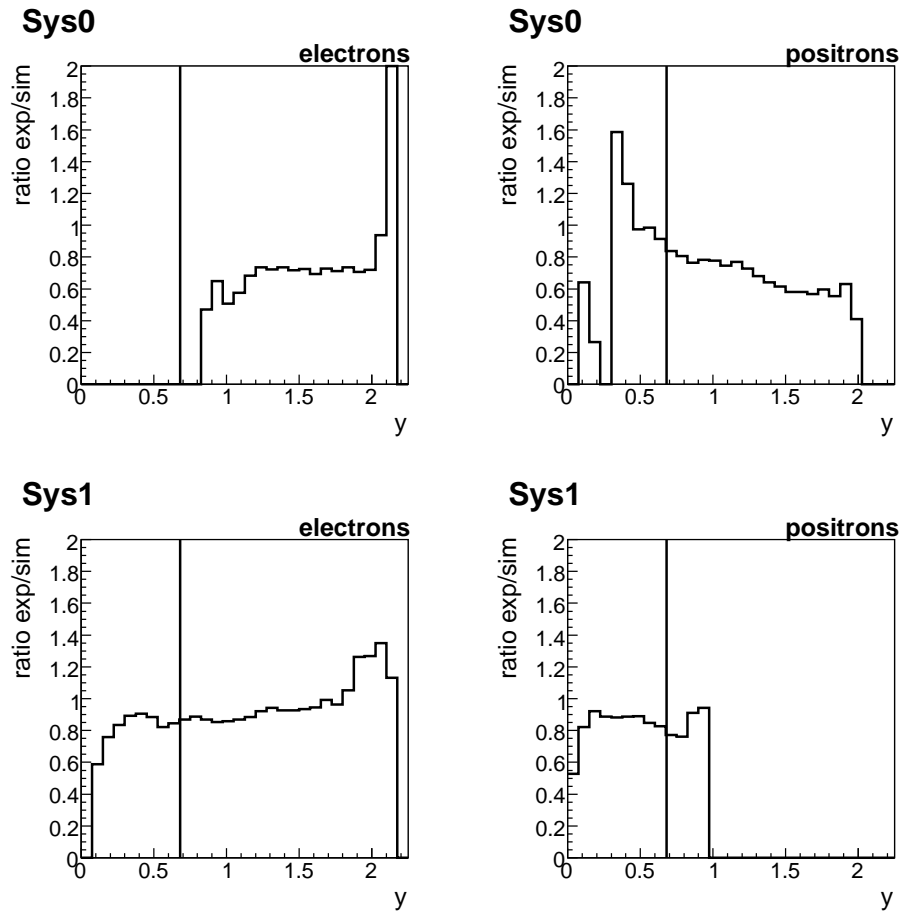


Abbildung B.7: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion der Rapidität. Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt. Die mittlere Rapidität von $y_{1/2} = 0,68$ ist jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

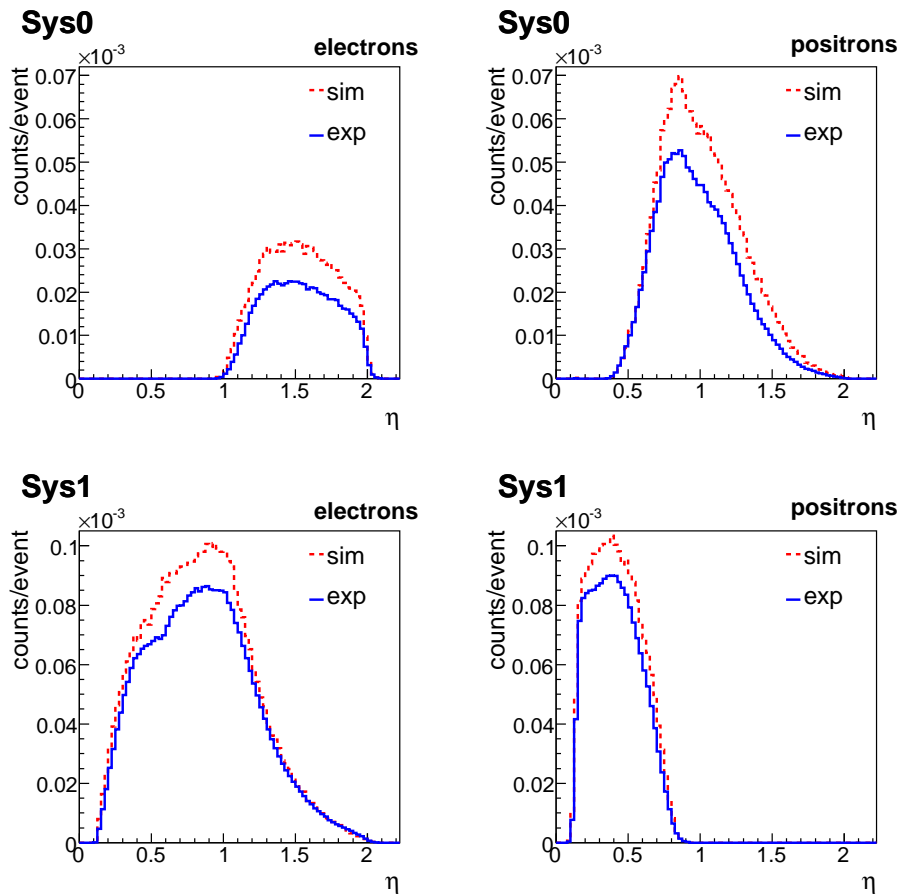


Abbildung B.8: Pseudo-Rapidityverteilungen η von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten und Simulation. Die Verteilungen sind für den TOFinno/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

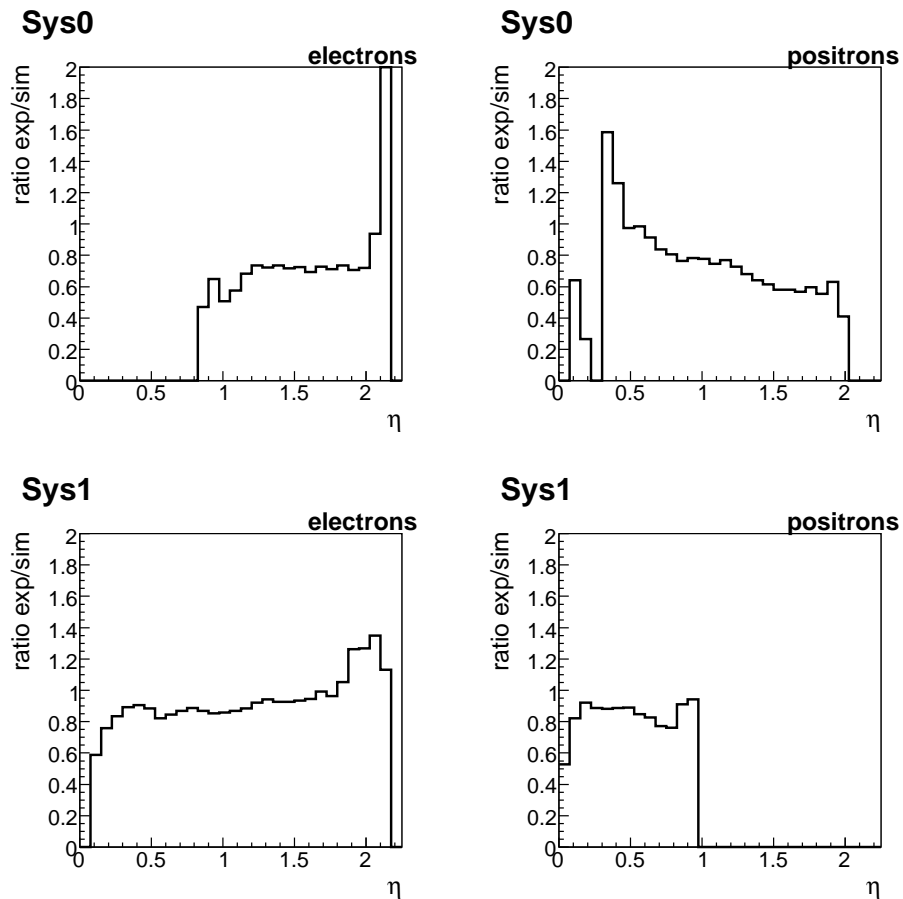


Abbildung B.9: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion der Pseudo-Rapidity. Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFin/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

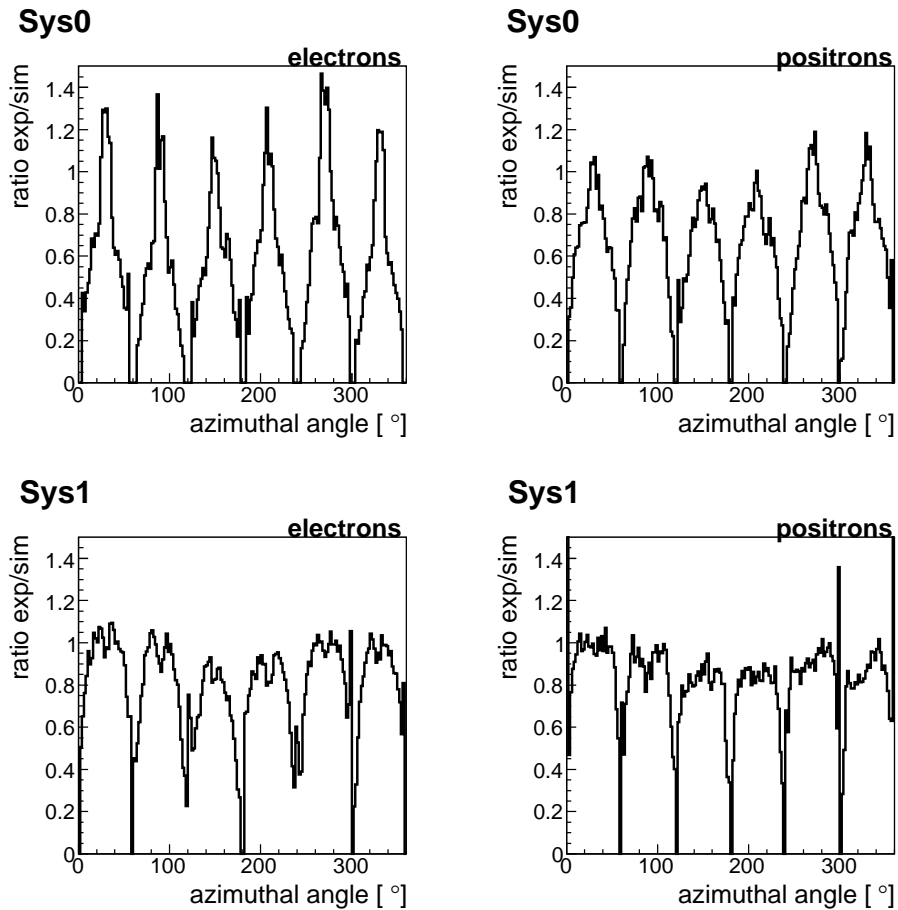


Abbildung B.10: Verhältnis experimenteller Daten zu Simulation als Funktion des Azimutwinkels (ϕ). Die Verteilungen für Elektronen und Positronen sind jeweils für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

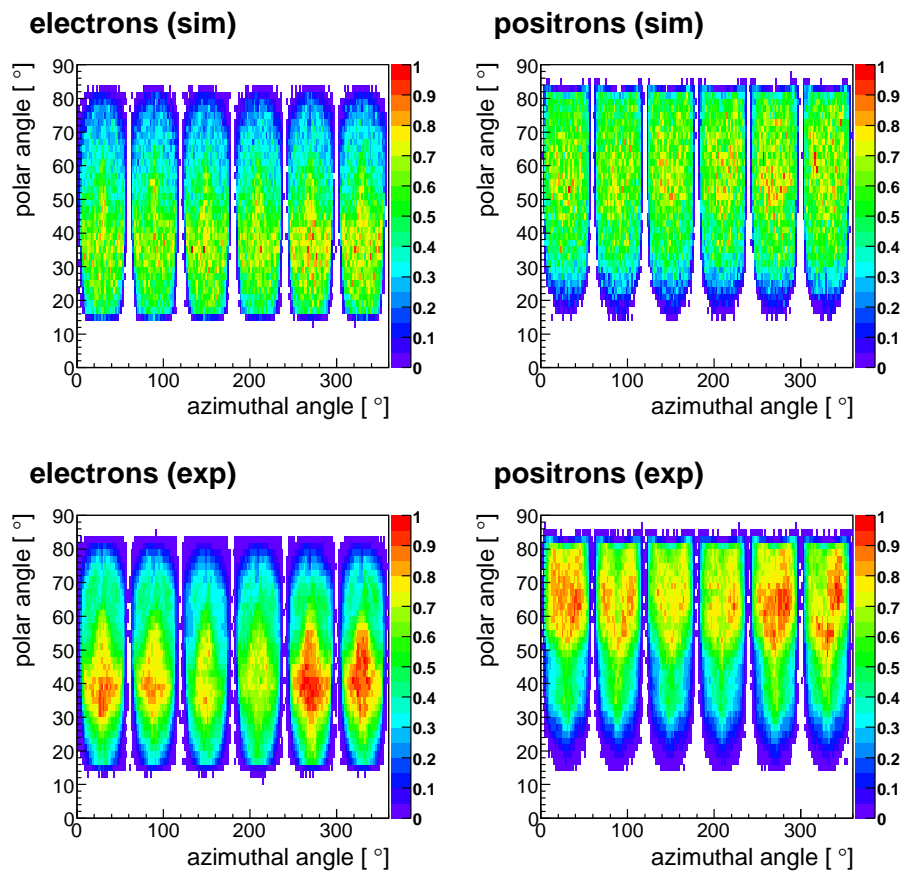


Abbildung B.11: Korrelation zwischen Azimut- und Polarwinkel (ϕ vs θ) für Elektronen und Positronen. Die Korrelationen sind für experimentelle Daten und Simulation dargestellt. Das Maximum der Verteilung ist jeweils auf 1 normiert.

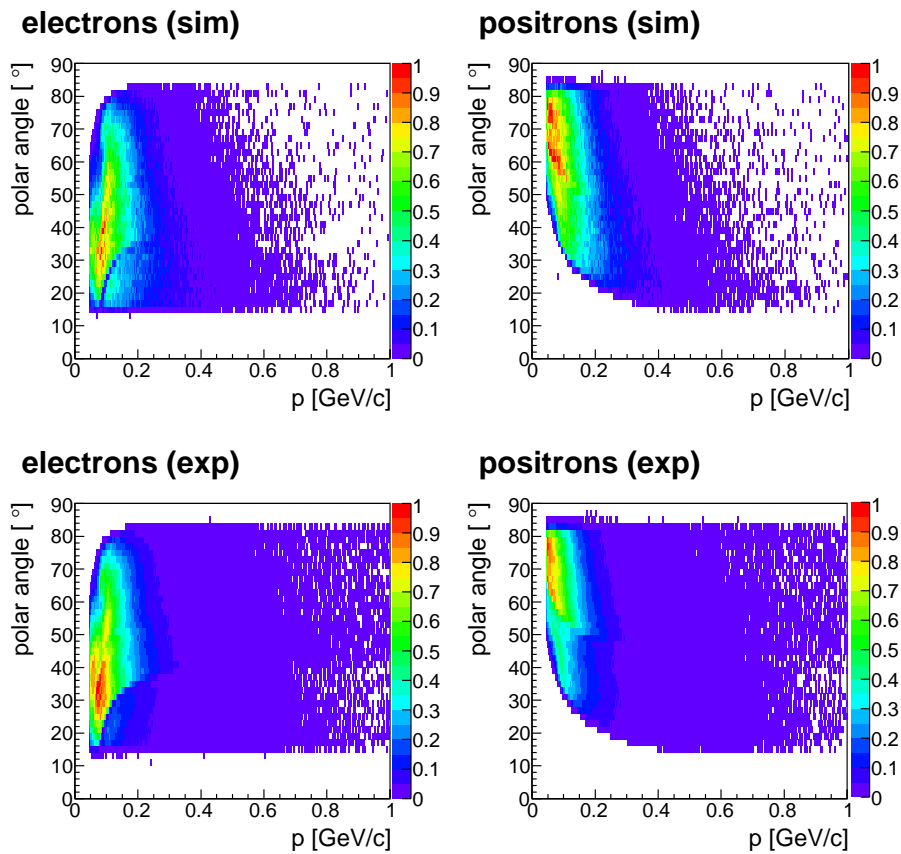


Abbildung B.12: Korrelation zwischen Polarwinkel und Impuls (θ vs p) für Elektronen und Positronen. Die Korrelationen sind für experimentelle Daten und Simulation dargestellt. Das Maximum der Verteilung ist jeweils auf 1 normiert.

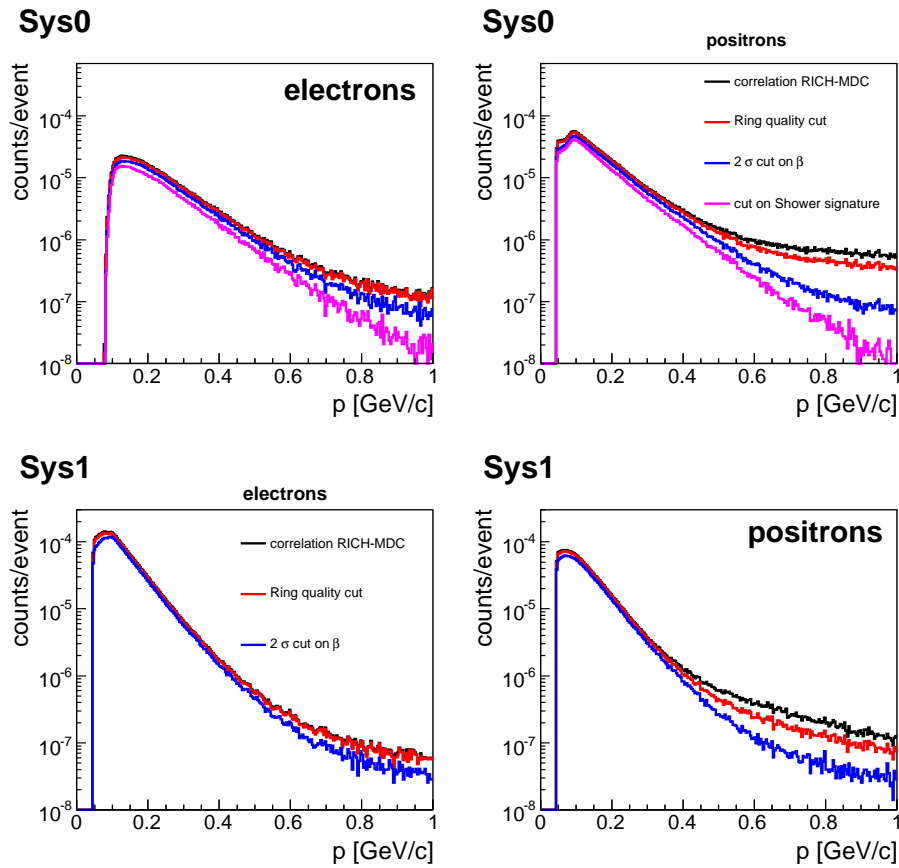


Abbildung B.13: Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten nach jedem Datenschnitt. Die Verteilungen sind für den TOFin0/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

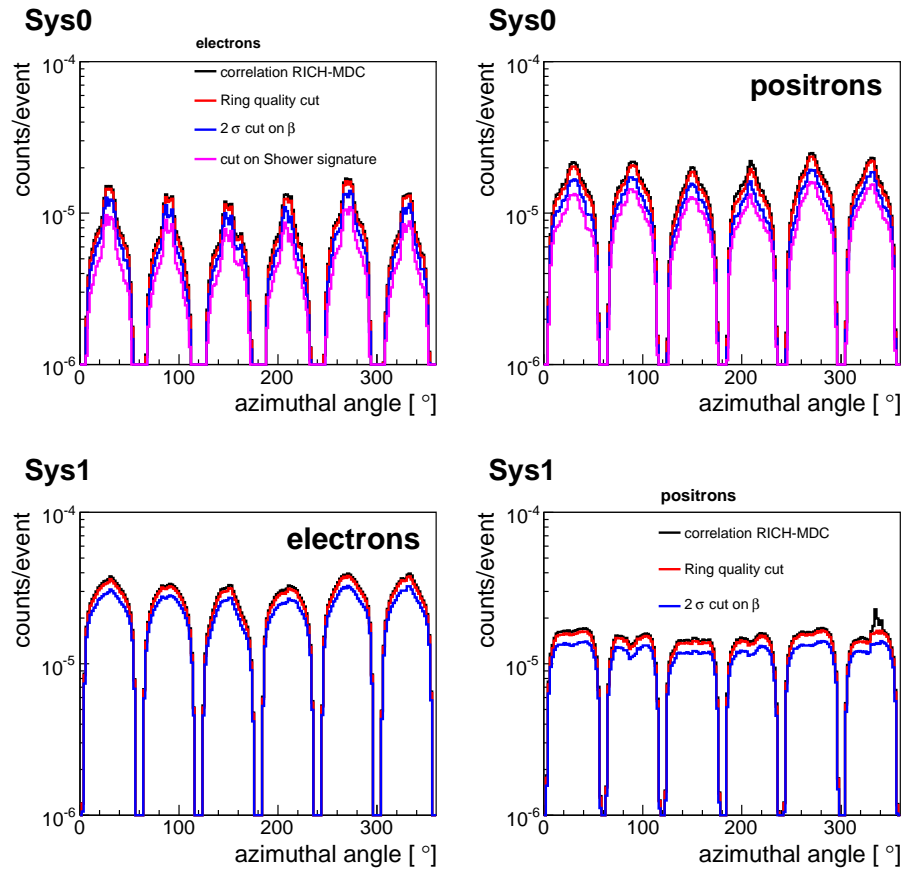


Abbildung B.14: Azimutwinkelverteilungen (ϕ) von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten nach jedem Datenschnitt. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

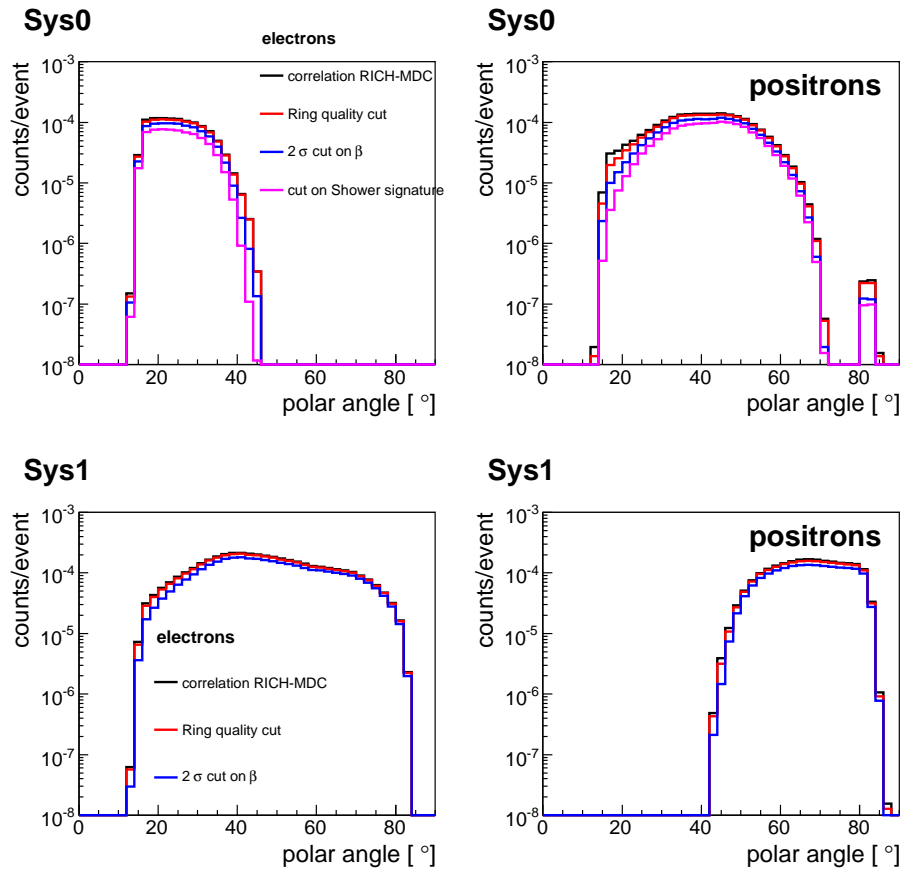


Abbildung B.15: Polare Winkelverteilungen (θ) von Elektronen und Positronen für experimentelle Daten nach jedem Datenschnitt. Die Verteilungen sind für den TOFino/PreShower- (Sys0) und TOF-Detektor (Sys1) getrennt dargestellt.

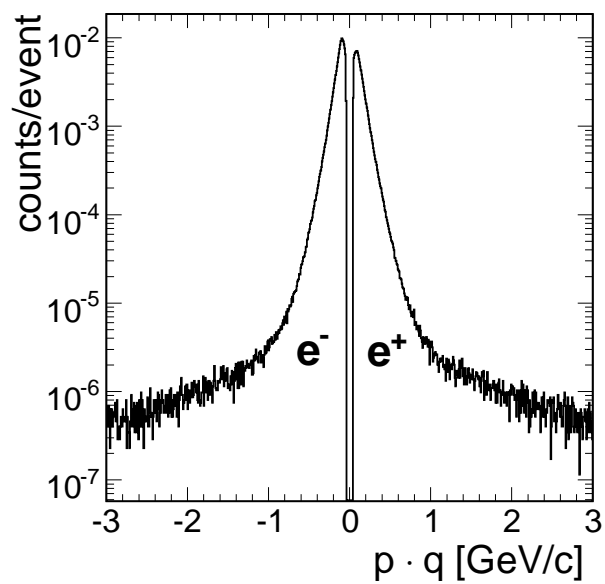


Abbildung B.16: Impuls multipliziert mit der Polarität für Leptonenkandidaten nach allen Schnitten bis $\pm 3 \text{ GeV}/c$. Das Spektrum ist nicht auf die Binbreite normiert.

Anhang C

Dileptonenspektren

Dieser Anhang greift einige der in Kapitel 5 kurz erwähnten Thematiken auf und erläutert diese genauer.

C.1 Doppeltreffer

Die Abbildung C.1(a) zeigt ein Elektron-Positron-Paar, dessen einzelne Trajektorien in allen Detektoren des HADES Detektorsystems getrennt nachgewiesen werden. Die verschiedenen Möglichkeiten eines Doppeltreffers (vgl. Abschn. 5.3.1) in den Detektoren des HADES Detektorsystems für Paare mit ungleicher Polarität sind in Abbildung C.1(b) bis (e) für die Analyse mit der Kick-Plane-Methode dargestellt:

- ein RICH-Ring wird mit zwei einzelnen Spuren in den Driftkammern vor dem Magnetfeld (MDC) und mit zwei Treffern auf den META-Detektoren verknüpft (C.1(b))
- ein RICH-Ring und eine Spur in den Driftkammern wird mit zwei verschiedenen Treffern auf den META-Detektoren verbunden (C.1(c))
- ein RICH-Ring und ein Treffer auf den META-Detektoren wird zwei Spuren in den Driftkammern zugeordnet (C.1(d))
- ein Treffer auf den META-Detektoren wird mit zwei RICH-Ringen und zwei Spuren in den Driftkammern korreliert (C.1(e))

Analoges gilt für LS-Paare. Den Prozentsatz der beschriebenen Doppeltreffer für Paare mit gleicher und ungleicher Polarität ohne Schnitte zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes gibt Abbildung C.2(a) wieder. Es wird bspw. sichtbar, dass 12% der Elektron-Positron-Paare keinen Doppeltreffer, aber 74% einen Doppeltreffer im RICH und in den MDC vor dem Magnetfeld aufweisen (s. Abb. C.1(c)). Die entsprechenden prozentualen Anteile der nicht

aufzulösenden Doppeltreffer für die Paare mit gleichem Vorzeichen können ebenfalls abgelesen werden. Die hohe Zahl der Doppeltreffer ist zum einen darauf zurückzuführen, dass die γ -Konversion typische Öffnungswinkel von bis zu 2° aufweist und der RICH bzw. die Driftkammern zwei Spuren mit einem Öffnungswinkel $< 4^\circ$ bzw. $< 3^\circ$ nicht separieren können. Zum anderen kann eine Spur (ein Lepton des Paares) mit kleinem Impuls wegen des Magnetfeldes aus der Akzeptanz des Spektrometers herausgebogen werden (vgl. Abb. C.1(e) und 5.4).

Nach Anwendung eines Schnitts auf den Öffnungswinkel von 9° (s. Abschn. 5.3.1) sinkt der gesamte Anteil der Doppeltreffer der US-Paare auf weniger als 20% (s. Abb. C.2(b)). Durch diese Selektion werden die Beiträge in den Abbildungen C.1(b) und (c) deutlich verringert. So ist z. B. die Anzahl der Doppeltreffer im RICH und in den MDC auf 11% gesunken.

Um Korrelationen wie im Fall C.1(e) zu entfernen, wird der in Abschnitt 5.3.1 beschriebene Schnitt auf nicht vollständig rekonstruierte Spuren angewendet.

Die anderen Selektionskriterien zur Reduktion des Untergrundes sind ebenfalls in Abschnitt 5.3.1 erläutert.

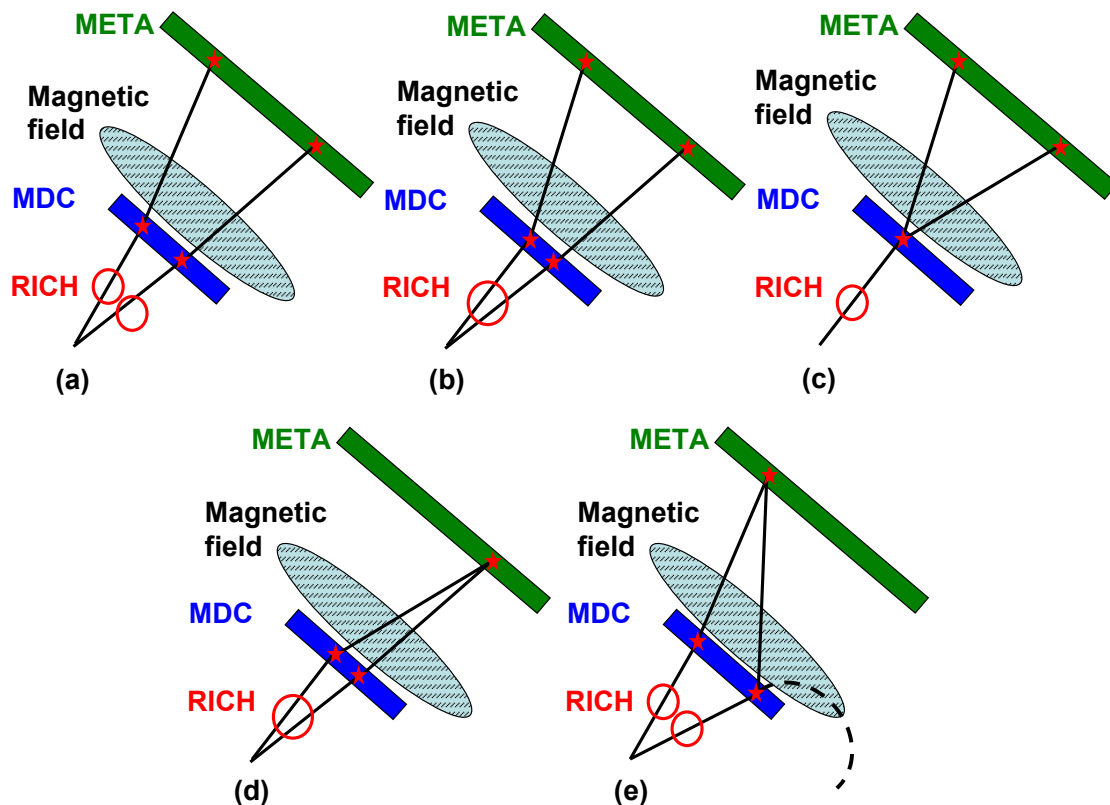


Abbildung C.1: Schematische Darstellung der möglichen Doppeltreffer in den Detektoren des HADES Detektorsystems für die Analyse mit der Kick-Plane-Methode: (a) korrekt nachgewiesenes Paar, kein Doppeltreffer, (b) Doppeltreffer im RICH (c) Doppeltreffer im RICH und in den MDC vor dem Magnetfeld, (d) Doppeltreffer im RICH und in den META-Detektoren, (e) Doppeltreffer in den META-Detektoren.

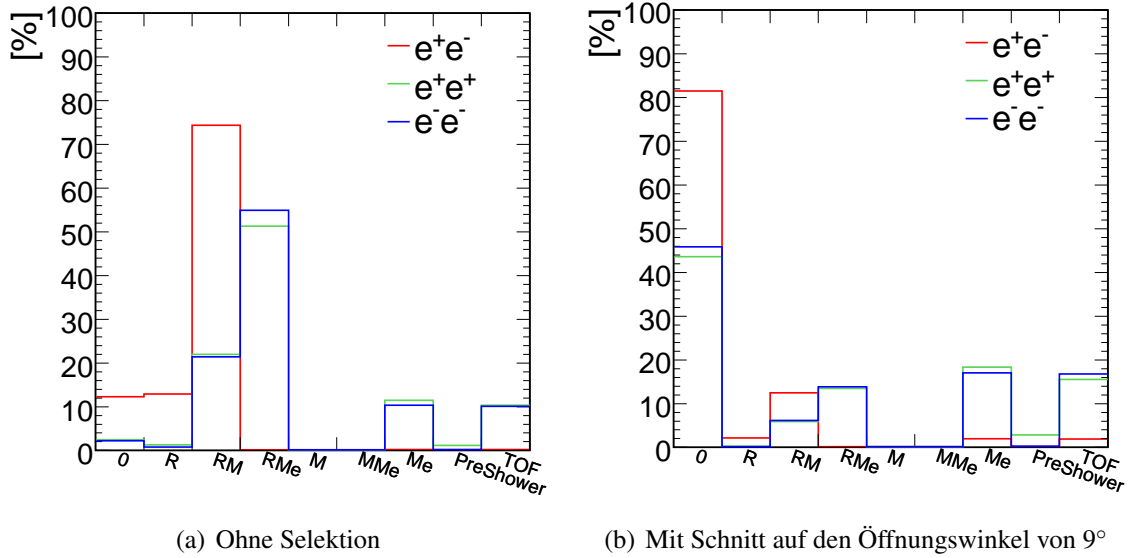


Abbildung C.2: Verteilung der Doppeltreffer. Nomenklatur: RICH (R), MDC vor dem Magnetfeld (M), META-Detektoren (Me), PreShower und TOF.

C.2 Effizienz der Trigger-Stufe LVL2

Zur Anreicherung der seltenen Ereignisse mit Leptonen, wird die Trigger-Stufe LVL2 eingesetzt (s. Abschn. 3.2.2). Diese aufgezeichneten Ereignisse werden für die Auswertung verwendet. Zur Normierung der resultierenden Spektren muss die Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 E_f^{LVL2} bestimmt werden (vgl. Abschn. 5.5.1). Die Effizienz dieser Trigger-Stufe wird aus dem Verhältnis der Anzahl von Leptonenpaaren in angereicherten (LVL2) und nicht angereicherten (LVL1) Ereignissen $E_f^{LVL2} = \frac{\text{Zahl der Leptonenpaare in } N^{LVL2} \text{ Ereignissen}}{\text{Zahl der Leptonenpaare in hochgerechneten } N^{LVL1} \text{ Ereignissen}}$ ermittelt. Um die Effizienz festzustellen, wird jedes 7. Ereignis, das die Bedingung der Trigger-Stufe LVL1 (aber nicht notwendigerweise die der Trigger-Stufe LVL2) erfüllt, erfasst. Die Zahl der Ereignisse N^{LVL1} muss hochgerechnet werden, um die gleiche Menge an Ereignissen wie N^{LVL2} auszuwerten.

Um die Effizienz zunächst für einzelne Leptonen zu berechnen, werden die Ereignisse N^{LVL2} und N^{LVL1} der Analyse zur Leptonenidentifikation (vgl. Kap. 4.3) unterworfen und der Quotient aus den resultierenden Spektren berechnet. Tabelle C.1 fasst die Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für Elektronen und Positronen für die beiden Flugzeitwand-Systeme zusammen. Die Effizienz der Trigger-Stufe LVL2, einzelne Elektronen und Positronen zu registrieren, ist im Bereich des TOFino/PreShower- etwa 30% geringer als in der Region des TOF-Detektors. Grund ist eine falsche Korrelation zwischen dem RICH- und PreShower-Detektor in den Algorithmen der Trigger-Stufe LVL2, die während der Strahlzeit $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon verwendet wurde. Die niedrigere Effizienz für Elektronen im Vergleich zu Positronen in der Region des TOFino/PreShower-Detektors ist auf die Magnetfeld-Konfiguration zurückzuführen.

	TOFino/PreShower (Sys 0)	TOF (Sys 1)	Sys 0 und Sys 1
Elektronen	0,4	0,83	0,76
Positronen	0,6	0,83	0,76
Elektronen u. Positronen	0,53	0,85	0,76

Tabelle C.1: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 für einzelne Leptonen

Für die Berechnung der Zuverlässigkeit der Trigger-Stufe LVL2 für Leptonenpaare werden auf die Ereignisse N^{LVL2} und N^{LVL1} die Schnitte zur Selektion von Elektronen/Positronen und zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes (s. Abschn. 5.3) angewendet. Grundsätzlich ist anzumerken, dass die Statistik, wie in den folgenden Abbildungen ersichtlich, gering ist. Dies ist vor allem in den Verteilungen der Leptonenpaare gleicher Polarität und im resultierenden kombinatorischen Untergrund (CB) wegen der Reduktion des Untergrundes durch die angewendeten Schnitte der Fall. Zur Ermittlung der Effizienz tragen hauptsächlich die Bereiche in den Spektren mit geringen statistischen Fehlern bei. Die Abbildungen C.3 und C.4 zeigen die resultierenden nicht effizienzkorrigierten Spektren und die entsprechenden Quotienten als Funktion der invarianten Masse für Paare mit gleicher und ungleicher Polarität, für den CB sowie für das resultierende Signal. Die resultierende Effizienz (s. o.) ist für Signal und Untergrund gleich. Vor allem bei hohen invarianten Massen steigt der Fehler der Effizienz (Verhältnis der Spektren) wegen der geringen Statistik an. Der gewichtete Mittelwert, der ebenfalls eingezeichnet ist, beträgt 89% und ist konstant als Funktion der invarianten Masse und des Transversalimpulses (s. Abb. C.5). Dagegen ist die Effizienz der Trigger-Stufe LVL2 als Funktion der Rapidität nicht stetig (s. Abb. C.6). Bei Vorwärts-Rapidität fällt der Wirkungsgrad stark ab. Diese Abhängigkeit als Funktion der Rapidität (Y_{ee}) wird durch die Funktion $9,98 \cdot 10^{-1} \cdot \exp[-(Y_{ee} - 1,11 \cdot 10^{-1})^2]$ und mit anschließender entsprechender Normierung auf 89% korrigiert. Das Ergebnis zeigt Abbildung C.7. Nun beträgt der gewichtete Mittelwert des resultierenden Quotienten ebenfalls 89%.

Der berechnete gewichtete Mittelwert von 89% ($\hat{=}$ Effizienz) wird für die Normierung der finalen experimentellen Spektren verwendet (vgl. Abschn. 5.5.1). Die Rapiditäts-Abhängigkeit wird entsprechend obiger Funktion korrigiert.

Die Anreicherung von Leptonen in Ereignissen, die die Trigger-Stufe LVL2 erfüllen, beträgt im Vergleich zu LVL1 5,3 und entsprechend für Elektron-Positron-Paare 6,5.

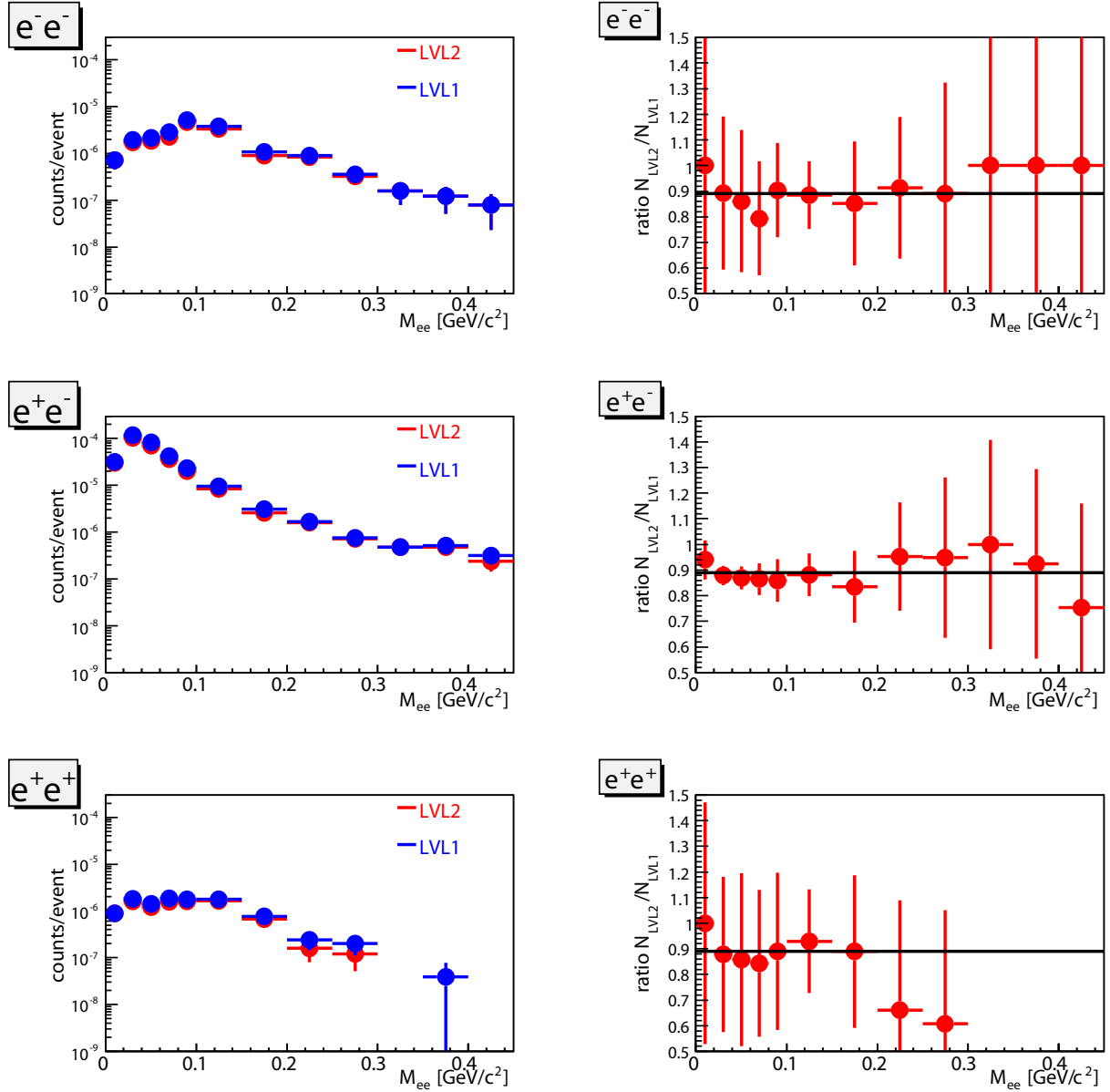


Abbildung C.3: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2. Spektren der Leptonenpaare (gleicher und ungleicher Polarität) als Funktion der invarianten Masse aus den Ereignissen N^{LVL2} und N^{LVL1} sowie die entsprechenden Verhältnisse. Der gewichtete Mittelwert ($\hat{=}$ Effizienz) ist ebenfalls als waagerechte Linie eingezeichnet.

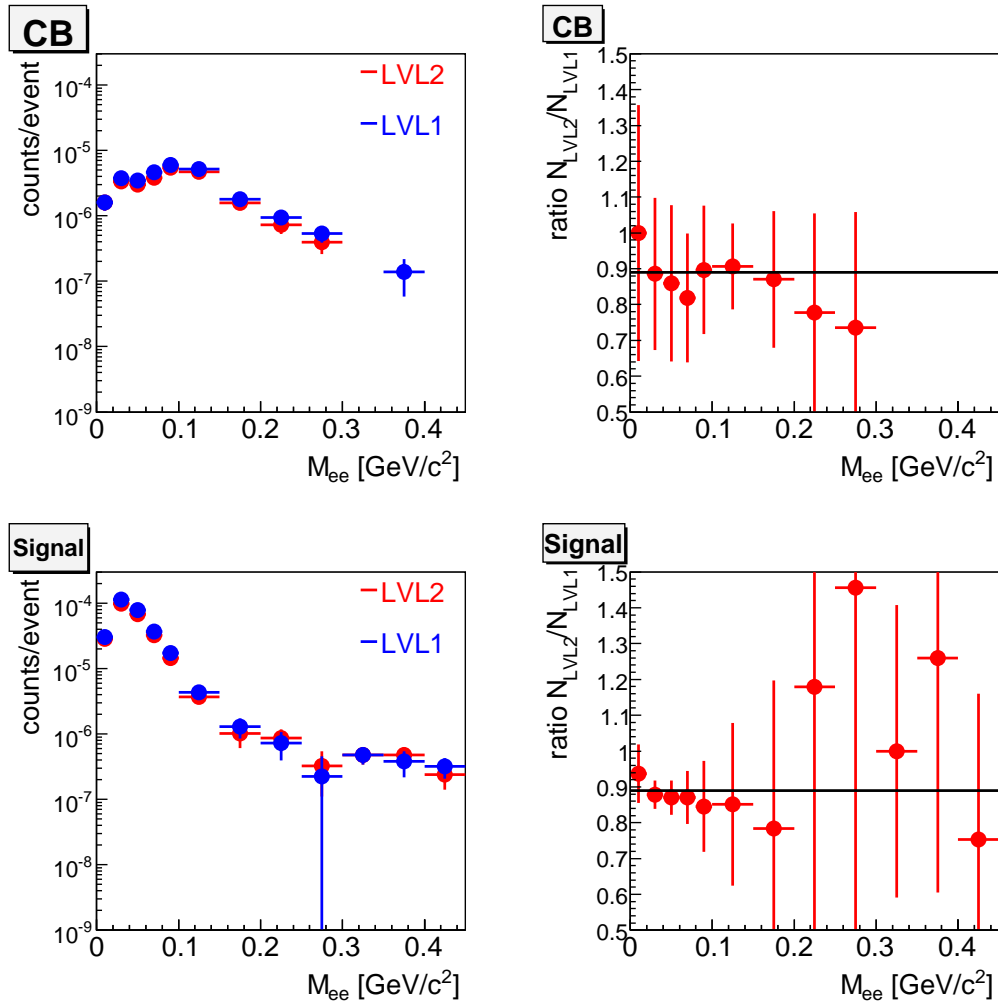


Abbildung C.4: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2. CB und Signal bestimmt aus den Ereignissen N^{LVL2} und N^{LVL1} als Funktion der invarianten Masse sowie die entsprechenden Verhältnisse. Der gewichtete Mittelwert ($\hat{=}$ Effizienz) ist ebenfalls als waagerechte Linie eingezeichnet.

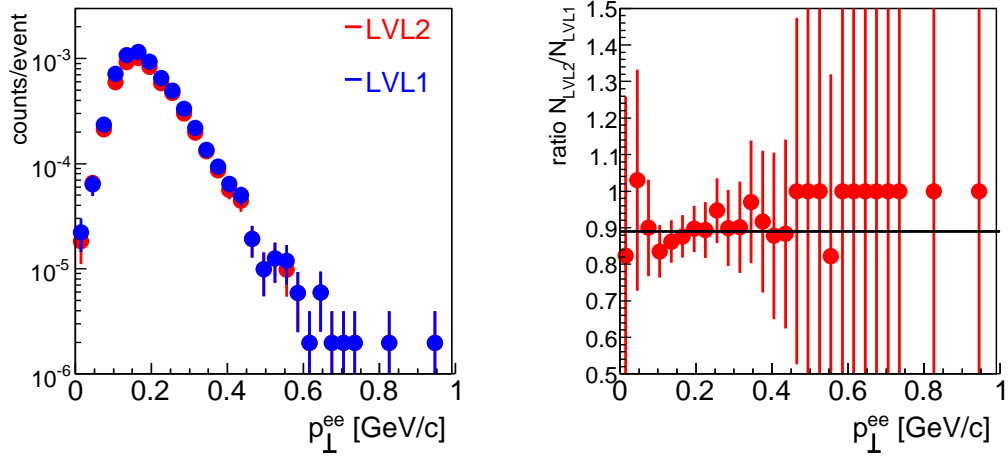


Abbildung C.5: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2. Signal bestimmt aus den Ereignissen N^{LVL2} und N^{LVL1} als Funktion des Transversalimpulses sowie das entsprechende Verhältnis. Der gewichtete Mittelwert ($\hat{=}$ Effizienz) ist ebenfalls als waagerechte Linie eingezeichnet.

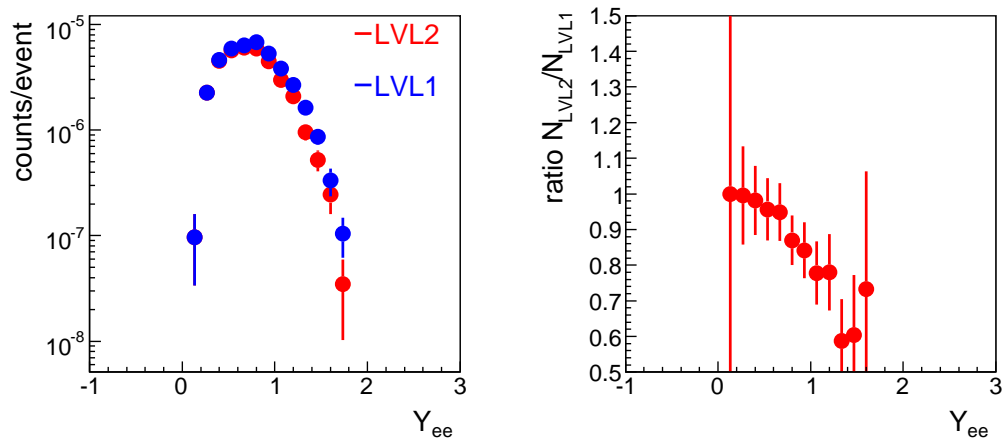


Abbildung C.6: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2. Signal bestimmt aus den Ereignissen N^{LVL2} und N^{LVL1} als Funktion der Rapidität sowie das entsprechende Verhältnis.

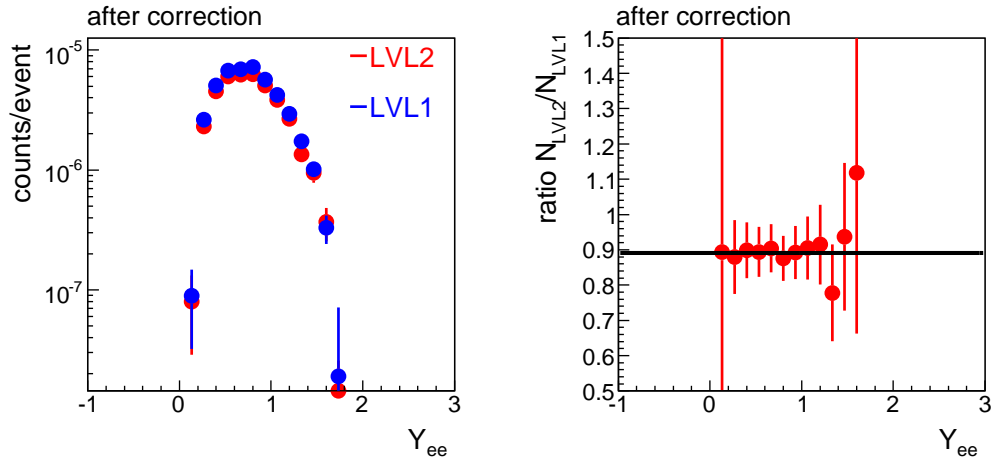
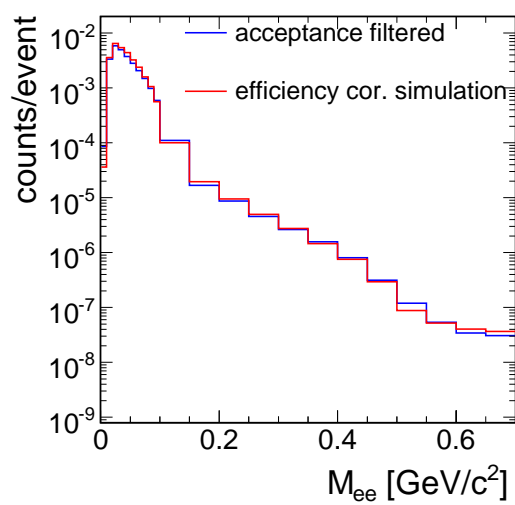


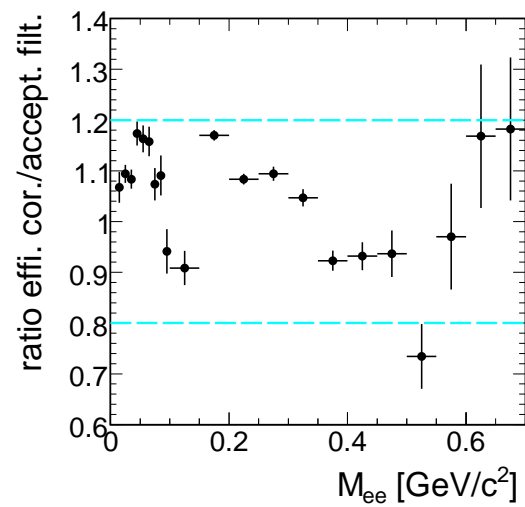
Abbildung C.7: Effizienz der Trigger-Stufe LVL2. Signal bestimmt aus den Ereignissen N^{LVL2} und N^{LVL1} als Funktion der Rapidity sowie das entsprechende Verhältnis nach entsprechender Korrektur (s. Text). Der gewichtete Mittelwert ($\hat{=}$ Effizienz) ist ebenfalls als waagerechte Linie eingezeichnet.

C.3 Systematische Fehler der Effizienz-Korrektur

Um den systematischen Fehler der Effizienz-Korrektur abzuschätzen, wurde die sog. Selbst-Konsistenz-Überprüfung mit dem PLUTO Cocktail (vgl. Kap. 1.5) durchgeführt. Hierzu wird der PLUTO Cocktail zum einen der gesamten HADES-Analyse unterworfen (s. Abschn. 4.2.1), was die Schritte zur Selektion von einzelnen Leptonenspuren und zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes beinhaltet, und die Resultate analog zu den experimentellen Daten mit den in Kapitel 5.4 gefundenen Effizienzmatrizen korrigiert. Zum anderen wird derselbe PLUTO Cocktail mit der HADES-Akzeptanz gefiltert und der Impuls bzw. die invariante Masse entsprechend der Auflösung des Spektrometers verschmiert (s. Abschn. 5.7). Die Resultate der beiden Analysen des PLUTO Cocktails sollten übereinstimmen (vgl. Kap. 5.4 und 5.7). Dies wird auch anhand der schematischen Übersicht der HADES-Analyse in Abbildung 4.2 motiviert. Jede Abweichung wird als systematischer Fehler der Effizienz-Korrektur interpretiert. Die Abbildung C.8 zeigt die Ergebnisse der beiden Analysen des PLUTO Cocktails als Funktion der invarianten Masse sowie das Verhältnis beider Verteilungen. Die Abbildung C.8(b) zeigt, dass der systematische Fehler, definiert als maximale Abweichung, $\pm 20\%$ beträgt.



(a) PLUTO Cocktail nach beiden Analysen



(b) Verhältnis der Verteilungen in (a)

Abbildung C.8: Systematische Fehler der Effizienz-Korrektur. (a) Gezeigt werden der PLUTO Cocktail gefiltert mit der HADES-Akzeptanz (Impuls entsprechend der Auflösung des Experiments verschmiert) und der PLUTO Cocktail verarbeitet mit der HADES-Analyse und adäquat effizienzkorrigiert. (b) Verhältnis der beiden Verteilungen in (a). Der systematische Fehler, definiert als maximale Abweichung, in Höhe von $\pm 20\%$ ist ebenfalls eingezeichnet.

Anhang D

Weitere Ergebnisse

Im Folgenden wird auf die Untersuchung des systematischen Fehlers der Extrapolation der HADES Daten eingegangen und weitere Ergebnisse, z. B. zusätzliche Vergleiche von experimentellen Daten mit Transportrechnungen, gezeigt.

D.1 Untersuchung der systematischen Fehler der Extrapolation der HADES Daten

In Kapitel 6.2 wurde beschrieben, dass für einen Vergleich der HADES Daten mit den Resultaten der DLS Kollaboration die Ergebnisse der HADES Messung teilweise in die Akzeptanz des DLS Detektorsystems extrapoliert werden müssen, da die Akzeptanzen beider Spektrometer nicht vollkommen überlappen (s. Abb. 6.4 und 6.7). Hier soll auf den systematischen Fehler der Extrapolation der HADES Daten eingegangen werden.

Im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$, das wegen des DLS Puzzles hauptsächlich von Interesse ist, kann die maximale systematische Änderung $\leq 25\%$ betragen, da dies der prozentuale Anteil der Daten aus der Extrapolation ist. Der komplette systematische Fehler der Extrapolation berücksichtigt folgende Effekte:

- die Fortpflanzung der Fehler der Anpassungsparameter. Zur Abschätzung dieser Fehler werden die Anpassungsparameter um $\pm 1 \sigma$ verändert (s. Abb. D.1).
- die unterschiedliche Parametrisierung der Anpassungsfunktion, d. h. die Verwendung von $\frac{1}{(P_{\perp}^{ee})^2}$ anstatt von $\frac{1}{P_{\perp}^{ee}}$ in Gleichung 6.1. Die Auswirkungen der verschiedenen Anpassungsfunktionen sind als Funktion der invarianten Masse in Abbildung 6.6(a) dargestellt.

Der resultierende systematische Fehler ist in Abbildung 6.6(a) durch die horizontalen (magenta-farbenen) Balken an den einzelnen HADES Datenpunkten gekennzeichnet.

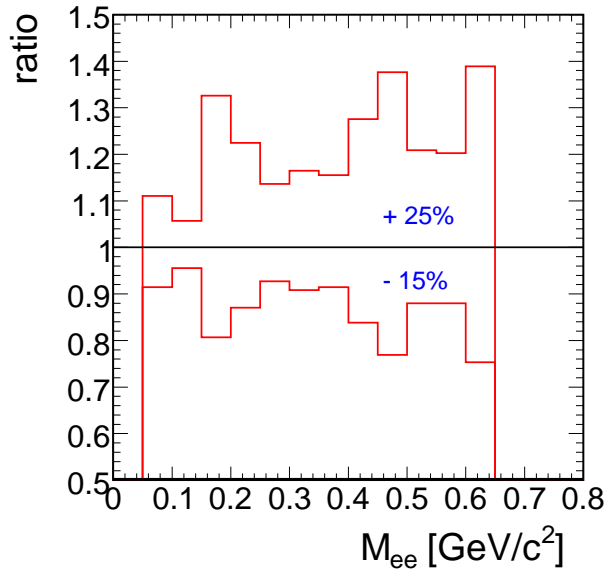


Abbildung D.1: Systematische Fehler der rekonstruierten invarianten Massenverteilung auf Grund der Unsicherheiten in der Bestimmung der Anpassungsparameter. Zur Abschätzung dieser Fehler werden die Anpassungsparameter um $\pm 1\sigma$ verändert.

D.2 Experimentelle Daten und Transportrechnungen im Vergleich zu PLUTO Cocktail A

Die Abbildung D.2 zeigt für verschiedene Transportrechnungen und den PLUTO Cocktail B das Verhältnis zu PLUTO Cocktail A. Wie in Abschnitt 6.3 beschrieben, sind die π^0 -, η - und ω -Mesonen im Cocktail A zusammengefasst, und Cocktail B beinhaltet zusätzlich die kurzlebigen Resonanzen Δ und ρ . Die Form der Verteilung der experimentellen Daten wird ausführlich in Abschnitt 6.3 diskutiert. Auch in dieser Repräsentation wird ersichtlich, dass der PLUTO Cocktail B nicht in der Lage ist, die experimentellen Daten zu erklären. Die Transportrechnungen HSD und IQMD hingegen beschreiben die experimentellen Daten recht gut, jedoch weisen beide Modelle eine Diskrepanz bei $M_{ee} \approx 0,4 \text{ GeV}/c^2$ auf. Bei invarianten Massen $M_{ee} \approx 0,55 \text{ GeV}/c^2$ beschreibt IQMD die Daten auf Grund der Implementierung des direkten Zerfalls des η -Mesons sehr gut (s. Diskussion in Abschn. 6.6). HSD dagegen unterschätzt hier die experimentellen Daten. Werden die Spektralfunktionen entsprechend den Erwartungen im Medium verändert, reduziert sich der Unterschied zwischen Modell und experimentellen Daten etwas (s. Abschn. 6.5.3).

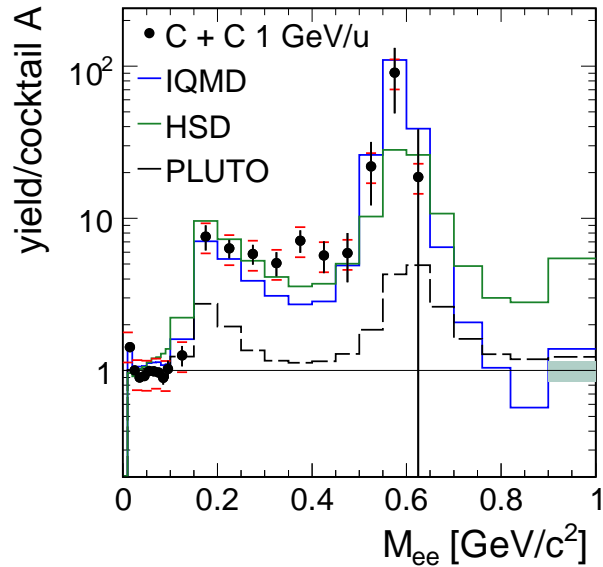


Abbildung D.2: Quotient aus experimentellen Daten bzw. Modellen und PLUTO Cocktail A. Die Modelle sind HSD [BC08], IQMD [Tho07] und der PLUTO Cocktail B (PLUTO). Das kleine graue Kästchen spiegelt für gemessene Daten den systematischen Fehler der Normierung auf die Zahl der π^0 -Mesonen in Höhe von 15% wider.

D.3 Zusätzliche Vergleiche experimenteller Ergebnisse mit Modellen

Den Vergleich der experimentellen Daten mit dem Modell PLUTO für invariante Massen $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion des Transversalimpulses und der Rapidität geben die Abbildungen D.3(a) und D.3(b) wieder. Als Funktion des Transversalimpulses erklären auch hier wie im Massenintervall $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ PLUTO Cocktail A und B die experimentellen Daten nicht. Als Funktion der Rapidität ist die Beschreibung besser. Wegen der geringen Statistik sind die Fehler der einzelnen gemessenen Datenpunkte hoch.

Das Verhältnis von experimentellen Daten zu PLUTO Cocktail A (vgl. Abschn. 6.3) als Funktion der Rapidität ist in Abbildung D.4 für die Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 und 2 GeV pro Nukleon dargestellt. Das Verhältnis für die Reaktion bei 1 GeV/u ist stetig bei mittlerer Rapidität und nimmt bei Vorwärts- und Rückwärts-Rapidität leicht zu. Der Quotient für die Messung bei 2 GeV/u steigt fast linear zu Vorwärts-Rapiditäten an.

Die Abbildungen D.5(a) und D.5(b) stellen die effizienzkorrigierte und normierte gemessene Transversalimpulsverteilung für invariante Massen $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ im Vergleich zu den Transportrechnungen HSD und IQMD dar. Die Modelle reproduzieren die Daten gut. Der π^0 -Dalitz-Zerfall ist der dominierende Prozess.

Auch die experimentellen Daten als Funktion der Rapidität für die invarianten Massenbereiche $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ und $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ beschreibt HSD gut (s. Abb.

D.6(a) und D.6(b)).

In Abbildung D.7 wird die Gegenüberstellung experimenteller Daten und einiger ausgewählter Dileptonenquellen der Transportrechnungen HSD und IQMD gezeigt. So ist ein direkter Vergleich beider Modelle möglich. Während die Δ -Resonanz und die Bremsstrahlung ähnlich verlaufen (vgl. Abschn. 6.5.1), unterscheiden sich die Mesonen ρ und ω hinsichtlich Form und/oder normierter Multiplizität stark. Für beide Transportrechnungen ist zu sehen, dass die normierte Multiplizität der Leptonenpaare aus den Zerfällen der ρ - und ω -Mesonen im Vergleich zu den anderen Dileptonenquellen gering ist. In der HSD Rechnung ist die normierte Multiplizität von ω -Zerfällen um einen Faktor 6,6 höher als in IQMD. Der Verlauf der Verteilungen ist sehr ähnlich. Dagegen hat das Spektrum des ρ -Mesons in IQMD ähnlich wie in PLUTO eine größere normierte Multiplizität bei kleineren invarianten Massen als HSD. Integral trägt das ρ -Meson in IQMD 1,8-mal mehr bei als in HSD. Das gezeigte ρ -Meson stammt in der IQMD-Rechnung aus der Annihilation zweier Pionen. Im Vergleich dazu ist die normierte Multiplizität der ρ_{NN} -Mesonen aus dem Prozess $NN \rightarrow NN\rho$ gegenüber den anderen Dileptonenquellen stark unterdrückt (s. Abb. D.8). Laut der Transportrechnung UrQMD beträgt dagegen der Anteil der erzeugten ρ -Mesonen aus der Pion-Pion Streuung maximal 20%, da bei der hier gegebenen Projektilenergie das Medium Nukleon-dominiert ist (s. Abschn. 1.2.5). Den Quotienten aus experimentellen Daten der DLS Kollaboration und dem Cocktail, berechnet mit dem Modell HSD, spiegelt die Abbildung D.9 als Funktion der invarianten Masse wider. Wie bereits in Abschnitt 6.5 angegeben, erklärt die Rechnung die gemessenen Daten, abgesehen von sehr kleinen Massen und um die $M_{ee} = 0,4 \text{ GeV}/c^2$, gut. Die Abweichung bei $M_{ee} = 0,4 \text{ GeV}/c^2$ ist auch im Vergleich der HADES Daten zur Transportrechnung HSD sichtbar (s. Abb. 6.15(b)).

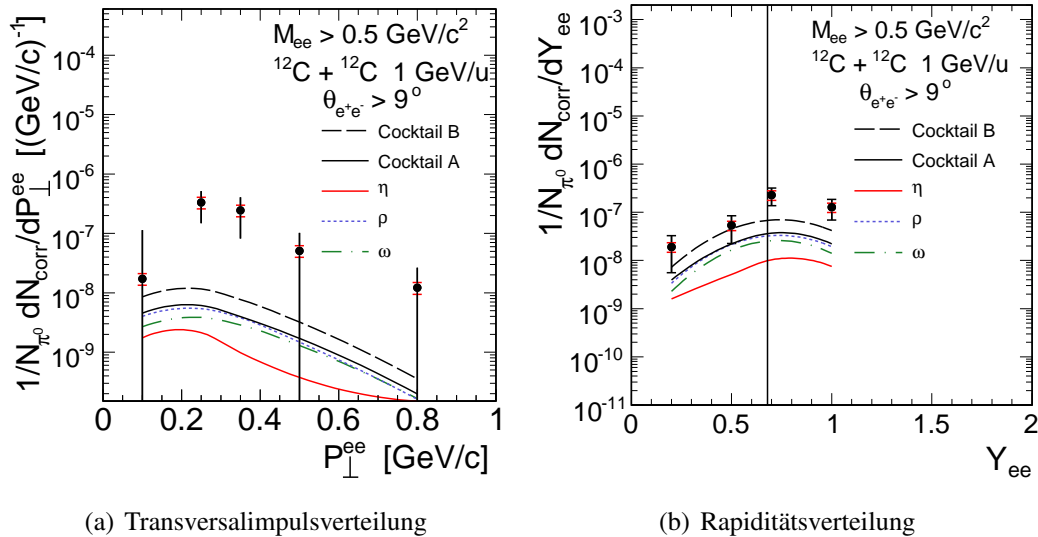


Abbildung D.3: Transversalimpuls- und Rapiditätsverteilung im Vergleich zum PLUTO Cocktail für invariante Massen $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$.

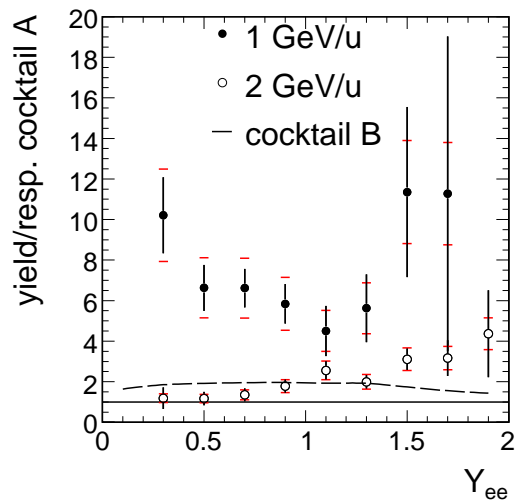


Abbildung D.4: Verhältnis experimenteller Daten zu PLUTO Cocktail A als Funktion der Rapidität für den Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u und 2 GeV/u [Sud08]. Das Verhältnis zu Cocktail B ist für 1 GeV/u gezeigt.

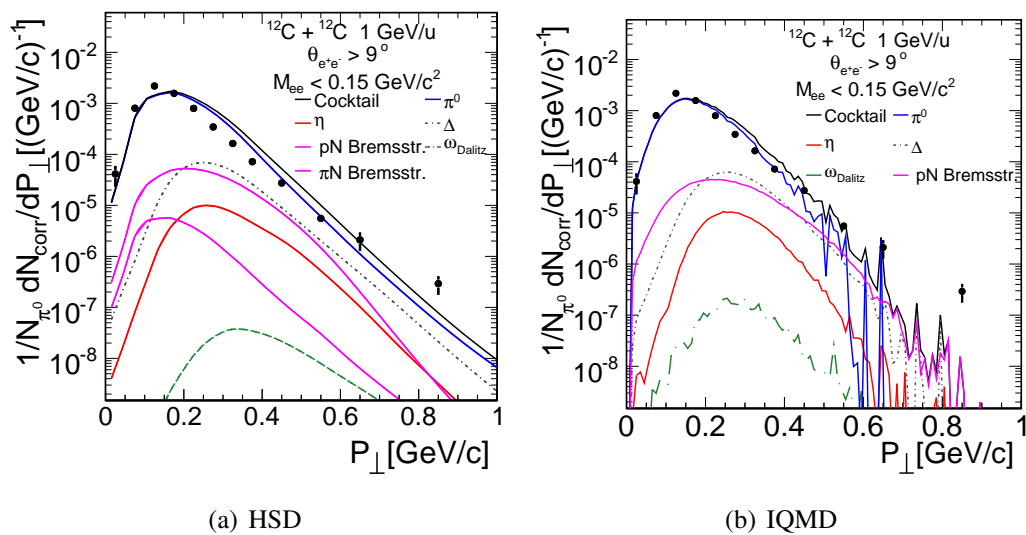


Abbildung D.5: Vergleich experimenteller Daten mit den Transportrechnungen HSD [BC08] und IQMD [Tho07] als Funktion des Transversalimpulses für den Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$.

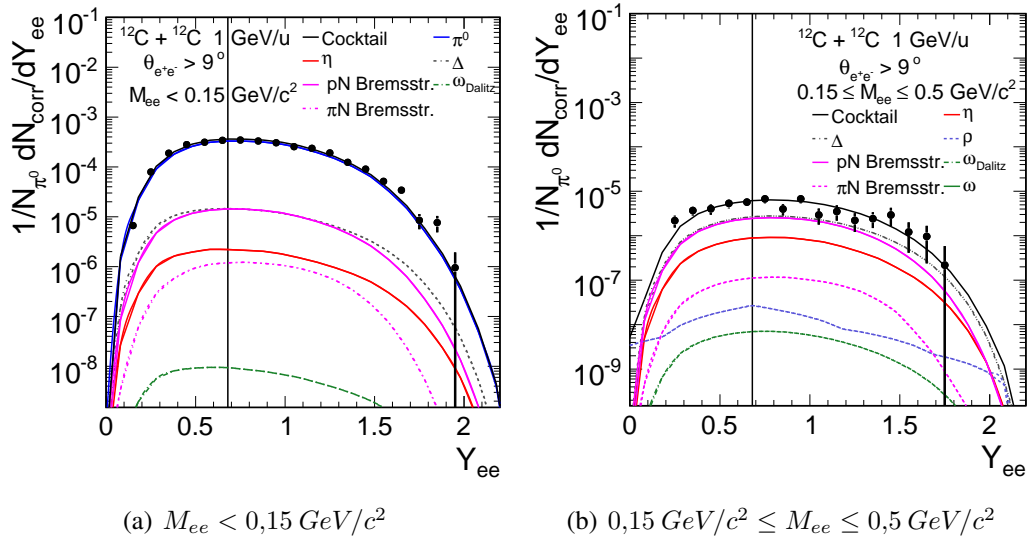


Abbildung D.6: Vergleich experimenteller Daten mit der Transportrechnung HSD [BC08] als Funktion der Rapidity. Die mittlere Rapidity von $Y_{1/2} = 0,68$ ist in (a) und (b) jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

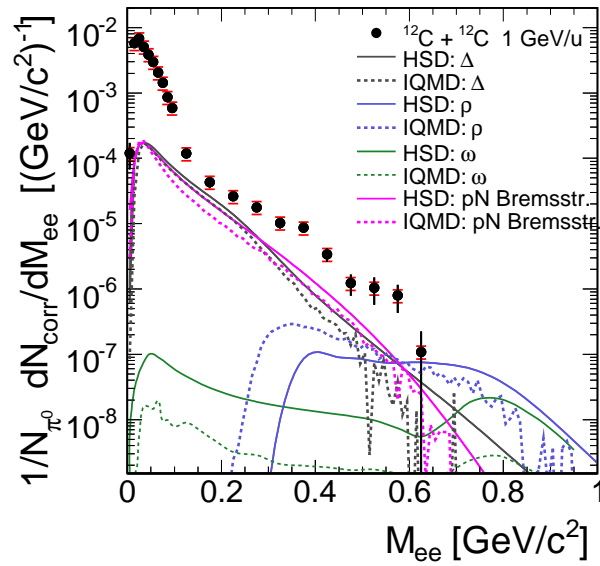


Abbildung D.7: Vergleich experimenteller Daten mit ausgewählten Dileptonenquellen der Transportrechnungen HSD [BC08] und IQMD [Tho07]. Die Bezeichnung ω steht hier für die normierte Multiplizität aus dem direkten und dem Dalitz-Zerfall dieses Mesons.

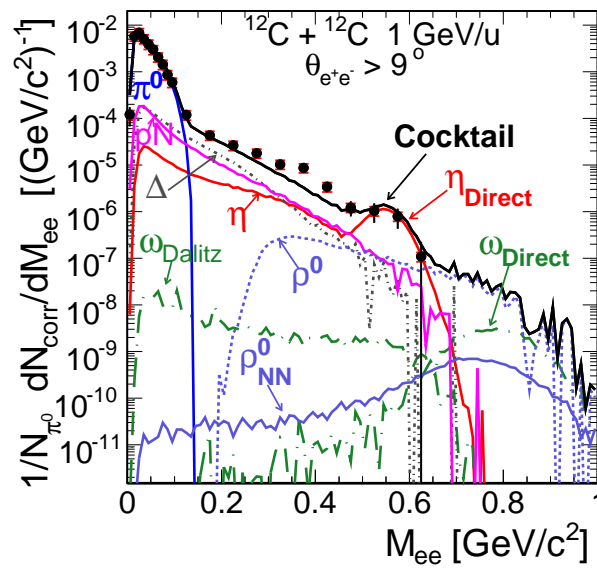


Abbildung D.8: Vergleich experimenteller Daten mit IQMD [Tho07] (größere Skala). ρ^0 bezeichnet die ρ -Mesonen, die in der Annihilation zweier Pionen erzeugt werden, und ρ_{NN}^0 die Mesonen, die aus dem Prozess $NN \rightarrow NN\rho$ stammen.

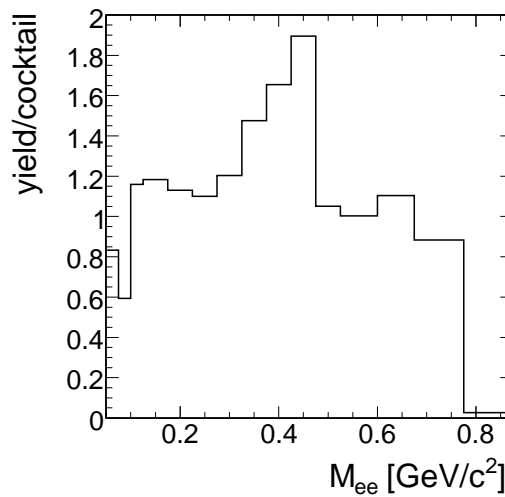


Abbildung D.9: Verhältnis experimenteller Daten der DLS Kollaboration zur Transportrechnung HSD [BC08] als Funktion der invarianten Masse. DLS Daten: $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1,04 GeV/u [Por97].

D.4 Zusätzliche Untersuchung der experimentellen Ergebnisse

Die Verteilung der invarianten Masse für P_{\perp}^{ee} unterhalb und oberhalb von $0,25 \text{ GeV}/c$ ist in Abbildung D.10 zu sehen. Das Spektrum mit dem Schnitt $P_{\perp}^{ee} > 0,25 \text{ GeV}/c$ weist im Vergleich zu der anderen Verteilung eine kleinere normierte Multiplizität auf, was auf den Verlauf der P_{\perp}^{ee} -Verteilung zurückzuführen ist (vgl. Abb. E.2(a) in Anh. E.2.2). Beide Verteilungen verhalten sich bis $M_{ee} = 0,4 \text{ GeV}/c^2$ ähnlich. Bei höheren Massen bricht die Verteilung $P_{\perp}^{ee} > 0,25 \text{ GeV}/c$ stark ab. Neben der geringen Statistik könnte ein weiterer Grund sein, dass eine gegebene Dileptonenquelle in diesem Massenbereich mehr bei kleineren Transversalimpulsen zu finden ist. Ein möglicher Kandidat wäre das ρ -Meson (s. Abschn. 1.2.5). Genauere Untersuchungen sind hier notwendig.

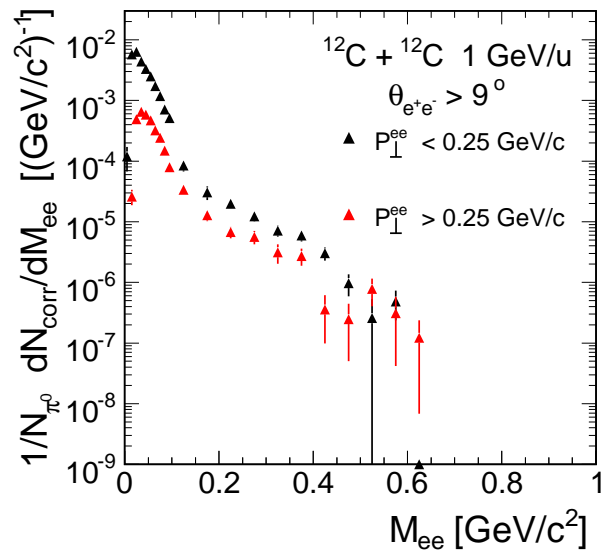


Abbildung D.10: Experimentelle invariante Massenverteilung für verschiedene P_{\perp}^{ee} -Bereiche.

Anhang E

Datenpunkte

In diesem Teil sind die gemessene invariante Massenverteilung sowie die ermittelten Transversalimpuls- und Rapiditätsspektren der Schwerionenkollision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bei 1 GeV pro Nukleon tabellarisch aufgeführt. Für letztere beiden Observablen sind die Verteilungen ebenfalls für die Massenintervalle $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$, $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ wiedergegeben. Die normierten Multiplizitäten, die statistischen und systematischen Fehler sowie die Binbreite sind jeweils aufgelistet. Alle Verteilungen sind effizienz-korrigiert und auf die Zahl der untersuchten $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Kollisionen sowie die mittlere Anzahl der π^0 -Mesonen pro Ereignis, die aus den in HADES gemessenen geladenen Pionen berechnet wird (s. Abschn. 5.5.2), normiert.

Zur Vollständigkeit sind die entsprechenden Spektren noch einmal graphisch in Abschnitt E.2 zusammengefasst dargestellt. Die statistischen Fehler sind durch vertikale und die systematischen Fehler durch horizontale Balken gekennzeichnet.

Für den Vergleich theoretischer Modelle (thermischer Art oder Transportrechnungen) mit den experimentellen Daten müssen erstere mit der HADES-Akzeptanz gefiltert und die Impulse der einzelnen Leptonen entsprechend der Auflösung des Experiments verschmiert werden (vgl. Abschn. 5.7). Die entsprechenden Akzeptanzmatrizen für einzelne Leptonen bzw. für Leptonenpaare und die Impulsauflösungs-Funktion sind auf Anfrage bei der HADES Kollaboration erhältlich. Die Akzeptanzmatrix für Elektron-Positron-Paare berücksichtigt bereits den in der Analyse angewendeten Schnitt auf den Öffnungswinkel von 9° . Bei Verwendung der Matrix für einzelne Leptonen muss dieses Selektionskriterium noch explizit angewendet werden.

E.1 Tabellen

E.1.1 Invariante Massenverteilung

invariante Masse [GeV/c ²]	normierte Multiplizität [(GeV/c ²) ⁻¹]	stat. Fehler [(GeV/c ²) ⁻¹]	systemat. Fehler [(GeV/c ²) ⁻¹]	Binbreite [GeV/c ²]
0,005	1,195048e-04	5,185560e-05	2,672130e-05	0,01
0,015	5,755589e-03	1,938073e-04	1,286950e-03	0,01
0,025	6,801134e-03	1,559746e-04	1,520730e-03	0,01
0,035	5,056376e-03	1,302302e-04	1,130610e-03	0,01
0,045	3,875488e-03	1,205109e-04	8,665590e-04	0,01
0,055	2,971474e-03	1,104157e-04	6,644220e-04	0,01
0,065	2,051767e-03	1,018066e-04	4,587750e-04	0,01
0,075	1,426406e-03	8,083971e-05	3,189440e-04	0,01
0,085	8,592831e-04	8,446218e-05	1,921360e-04	0,01
0,095	5,889908e-04	7,755420e-05	1,316980e-04	0,01
0,125	1,183150e-04	1,784448e-05	2,645520e-05	0,05
0,175	4,306551e-05	8,056111e-06	9,629450e-06	0,05
0,225	2,615297e-05	3,648653e-06	5,847800e-06	0,05
0,275	1,777768e-05	2,608405e-06	3,975090e-06	0,05
0,325	1,027558e-05	1,859519e-06	2,297620e-06	0,05
0,375	8,663437e-06	1,457003e-06	1,937140e-06	0,05
0,425	3,392738e-06	7,988179e-07	7,586160e-07	0,05
0,475	1,227881e-06	4,367893e-07	2,745540e-07	0,05
0,525	1,037355e-06	4,620197e-07	2,319530e-07	0,05
0,575	7,945145e-07	3,638240e-07	1,776530e-07	0,05
0,625	1,085561e-07	1,151669e-07	2,427310e-08	0,05

Tabelle E.1: Normierte Multiplizität der gemessenen invarianten Massenverteilung mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

E.1.2 Transversalimpulsspektren

Transversalimpuls [GeV/c]	normierte Multiplizität [[GeV/c] $^{-1}$]	stat. Fehler [[GeV/c] $^{-1}$]	systemat. Fehler [[GeV/c] $^{-1}$]	Binbreite [GeV/c]
0,025	5,094578e-05	1,818440e-05	1,139150e-05	0,05
0,075	8,205981e-04	4,099600e-05	1,834860e-04	0,05
0,125	2,210704e-03	4,564982e-05	4,943130e-04	0,05
0,175	1,588931e-03	2,734847e-05	3,552850e-04	0,05
0,225	8,072856e-04	1,725241e-05	1,805090e-04	0,05
0,275	3,527753e-04	1,044056e-05	7,888050e-05	0,05
0,325	1,689092e-04	7,246187e-06	3,776810e-05	0,05
0,375	7,767775e-05	4,657136e-06	1,736870e-05	0,05
0,450	3,003903e-05	2,173756e-06	6,716730e-06	0,1
0,550	5,877238e-06	8,316761e-07	1,314150e-06	0,1
0,650	2,491920e-06	8,600054e-07	5,571930e-07	0,1
0,850	3,600231e-07	1,267391e-07	8,050120e-08	0,3

Tabelle E.2: Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für alle invarianten Massenbereiche mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Transversalimpuls [GeV/c]	normierte Multiplizität [[GeV/c] $^{-1}$]	stat. Fehler [[GeV/c] $^{-1}$]	systemat. Fehler [[GeV/c] $^{-1}$]	Binbreite [GeV/c]
0,025	4,121699e-05	1,814173e-05	9,216120e-06	0,05
0,075	8,028549e-04	4,082088e-05	1,795180e-04	0,05
0,125	2,186372e-03	4,549286e-05	4,888730e-04	0,05
0,175	1,572772e-03	2,715477e-05	3,516720e-04	0,05
0,225	7,966000e-04	1,709333e-05	1,781200e-04	0,05
0,275	3,443446e-04	1,026320e-05	7,699550e-05	0,05
0,325	1,634044e-04	7,086934e-06	3,653720e-05	0,05
0,375	7,181166e-05	4,455168e-06	1,605710e-05	0,05
0,450	2,745987e-05	2,075901e-06	6,140030e-06	0,1
0,550	5,544535e-06	7,967762e-07	1,239760e-06	0,1
0,650	2,108152e-06	8,320525e-07	4,713830e-07	0,1
0,850	2,922415e-07	1,159211e-07	6,534520e-08	0,3

Tabelle E.3: Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 GeV/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Transversalimpuls [GeV/c]	normierte Multiplizität [(GeV/c) ⁻¹]	stat. Fehler [(GeV/c) ⁻¹]	systemat. Fehler [(GeV/c) ⁻¹]	Binbreite [GeV/c]
0,025	1,106847e-05	3,215760e-06	2,474910e-06	0,05
0,075	1,252698e-05	3,789001e-06	2,801030e-06	0,05
0,125	2,203989e-05	3,784306e-06	4,928120e-06	0,05
0,175	1,862456e-05	3,249793e-06	4,164450e-06	0,05
0,225	1,391528e-05	2,322198e-06	3,111460e-06	0,05
0,275	1,081374e-05	1,898946e-06	2,417950e-06	0,05
0,325	7,138203e-06	1,499380e-06	1,596100e-06	0,05
0,375	6,530045e-06	1,329639e-06	1,460120e-06	0,05
0,450	2,941167e-06	6,378838e-07	6,576450e-07	0,1
0,550	4,268501e-07	2,347914e-07	9,544370e-08	0,1
0,650	3,997142e-07	2,128818e-07	8,937610e-08	0,1
0,850	8,187060e-08	4,973595e-08	1,830630e-08	0,3

Tabelle E.4: Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Transversalimpuls [GeV/c]	normierte Multiplizität [(GeV/c) ⁻¹]	stat. Fehler [(GeV/c) ⁻¹]	systemat. Fehler [(GeV/c) ⁻¹]	Binbreite [GeV/c]
0,100	1,721497e-08	9,654385e-08	3,849270e-09	0,2
0,250	3,326618e-07	1,839322e-07	7,438320e-08	0,1
0,350	2,445283e-07	1,624502e-07	5,467650e-08	0,1
0,500	5,084406e-08	5,118049e-08	1,136870e-08	0,2
0,800	1,216832e-08	1,439751e-08	2,720840e-09	0,4

Tabelle E.5: Normierte Multiplizität der gemessenen Transversalimpulsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

E.1.3 Rapiditätsspektren

Rapidität	normierte Multiplizität	stat. Fehler	systemat. Fehler	Binbreite
0,150	5,691581e-06	1,046545e-06	1,272640e-06	0,1
0,250	8,088377e-05	4,424818e-06	1,808560e-05	0,1
0,350	1,912359e-04	8,897249e-06	4,276030e-05	0,1
0,450	2,827226e-04	1,055292e-05	6,321680e-05	0,1
0,550	3,171054e-04	1,122658e-05	7,090480e-05	0,1
0,650	3,460426e-04	1,195235e-05	7,737510e-05	0,1
0,750	3,517659e-04	1,331307e-05	7,865490e-05	0,1
0,850	3,339946e-04	1,280468e-05	7,468120e-05	0,1
0,950	3,110297e-04	1,131680e-05	6,954620e-05	0,1
1,050	2,569734e-04	1,013322e-05	5,745930e-05	0,1
1,150	2,391587e-04	1,008205e-05	5,347590e-05	0,1
1,250	1,927609e-04	9,293539e-06	4,310130e-05	0,1
1,350	1,258204e-04	7,278572e-06	2,813340e-05	0,1
1,450	9,309931e-05	6,664299e-06	2,081700e-05	0,1
1,550	5,248380e-05	5,306694e-06	1,173540e-05	0,1
1,650	3,503311e-05	5,538731e-06	7,833400e-06	0,1
1,750	8,645511e-06	2,876083e-06	1,933140e-06	0,1
1,850	7,611829e-06	2,758943e-06	1,702000e-06	0,1
1,950	9,474254e-07	9,759559e-07	2,118440e-07	0,1

Tabelle E.6: Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für alle invarianten Massenbereiche mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Rapidität	normierte Multiplizität	stat. Fehler	systemat. Fehler	Binbreite
0,150	6,668609e-06	9,401726e-07	1,491100e-06	0,1
0,250	7,926962e-05	4,376422e-06	1,772470e-05	0,1
0,350	1,885954e-04	8,856173e-06	4,216990e-05	0,1
0,450	2,800237e-04	1,049740e-05	6,261330e-05	0,1
0,550	3,132548e-04	1,116489e-05	7,004380e-05	0,1
0,650	3,417894e-04	1,189852e-05	7,642410e-05	0,1
0,750	3,462915e-04	1,324192e-05	7,743080e-05	0,1
0,850	3,312981e-04	1,275394e-05	7,407830e-05	0,1
0,950	3,054226e-04	1,123115e-05	6,829250e-05	0,1
1,050	2,549593e-04	1,006516e-05	5,700890e-05	0,1
1,150	2,364633e-04	9,994937e-06	5,287320e-05	0,1
1,250	1,910928e-04	9,239336e-06	4,272840e-05	0,1
1,350	1,237158e-04	7,216657e-06	2,766290e-05	0,1
1,450	9,037316e-05	6,533371e-06	2,020740e-05	0,1
1,550	5,143128e-05	5,246381e-06	1,150000e-05	0,1
1,650	3,416701e-05	5,491322e-06	7,639740e-06	0,1
1,750	8,482133e-06	2,852640e-06	1,896600e-06	0,1
1,850	7,639089e-06	2,758942e-06	1,708100e-06	0,1
1,950	9,515492e-07	9,759538e-07	2,127660e-07	0,1

Tabelle E.7: Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Rapidität	normierte Multiplizität	stat. Fehler	systemat. Fehler	Binbreite
0,250	2,177772e-06	6,526100e-07	4,869500e-07	0,1
0,350	3,709021e-06	8,533021e-07	8,293370e-07	0,1
0,450	4,062953e-06	1,080876e-06	9,084760e-07	0,1
0,550	5,337707e-06	1,174763e-06	1,193510e-06	0,1
0,650	5,723346e-06	1,129047e-06	1,279740e-06	0,1
0,750	6,745612e-06	1,367294e-06	1,508320e-06	0,1
0,850	4,001552e-06	1,132484e-06	8,947470e-07	0,1
0,950	6,768771e-06	1,383074e-06	1,513500e-06	0,1
1,050	2,953718e-06	1,164553e-06	6,604510e-07	0,1
1,150	3,513015e-06	1,322547e-06	7,855100e-07	0,1
1,250	2,218753e-06	1,002257e-06	4,961130e-07	0,1
1,350	2,439449e-06	9,473267e-07	5,454610e-07	0,1
1,450	2,958740e-06	1,314471e-06	6,615740e-07	0,1
1,550	1,210582e-06	7,977185e-07	2,706860e-07	0,1
1,650	9,616818e-07	7,230451e-07	2,150320e-07	0,1
1,750	2,182858e-07	3,663027e-07	4,880870e-08	0,1

Tabelle E.8: Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

Rapidität	normierte Multiplizität	stat. Fehler	systemat. Fehler	Binbreite
0,200	1,914541e-08	1,354548e-08	4,280910e-09	0,4
0,500	5,344131e-08	3,088045e-08	1,194950e-08	0,2
0,700	2,276509e-07	9,027151e-08	5,090270e-08	0,2
1,000	1,270425e-07	5,781910e-08	2,840670e-08	0,4

Tabelle E.9: Normierte Multiplizität der gemessenen Rapiditätsverteilung für den invarianten Massenbereich $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$ mit statistischen und systematischen Fehlern sowie der Binbreite.

E.2 Spektren

E.2.1 Invariante Massenverteilung

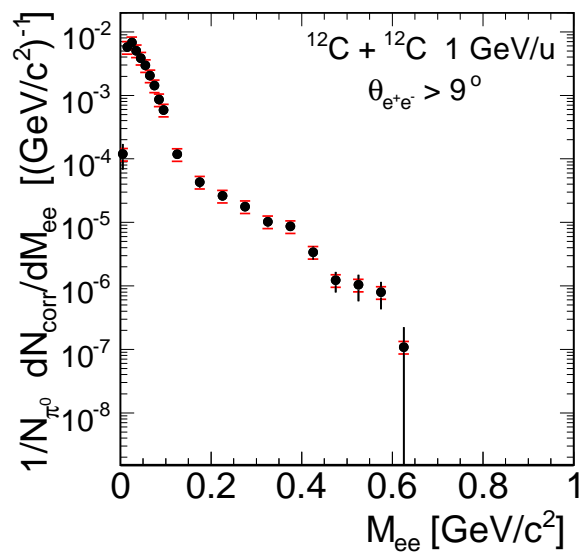


Abbildung E.1: Invariante Massenverteilung mit statistischen und systematischen Fehlern.

E.2.2 Transversalimpulsspektren

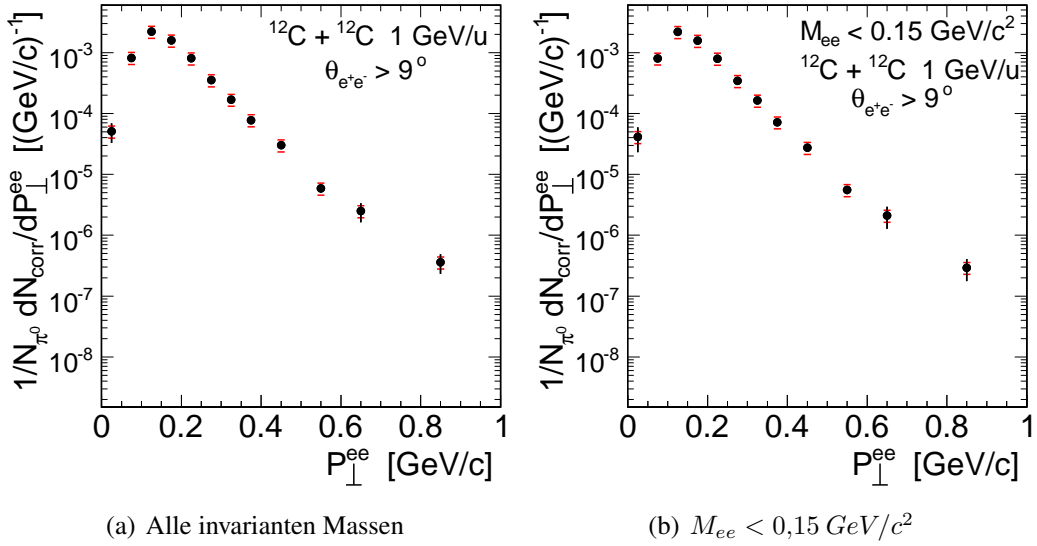


Abbildung E.2: Transversalimpulsspektren aller invarianten Massen und des Massenbereichs $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Die statistischen und systematischen Fehler sind eingezeichnet.

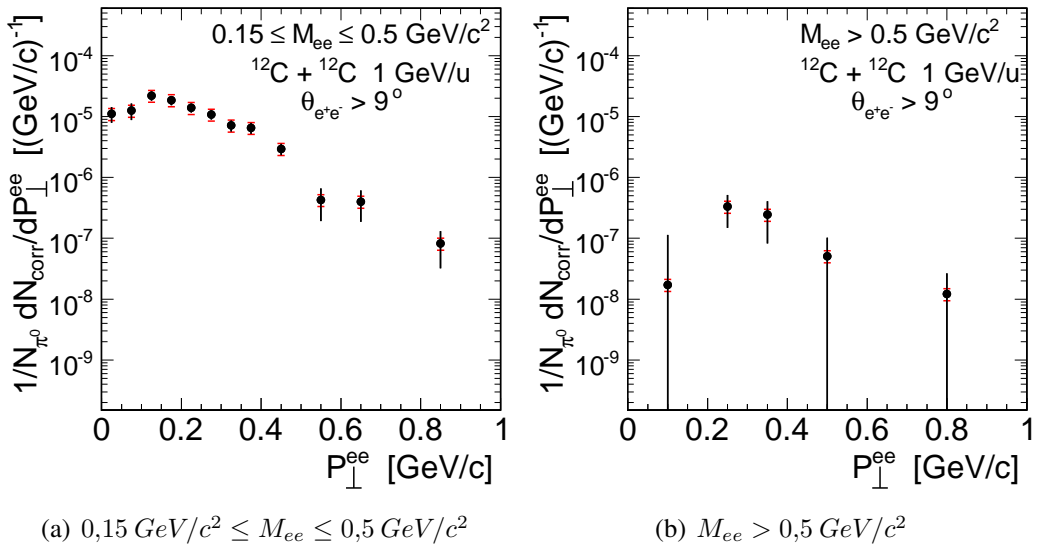


Abbildung E.3: Transversalimpulsspektren der Massenbereiche $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$. Die statistischen und systematischen Fehler sind eingezeichnet.

E.2.3 Rapiditysspektren

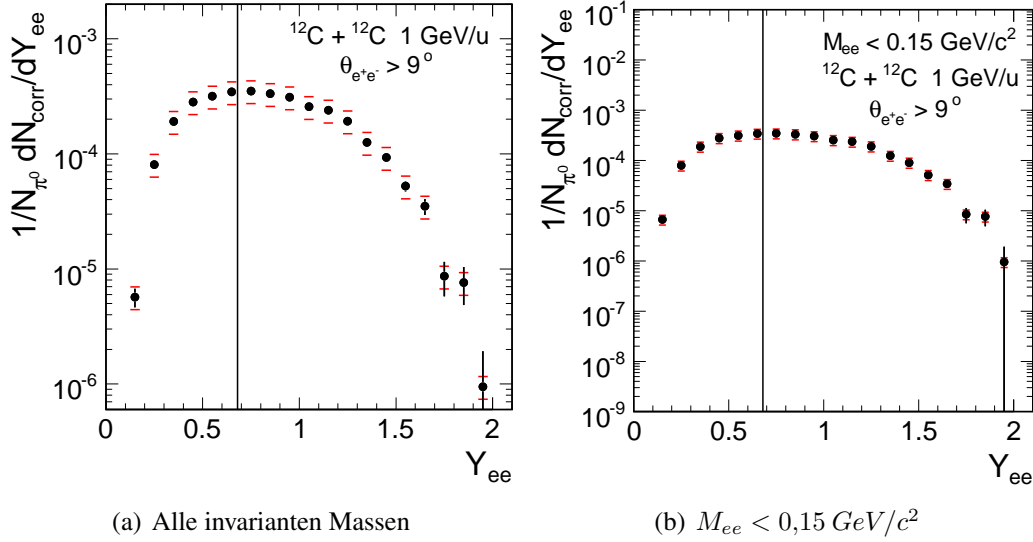


Abbildung E.4: Rapiditysspektren aller invarianten Massen und des Massenbereichs $M_{ee} < 0,15 \text{ GeV}/c^2$. Die stat. und systemat. Fehler sind eingezeichnet. Die mittlere Rapidity von $Y_{1/2} = 0,68$ ist in (a) und (b) jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

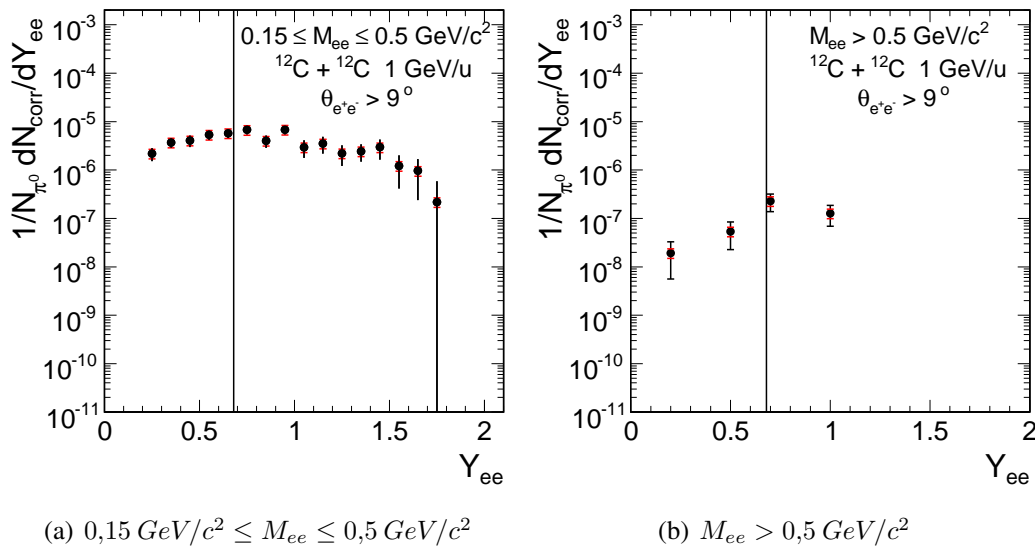


Abbildung E.5: Rapiditysspektren der Massenbereiche (a) $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{ee} \leq 0,5 \text{ GeV}/c^2$ und (b) $M_{ee} > 0,5 \text{ GeV}/c^2$. Die stat. und systemat. Fehler sind eingezeichnet. Die mittlere Rapidity von $Y_{1/2} = 0,68$ ist in (a) und (b) jeweils durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

Literaturverzeichnis

- [Abe94] R. Abegg et al. Measurement of the branching ratio for the decay $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$. *Phys. Rev.*, D:92–104, 1994. 137
- [Abr95] M. C. Abreu. The evolution of cross section ratio $\psi'/J/\psi$ from p–A to S–U interactions. Direct photon emission in correlation with ϕ and J/ψ , (NA38/NA50 Collaboration). *Nucl. Phys.*, A590:117c–126c, 1995. 30
- [Ack99] K. Ackerstaff et al. Measurement of the strong coupling constant α_s and the vector and axial-vector spectral functions in hadronic tau decays. *Eur. Phys. J.*, C7:571–593, 1999. 20
- [Ada83] M. R. Adams et al. Anomalous electron–pair production in 17–GeV/c π^- p collisions, BNL. *Phys. Rev.*, D27:1977–1998, 1983. 30
- [Ada03] D. Adamova et al. Enhanced Production of Low-Mass Electron-Positron Pairs in 40 AGeV Pb-Au Collisions at the CERN SPS, (CERES Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 91(4):042301–042301.5, nucl-ex/0209024 2003. 31, 32
- [Ada08] D. Adamova et al. Modification of the ρ -meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb-Au collisions at 158A GeV/c, (CERES Collaboration). nucl-ex/0611022v2 2008. 3, 31, 32, 33
- [Afa07] S. Afanasiev et al. Enhancement of the dielectron continuum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, (PHENIX Collaboration). arXiv:0706.3034v1 [nucl-ex] 2007. 32
- [Aga98] G. Agakishiev et al. Systematic Study of Low-Mass Electron Pair Production in p-Be and p-Au Collisions at 450 GeV/c, (CERES Collaboration). *Eur. Phys. J.*, C4:231–247, 1998. 30, 31
- [Aga07] G. Agakichiev et al. Dielectron production in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions at 2 AGeV with HADES, (HADES Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 98(5):052302–052302.5, 2007. 3, 32, 54, 55, 56, 58, 98, 109, 111, 122

- [Aga08a] G. Agakichiev et al. Charged-pion production in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ collisions at 1 and 2 AGeV measured with the HADES spectrometer, (HADES Collaboration). in preparation 2008. 26, 27, 100, 102
- [Aga08b] G. Agakichiev et al. The HADES Di-Electron Spectrometer at GSI Darmstadt, (HADES Collaboration). in preparation 2008. 45, 46, 47, 49, 51, 52, 53, 54, 65
- [Aga08c] G. Agakichiev et al. Study of dielectron production in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions at 1 AGeV, (HADES Collaboration). *Phys. Lett.*, B663:43–48, 2008. 4, 120, 121
- [Ago02a] C. Agodi et al. The HADES time-of-flight wall. *Nucl. Instrum. Meth.*, A494:14–25, 2002. 45
- [Ago02b] C. Agodi et al. The HADES time-of-flight wall. *Nucl. Instr. Methods*, A492:14–25, 2002. 49
- [Ahm91] K. Ahmet et al. The OPAL detector at LEP, (OPAL Collaboration). *Nucl. Instrum. Methods*, A305:275–319, 1991. 19
- [Aic07] J. Aichelin. Vortrag HADES Kollaborationstreffen, Zypern, 2007. 131
- [Ake95] T. Akesson et al. Low–mass lepton–pair production in p–Be collisions at 450 GeV/c, (HELIOS Collaboration). *Z. Phys.*, C68:47–64, 1995. 30
- [Arn06] R. Arnaldi et al. First Measurement of the ρ Spectral Function in High-Energy Nuclear Collisions, (NA60 Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 96:162302–162302.5, 2006. 3, 34, 35
- [Arn07] R. Arnaldi et al. Evidence for radial flow of thermal dileptons in high-energy nuclear collisions, (Na60 Collaboration). nucl-ex/0711.1816v1 2007. 6, 34, 36
- [Ave97] R. Averbeck et al. Production of π^0 and η mesons in carbon-induced relativistic heavy-ion collisions, (TAPS Collaboration). *Z. Phys.*, A359:65–73, 1997. 26, 27, 41, 116, 121, 126
- [Ave03] R. Averbeck et al. Neutral Pions and η Mesons as Probes of the Hadronic Fireball in Nucleus-Nucleus Collisions around 1A GeV. *Phys. Rev.*, C67, nucl-ex/0012007v1 2003. 9, 26
- [Bag89] C. Baglin et al. The production of J/ψ in 200 GeV/nucleon oxygen-uranium interactions, (NA38/NA50 Collaboration). *Phys. Lett.*, B220:471–478, 1989. 30
- [Bal04] A. Balanda. The HADES Pre-Shower Detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A531:445–458, 2004. 45, 51
- [Bar91] H. W. Barz et al. ρ thermometry in hot hadronic matter. *Phys. Lett.*, B265:219–222, 1991. 18

- [Bar98] R. Barate et al. Measurement of the axial-vector τ spectral functions and determination of the $\alpha_s(m_\tau^2)$ from hadronic τ decays, (ALEPH Collaboration). *Eur. Phys. J.*, C4:409–431, 1998. 19
- [Bar06] H. W. Barz et al. Propagation of broad meson resonances in a BUU type transport model: Application to di-electron production. arXiv:nucl-th/0605036v4 2006. 145
- [Bas97] S. A. Bass. *Eigenschaften heißer und dichter Kernmaterie in mikroskopischen Transportmodellen*. Dissertation, Institut für Theoretische Physik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1997. 145, 146
- [Bas98] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:225–370, 1998. 147
- [BC08] E.L. Bratkovskaya and W. Cassing. Dilepton production and off-shell transport dynamics at SIS energies. nucl-th/0712.0635v1 2008. 22, 128, 129, 130, 131, 132, 133, 134, 135, 146, 179, 181, 182, 183
- [Ber01] 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*, 10:1770–1777, Juli 2001. 47
- [Böh99] M. Böhmer. Das Auslesesystem für den Ringabbildenden Cherenkovdetektor im HADES Spektrometer. Diplomarbeit, Technische Universität München, Institut E12, 1999. 47
- [Bie04] J. Bielčik. *Dilepton spectroscopy with HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004. 76
- [BK99] E.L. Bratkovskaya and C. M. Ko. Low-mass dileptons and dropping rho meson mass. *Phys. Lett.*, A445:265–270, 1999. 3, 40
- [Ble07] M. Bleicher. Are di-leptons sensitive messengers from the hot and dense stage?. *ECT 2007, Trento, Vortrag 2007*. 8
- [BR91] G. E. Brown and M. Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2720, 1991. 6, 32
- [BR02] G. E. Brown and M. Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rep.*, 363:85, 2002. 32
- [Bra95] E.L. Bratkovskaya et al. Anisotropy of dilepton emission from nuclear collisions. *Phys. Lett.*, B348:283–289, 1995. 27
- [Bra96] E.L. Bratkovskaya et al. Dilepton anisotropy from p+Be and Ca+Ca collisions at BEVALAC. *Phys. Lett.*, B376:12–18, 1996. 38

- [Bra98a] E.L. Bratkovskaya et al. Dilepton production and m_t -scaling at BEVALAC/SIS energies. *Nucl. Phys.*, A634:168–189, 1998. 3, 26, 39, 40
- [Bra98b] E.L. Bratkovskaya et al. Meson m_T -scaling in heavy-ion collisions at SIS energies. *Phys. Lett.*, B424:244–252, 1998. 26, 27
- [Bra99] E. L. Bratkovskaya et al. e^+e^- production from pp reactions at BEVALAC energies. *Nucl. Phys.*, A653:301–317, 1999. 30
- [Bra07] E. L. Bratkovskaya. Private Mitteilung, 2007. 128
- [Bra08] E. L. Bratkovskaya. Private Mitteilung, 2008. 9, 17
- [Bre99] Thomas Bretz. Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999. 52
- [Büs97] H. Büsching. Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - eine Computersimulation -. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 1997. 6
- [Cas07] W. Cassing. Dileptons from SIS to RHIC- a view from microscopic transport. *Workshop on Electromagnetic Radiation in Nuclear Collisions*, CERN, Vortrag 2007. 34
- [CBM04] CBM. Letter of Intent for the Compressed Baryonic Matter Experiment at the Future Accelerator Facility in Darmstadt, CBM Collaboration. <http://www.gsi.de/documents/DOC-2004-Jan-116.html> 2004. 8
- [CBM07] CBM Homepage. 2007. http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/index_e.html. 8
- [CBM08] CBM. *Lecture Notes in Physics*. Springer, 2008. 17, 18, 19
- [Chr07] T. Christ. *Identifikation und Analyse von e^+e^- Paaren in C+C Stößen bei 1 AGeV*. Dissertation, Technische Universität München, 2007. 66
- [Cug81] J. Cugnon et al. PARTICIPANT INTIMACY A cluster analysis of the intranuclear cascade. *Nucl. Phys.*, A360:444–458, 1981. 101
- [Dam07] S. Damjanovic. Na60 results on the ρ spectral function and on radial flow of thermal dimuons, (Na60 Collaboration). *ECT 2007, Trento*, Vortrag 2007. 5, 6
- [Dja07] C. Djalali et al. In-medium properties of light vector mesons, (CLAS-G7 Collaboration). *J. Phys.*, G: Nucl. Part. Phys. 34:S495–S501, 2007. 30
- [DLS97] J. Carrol et al., (DLS Collaboration). *contribution to International Workshop on Soft Dileptons, August 1997, LBNL, Berkeley, 1997*. http://macdls.lbl.gov/DLS_WWW_Files/DLSWorkshop/proceedings.html. 117, 118, 133

- [DLS01] DLS Homepage. Internetangebot der DLS Kollaboration, 2001. http://macdls.lbl.gov/DLS_WWW_Files/DLS.html. 37
- [Dre00] A. Drees. Private Mitteilung von A. Drees an R. Rapp und J. Wambach in *Adv. Nucl. Phys.* 1 (2000) 25, 2000. 6
- [Ebe04] T. Eberl. *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierte e^+e^- -Paare in C+C Stößen*. Dissertation, Technische Universität München, 2004. 61, 69, 71, 76
- [Eic07] F. Eichstaed et al. Hadrons in Medium - Theory Confronts Experiment. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 168:495–502, 2007. 17
- [Ern98] C. Ernst et al. Intermediate mass excess of dilepton production in heavy ion collisions at relativistic energies. *Phys. Rev.*, C58:447–456, 1998. 3, 16, 27, 30, 38, 39, 40
- [Fab03] L. Fabietti. *Studies of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*. Dissertation, Technische Universität München, 2003. 46
- [Fai07] Fair Homepage. 2007. <http://www.gsi.de/fair/>. 8
- [Fon01] P. Fonte. Development of large area and of position-sensitive timing RPCs. *Nucl. Instr. Methods*, A(478):170–175, 2001. 49
- [Frö07] I. Fröhlich et al. Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics. arXiv: 0708.2382v2 [nucl-ex] 2007. 26
- [Fri07] J. Friese. Private Mitteilung, 2007. 46
- [FRS01] FRS-Working Group. 2001. http://www-aix.gsi.de/wolle/EB_at_GSI/FRS-WORKING/main.html. 44
- [Fuc04] C. Fuchs et al. Dilepton and vector meson production in elementary and in heavy ion reactions. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 53:59–75, 2004. 14
- [Gal87] C. Gale et al. Dilepton radiation from high temperature nuclear matter. *Phys. Rev.*, C35:2107–2116, 1987. 22, 133
- [Gal89] C. Gale et al. Dilepton production. *Nucl. Phys.*, A495:423–444, 1989. 22, 133
- [Gal08] T. Galatyuk. Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 22, 36, 54, 137, 142
- [Gea07] GEANT; Detector Description and Simulation Tool; online user guide. <http://consult.cern.ch/writeup/geant/>, 2007. 61
- [GN99] CERES misst Leptonenpaare. in GSI-Nachrichten 03-1999, 1999. 19

- [Gut06] H. Gutbrod et al. *FAIR Baseline Technical Report, (FAIR Collaboration)*. FAIR, ISBN 3 – 9811298 – 0 – 6, 2006. 8
- [Had94] HADES Collaboration. Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer, Interner GSI Report, 1994. 45
- [Hag83] R. Hagedorn. Multiplicities, p_T Distributions and the Expected Hadron \rightarrow Quark-Gluon Phase Transition. *Nuovo Cimento*, 6:1, 1983. 115
- [Hag95] K. Haglin. Collision rates for ρ -, ω - and ϕ -mesons at nonzero temperature. *Nucl. Phys.*, A584:719–736, 1995. 19
- [Her01] G. Hering. *Dielectron production in heavy ion collisions at 158 GeV/c per nucleon*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2001. 86
- [HGe07] HGEANT. HADES Simulation Package; <http://www-hades.gsi.de/>; 2007. 61
- [Hol97] R. Holzmann et al. Contribution of π^0 and η Dalitz decays to the dilepton invariant-mass spectrum in 1 AGeV heavy-ion collisions, (TAPS Collaboration). *Phys. Rev.*, C56:2920–2923, 1997. 26, 27, 100, 116, 121, 126
- [HR06] H. van Hees and R. Rapp. Comprehensive Interpretation of Thermal Dileptons Measured at the CERN Super Proton Synchrotron. *Phys. Rev. Lett.*, 97:102301–102301.4, 2006. 3, 32, 34
- [HS92] T. Hatsuda and S.H.Lee. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium. *Phys. Rev.*, C46:R34–R38, 1992. 19
- [Jur08] M. Jurkovic. Dissertation in Vorbereitung, Technische Universität München, 2008. 54, 143
- [Kaj86] K. Kajantie et al. Transverse-flow effects in dilepton emission. *Physical Review*, D 34:811–821, 1986. 5, 6
- [Kap92] J. Kapusta et al. Rates for dilepton production at RHIC and LHC between J/ψ and v are big. *Phys. Lett. B*, 283:145–150, 1992. 5
- [Kas00] A. J. Kastenmüller. *Nachweis von $e+e$ - Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor*. Dissertation, Technische Universität München, 2000. 46
- [Kis07] A. Kiseleva. *Das Projekt zur Durchführung der Messung von Dimyonen aus dem Zerfall von Vektormesonen im CBM Experiment*. Dissertation, Universität St. Petersburg, 2007. 36
- [KK06] L. P. Kaptari and B. Kämpfer. Di-electron Bremsstrahlung in Intermediate-Energy pn and Dp Collisions. *Nucl. Phys.*, A764:338–370, 2006. 22, 23

- [Kli96] F. Klingl et al. Effective Lagrangian approach to vector mesons, their structure and decays. *Z. Phys.*, A356:193–206, 1996. 15
- [Kli97] F. Klingl et al. Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter. *Nucl. Phys.*, A624:527–563, 1997. 19
- [Käm07] B. Kämpfer. Private Mitteilung, 2007. 22
- [Ko 96] C. M. Ko et al. Enhancement of low-mass dileptons in SPS heavy-ion collisions: possible evidence for dropping rho meson mass in medium. *Nucl. Phys.*, A610:342c–349c, 1996. 15
- [Koe06] I. Koenig. *Status of Runge-Kutta tracking in HYDRA*. Interner HADES report, Februar 2006. 65
- [Kri08] F. Krizek. *Production of e^+e^- pairs in Ar+KCl at 1.756 AGeV*. Dissertation in Vorbereitung, Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University, 2008. 54, 143
- [Kro54] N. M. Kroll et al. A Theorem on Photomeson Production near Threshold and the Suppression of Pairs in Pseudoscalar Meson Theory. *Phys. Rev.*, 93:233–238, 1954. 22
- [Kug04] A. Kugler et al. Particle Identification at HADES. *Nucl. Phys.*, A734:78–81, 2004. 49
- [Lan85] L.G. Landsberg. Electromagnetic Decays of Light Mesons. *Phys. Rep.*, 128(6):301–376, 1985. 13, 15, 16, 137
- [Lan08] S. Lang. *Analyse der Elektronpaarproduktion im Stoßsystem Ar + KCl bei 1,76 AGeV*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2008. 54, 143
- [Lap08] K. Lapidus. *Analysis of dielectron production in d+p collisions at 1.25 GeV/u*. Dissertation in Vorbereitung, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Science, Moscow, Russia, 2008. 22, 54, 137, 142
- [Lea98] S. Leupold et al. What QCD sum rules tell about the rho meson. *Nucl. Phys.*, A628:311–324, 1998. 19
- [Leh00] J. Lehnert. *Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. 53
- [Lut92] M. Lutz et al. Meson properties at finite temperature and baryon density. *Nucl. Phys.*, A542:521–558, 1992. 6

- [Mar05] J. Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 53, 62
- [Mat07] H. W. Matis. Private Mitteilung, 2007. 117
- [Maz94] M. A. Mazzone et al. Dimuon and vector meson production in p-W and S-W interactions at 200 GeV/nucleon, (HELIOS-3 Collaboration). *Nucl. Phys.*, A566:95–102, 1994. 30
- [Met93] V. Metag. Near-Threshold Particle Production: A Probe for Resonance Matter Formation in Relativistic Heavy Ion Collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 30:75–88, 1993. 14
- [Met07] V. Metag. Medium modifications of vector mesons in elementary reactions and heavy-ion collisions. *J. Phys.*, G: Nucl. Part. Phys. 34:S397–S404, 2007. 30
- [Mik81] S. Mikamo et al. Production of direct e^+e^- pairs in proton-nucleus collisions at 13 GeV/c, (KEK). *Phys. Lett.*, B106:428–432, 1981. 30
- [Mün04] C. Müntz. The HADES Tracking System. *Nucl. Instrum. Meth.*, A535:242–246, 2004. 45, 53
- [MN06] C. Müntz und L. Naumann. MDC I Status, Interner HADES Report, 2006. 57
- [Mus95] G. Musiol. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt, 1995. 25
- [Mut07] R. Muto et al. Evidence for In-medium Modification of the ϕ Meson at Normal Nuclear Density, (KEK-PS E325 Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 98:042501–042501.4, nucl-ex/0511019 2007. 30
- [MW55] N. M. Kroll and W. Wada. Internal Pair Production Associated with the Emission of High-Energy Gamma Rays. *Phys. Rev.*, 98:1355–1359, 1955. 13
- [MY91] F. V. Murphy and D. E. Yount. PHOTONS AS HADRONS. *Scientific American*, July:94–104, 1991. 14
- [Nag81] S. Nagamiya et al. Production of pions and light fragments at large angles in high-energy nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C24:971–1009, 1981. 27
- [Nar06] M. Naruki et al. Experimental Signature of Medium Modifications for ρ and ω Mesons in the 12 GeV p+A Reactions, (KEK Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 96:092301–092301.4, 2006. 30
- [Ora98] ORACLE. Use of Oracle for HADES experiment; <http://www-wnt.gsi.de/hadesora/>, 1998. 60

- [Pac03] Yvonne C. Pachmayer. Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2003. 51
- [Pac08] Y. C. Pachmayer et al. Dielectron Production in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Collisions at 1 GeV/u and the Solution to the DLS Puzzle, (HADES Collaboration). *J. Phys., G: Nucl. Part. Phys.* 35:104159(5pp), 2008. 4
- [Pet98] W. Peters et al. The Spectral Function of the Rho Meson in Nuclear Matter. *Nucl.Phys.*, A632:109–127, nucl-th/9708004v2 1998. 16, 17, 18, 40
- [Ple98] M.-A. Pleier. Entwicklung eines Spill-Monitors zur Untersuchung der SIS-Strahlstruktur im Rahmen des HADES-Experiments. Diplomarbeit, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1998. 47
- [Plu07] PLUTO. Pluto++, A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics; <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>;; 2007. 26
- [Por97] R. Porter et al. Dielectron cross section measurements in nucleus nucleus reactions at 1.0 AGeV, (DLS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, 79:1229–1232, 1997. 32, 38, 40, 41, 42, 112, 117, 133, 183
- [Pos01] M. Post et al. The ρ spectral function in a relativistic resonance model. *Nucl. Phys.*, A689:753–783, 2001. 16
- [Pre07] W. H. Press et al. *Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, ISBN 0521880688, 2007. 64
- [Pru95] M. Prunet. *Spectroscopie des dileptons aux energies intermediaires; la reaction carbone-carbone a 1 GeV/A*. Dissertation, U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique, Universite Bleise-Pascal, 1995. 44
- [Rap97] R. Rapp et al. LOW-MASS e^+e^- PAIRS FROM IN-MEDIUM ρ MESON PROPAGATION. nucl-th/9701064 1997. 16
- [Rap07] R. Rapp. Private Mitteilung, 2007. 20
- [Röb96] M. Röbiger-Landau et al. Near threshold photoproduction of η -mesons from complex-nuclei. *Phys. Lett.*, B373:45–50, 1996. 41
- [RO07] ROOT. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework; <http://root.cern.ch/>, 2007. 60
- [Roc89] G. Roche et al. DIELECTRON PRODUCTION IN Ca + Ca COLLISIONS AT 1.0 AND 2.0 AGEV, (DLS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.*, B226:228–232, 1989. 38
- [RS07] R. Shyam. Vortrag im Topical Meeting Bremsstrahlung in dileptonproduction, GSI, Oktober 2007. 134

- [Rus06] A. Rustamov. *Exclusive η Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2006. 53, 68
- [RW00] R. Rapp and J. Wambach. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.*, 25:1–164, hep-ph/9909229 2000. 5, 6, 9, 19, 32, 34
- [Sai07] B. Sailer. *Inklusive e^+e^- -Paarproduktion in pp-Reaktionen bei $E_{kin} = 2.2$ GeV*. Dissertation, Technische Universität München, 2007. 54
- [Sch95] H. Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995. 24, 47, 48
- [Sch06] D. Schumacher et al. Theoretical Analysis of Dilepton Spectra in Heavy Ion Collisions at GSI-FAIR energies. *Acta Phys. Hung*, A27:451–458, nucl-th/0608041v1 2006. 13, 16, 17, 27
- [Sch08] A. Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. 45, 62
- [SG03] M. Sánchez-García. *Momentum reconstruction and pion production analysis in the HADES spectrometer at GSI*. Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003. 60, 64
- [She89] W.-Q. Shen et al. TOTAL REACTION CROSS SECTION FOR HEAVY-ION COLLISIONS AND ITS RELATION TO THE NEUTRON EXCESS DEGREE OF FREEDOM. *Nucl. Phys.*, A491:130–146, 1989. 116
- [She03] K. Shekhter et al. Dilepton production in heavy-ion collisions at intermediate energies. *Phys. Rev.*, C68:014904–014904.21, 2003. 3, 15, 30, 40, 146
- [SM03] R. Shyam and U. Mosel. Role of baryonic resonances in the dilepton emission in nucleon-nucleon collisions. *Phys. Rev.*, C 67:065202–065202.12, 2003. 22, 134
- [SS94] C. M. Shakin and W.-D. Sun. Properties of the rho meson in nuclear matter. *Phys. Rev.*, C49(2):1185–1189, 1994. 6
- [Ste97] C. Stephan. *Gas filled detectors*. In *Experimental Techniques in Nuclear Physics* ed. by D.N. Poenaru and W. Greiner, 1997. 51
- [Stu01] C. Sturm et al. Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 86:39–42, 2001. 100

- [Sud07] M. Sudol. *Measurement of low-mass e^+e^- pairs in 2 AGeV C–C collisions with HADES*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2007. 54, 55, 56, 58, 63, 103, 109, 110
- [Sud08] M. Sudol. Private Mitteilung, 2008. 124, 181
- [Tho07] M. Thomère et al. Analysis of the dilepton invariant mass spectrum in C + C collisions at 2A and 1A GeV. *Phys. Rev., C* 75:064902–064902.12, 2007. 13, 128, 129, 130, 131, 146, 179, 181, 182, 183
- [Tlu08] P. Tlusty. Private Mitteilung, 2008. 49
- [Toi04] A. Toia. *Performance of the HADES Spectrometer for Dilepton Identification in the Reaction C + C at 1 – 2 AGeV*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004. 53
- [Ton92] V. D. Toneev et al. Hadronic sources of dileptons from nuclear collisions at intermediate-energies and relativistic energies. *Phys. Lett., B*287:302–306, 1992. 38
- [Tra01] M. Traxler. *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001. 53, 54
- [Trn05] D. Trnka et al. Observation of In-Medium Modifications of the ω Meson, (CBELSA-TAPS Collaboration). *Phys. Rev. Lett.,* 94:192203–192203.4, 2005. 30
- [Wam07] J. Wambach. Dileptons and the In-Medium Modification of Hadrons. *Dileptonen Forum 2007, GSI, Darmstadt, Vortrag 2007*. 19, 20
- [Wöh04] H. K. Wöhri. *Low Mass Dimuon Production in Proton-Nucleus Collisions at 400 GeV at the CERN-SPS*. Dissertation, Technische Universität Wien, 2004. 13
- [Wil93] W. K. Wilson et al. Relative dielectron yields in p + p and p + d interactions from $E_{beam} = 1.0 - 4.9$ GeV, (DLS Collaboration). *Phys. Lett., B*316:245–249 und Literaturangaben darin, 1993. 21, 22
- [Wil98] W. K. Wilson et al. Dilepton measurements in nucleon-nucleon and nucleus-nucleus interactions from E_{beam} 1 to 5 GeV, (DLS Collaboration). *Acta Phys. Pol., B*29(11):3291–3295, 1998. 136, 141
- [Woj07] T. Wojcik. *Pomiar produkcji mezonów π^0 and η poprzez rozpady di-elektronowe w reakcji C + C przy energii 2 AGeV w eksperymencie HADES*. Dissertation, Smoluchowski Institute of Physics, Jagiellonian University of Cracow, 2007. 66
- [Woo08] M. H. Wood et al. Light Vector Mesons in the Nuclear Medium. arXiv:0803.0492v1 [nucl-ex] 2008. 30

- [Xio90] L. Xiong et al. Dielectron production from nucleus-nucleus collisions. *Nucl. Phys.*, A512:772–786, 1990. 38
- [Yao06] W.-M. Yao. Review of Particle Physics. *Journal of Phys.*, G33(1), 2006. 11, 13, 20, 146, 147
- [Yeg90] A. Yegneswaran et al. The Dilepton Spectrometer, (DLS Collaboration). *Nucl. Instr. Methods*, A290:61–75, 1990. 37, 38, 42, 44
- [Yur06] S. Yurevich. *Electron–Pair Production in 158 AGeV/c Pb–Au Collisions from CERN*. Dissertation, Universität Heidelberg, Heidelberg, 2006. 31
- [Zei99] K. Zeitelhack et al. The HADES RICH detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:201–206, 1999. 45
- [Zen97] Alfred Zentek. Konzeptionelle Untersuchungen für die HADES-Driftkammern am Prototyp 0. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1997. 53

Danksagung

Mein erster Dank geht an meinen Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Ströbele, für die Überlassung der interessanten Aufgabenstellung, die hervorragende Betreuung dieser Arbeit und die anregenden Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. J. Stroth und Herrn Prof. Dr. P. Salabura danke ich für die fortwährende Unterstützung und die hilfreichen Auseinandersetzungen mit der behandelten Thematik.

Herrn Dr. R. Holzmann möchte ich für seine stetige Diskussionsbereitschaft und seine Erläuterungen danken. Von seinen Erfahrungen durfte ich reichlich profitieren.

Herrn Dr. C. Müntz ein Dankeschön für seine vielfältigen nützlichen Informationen und seine Unterstützung.

Nur durch die sehr gute Zusammenarbeit mit den vielen engagierten Mitgliedern der internationalen HADES Kollaboration war es möglich, diese Arbeit auszuführen. Recht herzlichen Dank an alle.

Aus meinem näheren Umfeld möchte ich besonders Dipl.-Phys. T. Galatyuk, Dr. J. Kempter, Dr. I. Koenig, Dr. W. Koenig, Dr. B. Kolb, Dr. J. Pietraszko, Dr. A. Rustamov, Dr. A. Schmah und Dr. M. Sudol erwähnen und mich für die Hilfsbereitschaft und das gute Arbeitsklima bedanken.

Von theoretischer Seite danke ich Dr. E. Bratkovskaya, Prof. Dr. J. Aichelin und M. Thomère für die guten Diskussionen.

Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. R. Stock, meinem seinerzeitigen Mentor, der mich mit seiner unaufhörlichen Begeisterung für die Schwerionenphysik motiviert und nach der Diplomvorprüfung auf das HADES Experiment aufmerksam machte.

Lebenslauf

Yvonne Chiara Pachmayer

Barbarossastr. 86
63128 Dietzenbach

Geburtsdatum: 25. September 1978
Geburtsort: Massa, Italien



- | | |
|------------------|--|
| 1985-1989 | Besuch der Astrid-Lindgren-Grundschule in Dietzenbach |
| 1989-1998 | Besuch der Marienschule der Ursulinen in Offenbach |
| Juni 1998 | Abitur |
| 1998-2000 | Physikstudium an der Johann Wolfgang Goethe-Universität,
Frankfurt am Main |
| April 2000 | Diplom-Vorprüfung |
| 2000-2001 | Physikstudium an der University of Manchester Institute of
Science and Technology (UMIST), Manchester |
| Juli 2001 | BSc(Hons) Physics
Thema der Bachelorarbeit
“Study of Dust in Magnetised Plasma“
bei Prof. Dr. J. Bradley |
| 2001-2003 | Fortsetzung des Physikstudiums an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main |
| Juli 2003 | Diplom-Hauptprüfung
Thema der Diplomarbeit
“Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen
aus der kosmischen Höhenstrahlung“
bei Prof. Dr. H. Ströbele |
| seit August 2003 | Doktorand am Institut für Kernphysik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt
bei Prof. Dr. H. Ströbele |

