

Dielektronenrekonstruktion in Au+Au Kollisionen bei 1,23 GeV/u mit HADES

Masterarbeit

im Fachgebiet Physik

vorgelegt von: Patrick Sellheim
Studienbereich: Physik
Matrikelnummer: 3805435
Erstgutachter: Prof. Dr. Joachim Stroth
Zweitgutachter: JProf. Dr. Tetyana Galatyuk

Frankfurt, den 26.03.2013

Zusammenfassung

Zur Untersuchung von heißer und dichter Materie unter extremen Bedingungen ist die Emission von Leptonenpaaren aus dem dichten und heißen Feuerball eine vielversprechende Sonde. Besonderes Interesse an Leptonen ist gegeben, da sie mit dem umgebenen Medium nicht stark, sondern nur elektromagnetisch wechselwirken.

Mittels des an dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung installierten High Acceptance Di-Electron Spectrometer (HADES) werden Dileptonen und Seltsamkeitsproduktion in elementaren Kollisionen und Schwerionenkollisionen untersucht. Im April/Mai 2012 wurden erfolgreich Au+Au Kollisionen bei 1,23 GeV/u gemessen und stellen somit das schwerste unter HADES gemessene System dar. Mit dem neuen RPC Detektor wurde eine wesentliche Verbesserung des Detektors in Bezug auf Granularität und Vermögen zur Teilchenidentifikation erreicht. Durch ein modulares System, welches Verteilung der Triggerinformation, Datentransfer und Steuerungsdaten beinhaltet, wurde das alte Datenaufnahmesystem komplett ersetzt. Mit dem neuen System wurden 7,3 Milliarden Ereignisse aufgezeichnet. In dieser Arbeit wird die Dileptonenrekonstruktion bei 1,23 GeV/u diskutiert.

Es wird eine zweistufige Datenanalyse angewandt: (I) Einzelelektronenidentifikation (II) Paaranalyse. Photonen-Konversion, Dalitz- und direkte Zerfälle von Mesonen, oder auch Dalitzzerfälle aus Baryonischen Resonanzen sind Dileptonenquellen im HADES Energiebereich. HADES ermöglicht mithilfe der Detektorkomponenten RICH, RPC, TOF und PreShower eine exzellente Elektronenidentifikation. Unterdrückung des hadronischen Untergrundes, sowie Entwicklung einer Strategie zur Reduktion des kombinatorischen Untergrundes sind die Herausforderungen dieser Analyse.

Ergebnisse der Analyse simulierter Daten [1] und Analysen vorheriger Kollisionssysteme bilden die Ausgangssituation der Analyse. Durch Anwendung spezifischer Selektionskriterien auf durch Detektoren gemessene Observablen (z.B. Ring-MDC Spuruordnung, aus Flugzeitdetektoren bestimmte Teilchengeschwindigkeit und durch PreShower Detektor gemessener elektromagnetischer Schauer) zielt diese Analyse auf Reduktion des hadronischen Untergrundes ab. Am wichtigsten für eine fundierte Analyse sind dabei durch den RICH Detektor bereitgestellte Observablen.

Durch Abzug des kombinatorischen Untergrundes von allen kombinierten e^+e^-

Paaren erhält man das rekonstruierte Signal. Zur Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes wird die „same-event like-sign“ Methode verwendet. Ein Vergleich zwischen dem gemessenen Signal und dem Referenzspektrum [2] liefert Informationen über In-Medium Veränderungen der Eigenschaften von Hadronen.

Abstract

The emission of lepton pairs out of a dense and hot fireball is a promising probe to investigate the properties of matter under extreme conditions. Particular interest on leptons is based on the fact that leptons do not undergo strong interactions and interact with surrounding medium only electromagnetically.

High Acceptance Di-Electron Spectrometer (HADES) installed at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung studies dileptons and strangeness production in elementary and also heavy-ion collisions. In April/May 2012 Au+Au collisions at 1.23 GeV/u, which is the heaviest system measured with HADES, were successfully performed. A major improvement of the spectrometer in terms of granularity and particle identification capability was achieved with the new RPC detector. The data acquisition was fully replaced introducing a modular system integrating trigger distribution, data transfer and a slow control data traffic to a single optical link. 7.3 billion events have been recorded. In this work the dilepton reconstruction at 1.23 GeV/u is discussed.

The data analysis comprises two steps: (I) single electron identification (II) pair analysis. Dilepton sources at the HADES energy regime are photon conversion, Dalitz and direct decays of mesons, or also Dalitz decays of baryonic resonances. HADES provides the detector components, RICH, RPC, TOF and PreShower for excellent electron identification. A challenge of the analysis is to suppress the hadronic background and to develop a strategy for reduction of the combinatorial background.

Analysis results of simulated Au+Au collisions at 1,25 GeV/u [1] and from analysis of previous collision systems are starting point of this analysis. This analysis is focused on reduction of hadronic background by specific cuts on measured observables in various detector components, i. e. Ring - inner MDC segment distance, velocity reconstructed from the Time-of-flight detectors and information on electromagnetic Shower from PreShower detector. Observables

provided by the RICH detector are most important for a profound analysis. To reconstruct the Signal, we subtract the combinatorial background from the total Number of e^+e^- pairs. For a description of combinatorial background one can use same-event like-sign method. The Final Comparison of the signal to the reference spectrum [2] can tell us about in-medium changes of the hadron properties.

Inhaltsverzeichnis

Glossar	VIII
Abbildungsverzeichnis	X
Tabellenverzeichnis	XIV
1 Einleitung	1
1.1 Hadronische Materie	2
1.2 QCD Phasendiagramm	4
1.3 Phänomenologie von Schwerionenkollisionen	5
1.4 Dileptonen	7
1.5 Theoretische Beschreibung von Schwerionenkollisionen	10
1.6 Vorgegangene Experimente zur Dileptonenproduktion	11
1.6.1 Kalte Materie als experimentelles Werkzeug	11
1.6.2 Heiße Materie als experimentelles Werkzeug	12
1.7 Unter HADES gemessene Kollisionssysteme	13
1.8 Vorhersagen für Au+Au Kollisionen bei 1,25 GeV/u	14
2 HADES-Spektrometer	17
2.1 Targetgeometrie und Startzeitbestimmung	18
2.2 Ringabbildender Cherenkov Detektor	19
2.3 HADES Tracking System	20
2.3.1 Viehldraht-Driftkammern	20
2.3.2 Magnet	21
2.4 Multiplicity Trigger Array	22
2.4.1 Resistive Plate Chamber Flugzeitwand	22
2.4.2 Flugzeitwand TOF	23
2.4.3 PreShower Detektor	24
2.5 Datenaufnahme und Triggersystem	25
2.6 Spurrekonstruktion	26

3	Analyse zur Identifikation einzelner Leptonen	28
3.1	Analyse bezüglich Reinheitsoptimierung	29
3.1.1	Spurselektionskriterien	29
3.1.1.1	Selektion mittels Ring Qualität	31
3.1.1.2	Geschwindigkeitsbedingung	32
3.1.1.3	Räumliche Einschränkung des Reaktionsvertex	35
3.1.1.4	Räumliche RICH-MDC Zuordnung	37
3.1.1.5	Räumliche META-MDC und RICH-MDC Zuordnung	40
3.1.1.6	Selektion anhand des Energieverlustes in MDC Kammern	40
3.1.1.7	Ergebnis	43
3.1.2	Identifikationsselektionskriterien	49
3.1.2.1	Räumliche RICH-MDC Zuordnung	49
3.1.2.2	Geschwindigkeitsbedingung	50
3.1.2.3	Selektion anhand elektromagnetischer Schauer Information	51
3.1.2.4	Selektion mittels Impulseinschränkung	52
3.1.2.5	Ergebnis und Diskussion	52
3.1.3	Diskussion und Vergleich mit Simulation	56
3.2	Analyse bezüglich Effizienzoptimierung	60
3.2.1	Variation der Selektionskriterien	60
3.2.2	Ergebnis	62
3.3	Vergleich zwischen Reinheits- und Effizienzoptimierung	64
4	Paaranalyse	69
4.1	Kombinatorischer Untergrund	69
4.2	Paaranalyse für Leptonenkandidaten der Analyse optimiert auf Reinheit	71
4.3	Variation der Leptonenkandidaten	72
4.4	Paaranalyse für Leptonenkandidaten der Analyse optimiert auf Effizienz	73
4.5	Exklusion von Konversionsphotonen	74
5	Fazit und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	79

Glossar

Dilepton	Aus einem virtuellen Photonen zerfallenes Leptonenpaar ungleichnamiger Ladung. Wird für Elektronen und Positronen auch als Dielektron bezeichnet.
In-Medium Modifikation	Effekte in heißer und dichter Materie mit Auswirkung auf Produktion der Vektormesonen.
LHC	Beschleunigeranlage am Kernforschungszentrum CERN mit einer maximalen Strahlenergie von $\sqrt{s} \approx 8$ TeV im Jahr 2012 [3].
MDC dE/dx	Selektionskriterium wobei der Energieverlust in den MDC Kammern als Observable verwendet wird.
META	Hintere HADES Detektorebene bestehend aus RPC, TOF und PreShower Detektor.
MetaQa	Abstandswert zwischen rekonstruierter MDC Spur und Meta Treffer angegeben in der Detektorauflösung σ .
Mixed Event	Methode zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes, bei welcher Leptonenkandidaten aus verschiedenen Ereignissen miteinander kombiniert werden.
PreShower	Detekorkomponente zur verbesserten Leptonenidentifikation des inneren Winkelbereiches bis 45°.
PT3	Physics Trigger 3 beinhaltet die Bedingung TOF Multiplizität > 20 und erlaubt somit die Selektion zentraler Kollisionen.
QED	Quantenelektrodynamik ist die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung.
QCD	Quantenchromodynamik ist die Theorie der starken Wechselwirkung.

QGP	Quark Gluon Plasma ist ein Materiezustand in dem das Confinement nicht mehr vorherrscht.
RHIC	Beschleunigeranlage an dem Brookhaven National Laboratory mit Schwerpunktsenergien \sqrt{s} im dreistelligen GeV Bereich.
RICH	Detektor zur Leptonenidentifikation mittels Cherenkovstrahlung.
RichQa	Abweichung zwischen rekonstruierter MDC Spur und RICH Ring, die aus den Winkeldifferenzen zwischen beiden Spuren bestimmt wird.
RingACNP	Verteilung der durchschnittlichen Ladung pro Ring aufgetragen gegen Anzahl gefeuerter Pads.
RPC	Detektor zur Flugzeitmessung im Winkelbereich bis 45° .
Same Event Likesign	Methode zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes, bei welcher dieser mittels gleichnamig geladener Paare eines Ereignisses gebildet wird.
Shower	Shower bezeichnet die aus Messwerten des PreShower Detektors mittels $Q_{sig} = Q_{post1} + Q_{post2} - Q_{pre}$ bestimmte Observable.
SIS18	Für die Arbeit relevante Beschleunigeranlage an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung.
TOF	Detektor zur Flugzeitmessung im äußeren Winkelbereich ab 44° .

Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Teilchenphysik.	2
1.2	Phasendiagramm der QCD.	4
1.3	Schematische Darstellung des Stossparameters.	6
1.4	Dileptonischer Zerfall eines ρ Mesons.	7
1.5	Vorhersage des Mesonenspektrums und Messungen der PHE- NIX Kollaboration.	8
1.6	Longitudinale Spektralfunktion des ρ in Materie.	11
1.7	Gemessener Paarüberschuss mit HADES.	13
1.8	Mittels UrQMD simuliertes invariante Masse Spektrum für Au+Au bei 1,25 GeV/u	14
1.9	Vorhersagen für das Invariante Masse Spektrum für Au+Au bei 1,25 GeV/u mittels HSD.	16
2.1	HADES Spektrometer	17
2.2	Segmentiertes Target bestehend aus 15 Goldfolien.	18
2.3	Startdetektor aus Diamantstreifen mit 9 möglichen Aufttritts- punkten des Ionenstrahles.	18
2.4	Seitlicher Blick auf den schematischen Aufbau des RICH Detek- tors.	19
2.5	Ausrichtung der Drahtebenen in den einzelnen Kammern.	21
2.6	Signalkonstruktion anhand der Informationen der Einzeldrähte.	21
2.7	HADES Magnet während des Einbaus.	21
2.8	Schematische Darstellung der Spalten- und Reihenstruktur einer RPC Kammer.	22
2.9	TOF-Element eines Sektors, während des Einbaus.	23
2.10	Aufbau des PreShower Detektors mit symbolischen Teilchen beim Auslösen einer Ladungslawine.	24
2.11	Vergleich der Datenraten aller unter HADES gemessenen Systeme.	25
2.12	Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion.	26

3.1	Summierte Multiplizität des RPC und TOF Systems von PT3 Ereignissen ohne Geschwindigkeitsfilter.	29
3.2	Geschwindigkeitsverteilung der PT3 Ereignisse des und Verteilung Anzahl positiver gegenüber negativer Spurkandidaten mit RICH Treffer.	30
3.3	RingACNP Verteilung von S0 und S3 vor Anwendung der Verwerfung.	31
3.4	Y-Projektion der RingACNP Verteilung für alle Sektoren und RingACNP Verteilung nach Anwendung des Grenzwertes.	32
3.5	Geschwindigkeitsverteilung des kompletten Winkelbereichs von S0 für Werte über und unter dem RingACNP Grenzwert.	33
3.6	Geschwindigkeitsverteilung für S0 des RPC und TOF Systems vor Anwendung der Selektionsfunktion.	33
3.7	Geschwindigkeitsverteilung des RPC Systems nach Anwendung der Selektionsfunktion.	35
3.8	Mittels simulierter Daten lassen sich die Wechselwirkungen der Leptonen am Detektor in der Z-Achse und radialen Projektion darstellen.	35
3.9	Reaktionsverteilung in XY- und XZ-Ebene.	36
3.10	Verteilungen vor und nach Einschränkungen des Reaktionsvertex in X, Y und Z Richtung.	37
3.11	RichQa aufgetragen gegen den Impuls für S0 des RPC Systems mit Grenzwert.	37
3.12	RichQa für S0 des RPC Systems.	38
3.13	$\Delta\Theta$ aufgetragen gegen $\Delta\Phi$ vor und nach RichQa Kriterium.	39
3.14	Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene RichQa Werte.	39
3.15	MetaQa aufgetragen gegen RichQa mit Grenzwertfunktion.	40
3.16	Selektion anhand der MDC dE/dx Verteilung.	42
3.17	Auswirkung durch Verwendung des MDC dE/dx Kriteriums in S3 auf Geschwindigkeitsverteilung.	42
3.18	Übersicht der Impulsverteilung während der Spurselektion.	43
3.19	Anzahl positiver aufgetragen gegen Anzahl negativer Leptonenkandidaten vor Anwendung von Selektionskriterien.	45
3.20	Verhältnis von positiven zu negativen Leptonenkandidaten in Abhängigkeit vom Impuls vor Anwendung von Selektionskriterien.	45
3.21	Verhältnis von positiven zu negativen Leptonenkandidaten.	47

3.22	Verteilung der Leptonenkandidaten pro Ereignis.	48
3.23	RichQa Verteilungen nach Verwerfung in der Identifikationsselektion	49
3.24	Anpassung einer Gaußfunktion an die Geschwindigkeitsverteilung von S0 des RPC Systems.	50
3.25	Impuls aufgetragen gegen Geschwindigkeit für S0 des RPC und TOF Systems nach Selektion.	51
3.26	Anwendung des elektromagnetischen Schauer Grenzwertes.	52
3.27	Impulsverteilung nach jeweiligem Selektionskriterium.	53
3.28	Verteilung der Leptonenkandidaten pro Ereignis.	54
3.29	Verhältnis Anzahl positiver zu negativer Leptonenkandidaten.	55
3.30	Verhältnis von Leptonen zu Hadronen in Abhängigkeit des Impulses für simulierte Daten.	56
3.31	Übersicht der Impulsverteilungen für experimentelle und simulierte Daten.	58
3.32	Anzahl der Leptonenkandidaten für verschiedene Impulsbereiche.	59
3.33	Impulsverteilung des TOF Systems der Analyse hinsichtlich Reinheit.	60
3.34	Impulsverteilungen der Analyse optimiert bezüglich Reinheit.	60
3.35	RichQa Verteilung für S0 des RPC Systems vor und nach Anwendung des Grenzwertes.	61
3.36	Elektromagnetische Schauer Verteilung mit verwendetem Grenzwert.	62
3.37	Impulsverteilungen der Selektion hinsichtlich Effizienz.	63
3.38	Verhältnis positiver zu negativer Leptonenkandidaten der Selektion hinsichtlich Effizienz.	63
3.39	Verteilung negativer und positiver Leptonenkandidatenanzahl.	64
3.40	Vergleich des Verhältnisses positiver zu negativer Leptonenkandidaten.	67
3.41	Vergleich der Anzahl negativer und positiver Leptonenkandidaten.	67
3.42	Vergleich der Impulsverteilungen beider Analysevarianten.	68
4.1	Schematische Darstellung von Kombinationen die unkorrelierten und korrelierten Untergrund erzeugen.	70
4.2	Paarkombinationen von Leptonenkandidaten gleichnamiger und ungleichnamiger Ladung sind Grundlage der Bestimmung beider kombinatorischer Untergrund Varianten.	71

4.3	Invariante Masse Spektrum nach Abzug des arithmetischen und geometrischen Untergrundes.	72
4.4	Verteilung der Paarkombinationen von Leptonenkandidaten und des Signals mit geometrischen und arithmetischen Untergrund. .	73
4.5	Verteilung des invariante Masse Spektrums nach Abzug des geometrischen und arithmetischen Untergrundes.	74
4.6	Verteilung der Abstände zum nächsten unrekonstruierten und rekonstruierten inneren MDC Spursegment.	75
4.7	Invariante Masse Spektrum nach Anwendung der Einschränkungen auf nicht rekonstruierte und zusätzlich rekonstruierte innern MDC Spursegment.	76
5.1	Vergleich des invariante Masse Signals nach Abzug des geometrischen kombinatorischen Untergrundes für die erste (dunkelgrau) und dritte (orange) Generation.	77

Tabellenverzeichnis

1.1	Zusammensetzung der Protonmasse.	3
1.2	Dileptonische Zerfälle leichter Vektormesonen.	9
3.1	Parameter der RingACNP Selektionsfunktion.	31
3.2	Werte der Teilchengeschwindigkeit Selektionsfunktion für RPC und TOF System.	34
3.3	Shift Werte der Betafunktion.	34
3.4	RichQa Grenzwerte in Abhängigkeit von System und Sektor. . .	38
3.5	Oberer und unterer Grenzwert für die MDC dE/dx Selektion. . .	41
3.6	Verhältnisse von Leptonen zu Pionen bei Anwendung von MDC dE/dx.	43
3.7	Parameter der Gaußanpassung der Geschwindigkeitsverteilung. .	50
3.8	Szenarien für Probleme bei RICH Ring Rekonstruktion.	57
3.9	Anzahl der Leptonenkandidaten nach jeweiligen Selektionsstufen.	65
4.1	Integral der Einträge im angegebenen Massenbereich nach Ab- zug des geometrischen Untergrundes.	71
4.2	Integral der Einträge im angegebenen Massenbereich für ver- schiedene Impulsobergrenzen der Leptonenkandidaten.	73
4.3	Integral der Eintäge im angegebenen Massenbereich nach Abzug des geometrischen Untergrundes.	74

1 Einleitung

Schon immer strebt der Mensch danach die Bausteine der Welt zu suchen. Anfang des 20. Jahrhunderts wurde ein Punkt erreicht an dem nahezu alle sichtbaren und in der makroskopischen Welt auftretenden Natureffekte erklärt werden konnten. Während manche Physiker nun der Meinung waren die Physik sei komplett, fanden andere durch ihren Forscherdrang neue Effekte in der mikroskopischen Welt.

So gab es plötzlich Experimente die zunächst unerklärt blieben und nur durch eine Revolution der Physik, aus Entwicklung der Quantenmechanik erklärt werden konnten. Diese Theorie setzt die Annahme einer vollständig deterministischen Welt teilweise außer Kraft. Zudem ergaben sich unzählige neue Effekte und Verhaltensweisen, welche nur mit dieser Sichtweise beschrieben werden konnten. Von besonderer Bedeutung für die Kernphysik sind die Streuexperimente Rutherfords, bei welchen mittels beschleunigter α Teilchen die Atomstruktur untersucht wurden [4]. Überraschend war zunächst die Beobachtung eines separierten Atomkerns mit ihm umkreisenden Elektronen, wodurch das Verlangen nach der Erforschung immer kleinerer Materiebausteine gesteigert wurde. Durch weitere Experimente bei denen Elektronen an Nukleonen gestreut wurden, wurden die nach bisheriger Auffassung kleinsten und elementaren Teilchen die sogenannten Quarks entdeckt [5].

Deren Wechselwirkung wird durch die „Quantenchromodynamik“ (QCD) beschrieben, wodurch gebundene Systeme, ähnlich den der durch „Quantenelektrodynamik“ (QED) zusammengesetzten Atomen, aus Quarks entstehen können [5]. Jedoch unterscheiden sich die Eigenschaften der beiden Kräfte teilweise stark, weswegen das Verhalten der starken Kraft genauer untersucht wurde. Immer größere Beschleunigeranlagen sind nötig um tiefere Einblicke in Kollisionen zu liefern. Um die derzeitigen Wissensgrenzen zu überschreiten wurde daher, die zur Zeit größte Beschleunigeranlage, der „Large Hadron Collider“ (LHC) am CERN [3] gebaut. Energien im niedrigen GeV Bereich können, am für diese Ausarbeitung relevanten SIS18 Beschleuniger an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, erzeugt werden [6]. Im speziellen

1 Einleitung

werden Daten des „High Acceptance DiElectron Spectrometer“ (HADES) analysiert. HADES ist eine Kollaboration bestehend aus 18 Instituten aus 9 europäischen Ländern [7]. Ziel ist es zum Zeitpunkt der heißen Kollisionsphasen entstehenden Materie zu untersuchen, wobei es möglich ist, dass sich dabei Eigenschaften von Hadronen ändern [8].

Dies wird zum einen durch Messungen von gebundenen Systemen mit Seltsamkeitsanteil, aber auch durch die Untersuchung von Dileptonen erreicht. Dileptonen sind Elektronen-Positronen-Paare, wobei die aus Vektormesonen zerfallenden Paare für diese Ausarbeitung von besonderem Interesse sind. Dileptonen bieten die Möglichkeit Informationen aus dem Kollisionszentrum nahezu unbeeinflusst zu transportieren und somit dessen Phase genauer zu beschreiben. Zunächst wird die theoretische Grundlage stark wechselwirkender Materie vertieft. Nach Beschreibung des HADES Detektors folgen zwei Varianten der Leptonenidentifikation. Abschliessend wird das, durch Paarkombinationen von Leptonen erzeugte, invariante Masse Spektrum untersucht und die Arbeit mit einem Fazit sowie Ausblick abgeschlossen.

1.1 Hadronische Materie

Aus Quarks zusammengesetzte Materie wird als hadronische Materie bezeichnet. Dabei gibt es wie in Abbildung 1.1 zu sehen 6 unterschiedliche Quarks und deren dazu 6 entsprechenden Antiquarks [5]. Solche gebundenen Quark Systeme entstehen durch Wechselwirkungen der starken Kraft. Deren Wirkung wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik beschrieben und besitzt einige Analogien mit der Quantenelektrodynamik, welche die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt. Im Gegensatz zur QED tragen nicht nur die wechselwirkenden Teilchen, sondern auch das kraftübertragende Gluon, eine starke Ladung. Alle bisher gemessenen Systeme

Drei Generationen der Materie (Fermionen)

	I	II	III	
Masse	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name	u up	c charm	t top	γ Photon
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon
Leptonen	<2,2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν_e Elektron-Neutrino	<0,17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_μ Myon-Neutrino	<15,5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ ν_τ Tau-Neutrino	91,2 GeV 0 1 Z schwache Kraft
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ± 1 1 W schwache Kraft
				Bosonen (Kräfte)

Abbildung 1.1: Standardmodell der Teilchenphysik mit Quarks (lila), Leptonen (grün) und Wechselwirkungsteilchen der Kräfte (rot). [9]

bilden gebundene Systeme aus drei oder zwei Quarks, welche als Baryonen (z.B. p, n, Δ) beziehungsweise Mesonen (z. B. π , η , ρ) bezeichnet werden. Weitere Kombinationen werden durch die Ladungsbedingung der QCD reglementiert, wozu die Farbladung mit den symbolischen Farben rot, grün und blau eingeführt wird. Quarks können laut QCD nur in farbneutralen Systemen auftreten. Dies ist der Fall, wenn sich drei Quarks mit jeweils unterschiedlicher Farbe oder zwei Quarks mit einer Farbe und der entsprechenden Antifarbe zusammenschließen [5]. Dabei herrscht das sogenannte „Confinement“ vor, weswegen keine freien Quarks auftreten.¹ Eine Besonderheit der QCD ist die für größere Abstände steigende Stärke der Kraft, was im Extremfall dazu führt, dass neue Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden, wodurch die Farbneutralität wieder gewährleistet ist. [9].

Rätselhaft ist jedoch weswegen die Massen der gebundenen Systeme, die Summe der Quarkmassen um einen Faktor ≈ 50 übersteigt (s. Tabelle 1.1). Erklärungsansätze bieten kurzzeitig auftretende Quark Antiquark Paare $q\bar{q}$ im umgebenden Medium, wodurch die chirale Symmetrie gebrochen wird. Ein Modell zur Beschreibung ist das Quark-Kondensat, bei welchem die $q\bar{q}$ Paare Druck auf die aus Quarks gebundenen

Quark	Masse[MeV/ c^2]
Proton	≈ 938.3
up-Quark	2,4
down-Quark	4,8
$\sum uud$	≈ 10

Tabelle 1.1: Massen des Protons und seiner Bestandteile. [11]

Systeme ausüben [9]. Im „Meson-Cloud“ Modell ist ebenfalls eine Wechselwirkung zwischen Quark Antiquark Paare und Hadronen vorhanden, wobei die Wechselwirkung zwischen hadronischen Objekten von größerer Bedeutung ist [12]. Experimentelle Untersuchungen durch Kollisionen dienen zur genaueren Untersuchung dieser intrinsischer Eigenschaften. Mittels $e^- + p$ Streuung und e^+e^- Annihilation lassen sich Vakuum Eigenschaften und mittels A+A oder p+A Kollisionen $q\bar{q}$ Paare zu unterdrücken, die chirale Symmetrie wiederherstellen und In-Medium Eigenschaften von Hadronen untersuchen[9].

¹Genaue Erklärungen sind in [10] zu finden.

1.2 QCD Phasendiagramm

Aufgrund von Berechnungen mittels QCD lassen sich neben, der im abgekühlten Universum das sichtbare Spektrum dominierende, hadronischen Materie auch weitere Zustände vorhersagen, welche in Grafik 1.2 dargestellt sind. In verschiedenen Bereichen des Phasendiagramms befinden sich unterschiedliche hadronische Zustände, die in unterschiedlichen Bereichen des Universums, wie Neutronensternen auftreten oder kurz nach dem Urknall vorherrschten.

So beschreibt die Region sehr hoher Temperaturen (T) und niedrigem baryonchemischem Potential (μ_B) die Phase des frühen Universums kurz nach dem Urknall, während die zum heutigen Zeitpunkt weit verbreitete hadronische Materie bei sehr niedrigen Temperaturen und einem baryonchemischen Potential von $\mu_B \approx 900$ MeV

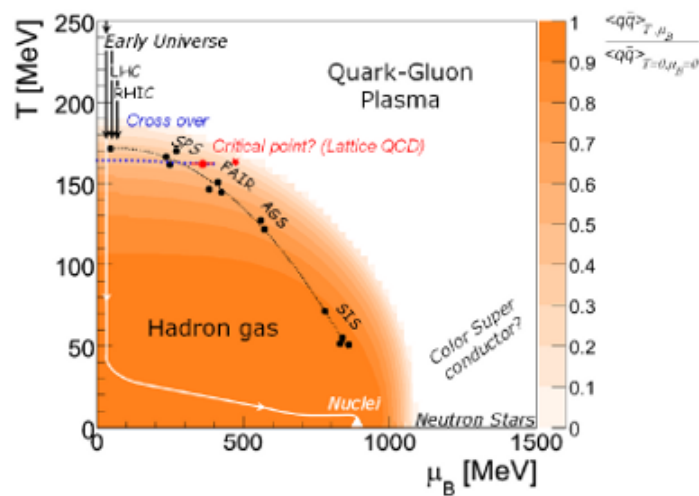


Abbildung 1.2: Phasendiagramm der QCD mit kritischem Punkt (rot), existierenden Experimenten (schwarz) und Entstehung der Materie (weißer Pfad). Zusätzlich folgen aus theoretischen Rechnungen exotische Phasen wie „Color Super conductor“ für extrem hohe μ_B . [9]

zu finden ist. Ergänzt mit Pfeilen verbindet der weiße markierte Pfad die Entwicklung des Universums von dem Zustand des Urknalls zu dem des heutigen Zeitpunkts. Ein bei etwa 160 MeV beginnender sanfter Übergang [13], zwischen Hadronengas und Quark Gluon Plasma (QGP), wird dabei durch Gitter QCD Rechnungen vorausgesagt. Während des Überganges zum QGP werden die im Hadronengas vorherrschenden Bindungen aufgelöst. Aufgrund hoher Temperaturen ist das Confinement in der Region des QGP aufgehoben, sodass freie Quarks auftreten können. Daraus ergibt sich ein Gesamtzustand frei beweglicher Quarks und Gluonen. Untersucht wird diese Regionen hoher Temperaturen und niedriger Dichten durch Hochenergieexperimente am Large Hadron Collider (LHC) [14] und Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) [15]. Durch jene Kollisionen erzeugten heißen Zustände befinden sich in Regionen in denen das Confinement vermutlich aufgehoben wurde. Modelle prognosti-

zieren für höhere Dichten einen kritischen Punkt, dessen Eigenschaften oder sogar Auftreten unklar sind. Durch Messungen am Super Proton Synchrotron (SPS) und Messungen des RHIC Energiescans[16] wird diese Region experimentell untersucht [17], [18]. Zukünftig wird auch das „Compressed Baryonic Matter“ (CBM) Experiment am SIS100 die Region des kritischen Punktes untersuchen.

Für höhere μ_B ist die Situation ebenfalls unklar. Dort wurde zunächst ein Phasenübergang höherer Ordnung zu Quark Gluon Plasma vermutet, welcher experimentell zukünftig mittels CBM untersucht werden kann. Laut Theorie befinden sich die mit HADES erzeugten Zustände noch vor dem Phasenübergang im Zustand hadronischer Materie. In neueren effektiven Modellen wird eine weitere dritte Phase Quarkyonischer Materie vermutet [19]. In jener Phase ist die chirale Symmetrie wiederhergestellt, das Confinement herrscht in dieser Phase jedoch immer noch vor. Laut diesem Modell ergeben sich zwei Übergänge zwischen den drei Phasen. HADES wäre in diesem Modell schon in dem Bereich einer neuen Phase oder direkt an der Grenze zur Quarkyonischen Phase. Bisher ist es jedoch ungewiss wie sich diese neue Materieform auf experimentelle Observablen auswirkt. Es ist möglich, dass im Messbereich von HADES größere Objekte aus 6 oder noch höherer Quark- und Gluonenanzahl entstehen.

Zur Bestimmung der Position und Eigenschaften der jeweiligen Phasenraumregion werden Produktionsraten von Teilchen untersucht. Erhöhte Produktionsraten von Strangeness können somit auf eine neue Phase hindeuten [20]. Eine weitere Möglichkeit bieten schnell zerfallende Vektormesonen, die anhand eines Zerfalls in e^+e^- nachgewiesen werden können. Eine erhöhte Produktionsrate wurde für Messungen bei 40 GeV/u und 158 GeV/u festgestellt[21], [22]. Somit liegt ein großer Fokus auf Effekten welche die In-Medium Teilchenproduktion verändern.

1.3 Phänomenologie von Schwerionenkollisionen

Schwerionenkollisionen sind die einzige Möglichkeit extreme Materiezustände im Labor zu erzeugen. Um Kollisionen zu beschreiben und vor allem eine Nomenklatur der Schwerionenkollision einzuführen werden einige Größen defi-

niert, welche die Kollision beschreiben. Da Stöße aus rein statistisch verteilten Teilchen entstehen, überlappen die Kerne der Kollisionspartner mit variablem Anteil. Wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist werden die Nukleonen der beiden Kerne in unbeeinträchtigte „Spectator“ und kollidierende „Participants“ unterteilt, aus welchen sich wiederum der Feuerball bildet.

Bei einer Unterteilung der Kollision in drei Stufen beschreibt die erste zum Zeitpunkt $\tau \approx 1 \text{ fm}/c$ die primären Kollisionen der Nukleonen. Nach der ersten Stufe herrscht die Feuerballphase vor, welche bis zu einem Zeitpunkt von $\tau \approx 10 \text{ fm}/c$ andauert. Im weiteren Verlauf dehnt sich der Feuerball aus und kühlt ab. In der folgenden als „Freeze out“ bezeichneten Stufe, setzt ein chemischer Freeze out ein bei welchem keine inelastische Streuung vorherrscht, sodass keine weiteren neuen Teilchen mehr produziert werden. Es tritt ebenfalls ein kinematischer Freeze out ein, wobei sich das System im Gleichgewicht befindet und eine feste Temperatur T vorherrscht [9].

Um die Zentralität der Reaktion zu bestimmen wird der Stoßparameter b eingeführt. Er beschreibt den Abstand der Schwerpunkte beider Kerne und somit deren Überlappung [24]. Er eignet sich um zentrale Ereignisse für die

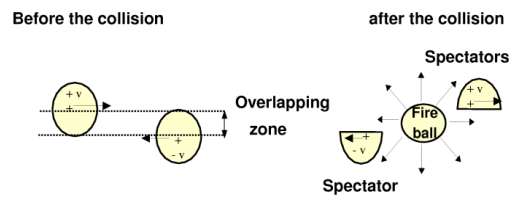


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Stoßparameters.[23]

Analyse herauszufiltern, da eine indirekte Messung von b anhand der Teilchenzahl möglich ist. Wie bereits erwähnt sind die Stöße statistische Ereignisse, weswegen die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion durch Wirkungsquerschnitte beschrieben wird. Geometrischen Größen wie Teilchendichten und der Targetdicke bilden die Grundlage zur Beschreibung der Reaktionshäufigkeit. Für eine realitätsnähere Darstellung werden zusätzliche Größen wie Spin und Energieabhängigkeit berücksichtigt².

Zur Beschreibung der Zerfallsteilchen und vor allem zum Rückschluss auf die Mutterteilchen werden zudem weitere Größen eingeführt. Die Energie des Leptonpaares ist äquivalent zu der lorentzinvarianten Masse (siehe Gleichung 1.1) des virtuellen Photons.

$$M_{12} \cdot c^2 = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 \cdot c + \vec{p}_2 \cdot c)^2} \quad (1.1)$$

²Erwähnte exaktere Wirkungsquerschnitte werden in [25] vorgestellt.

Da es sich bei Leptonen um leichte Teilchen handelt, ist deren Masse klein gegenüber deren kinetischen Energie, woraus sich eine vereinfachte Form in Gleichung 1.2 ergibt, bei der die invariante Masse neben den Impulsen nur von dem Öffnungswinkel abhängt.

$$M_{l+l-} = 2 \cdot \sin\left(\frac{\Theta_{l+l-}}{2}\right) \cdot \sqrt{p_{l+} \cdot p_{l-}} \quad (1.2)$$

Mittels der Impulskomponenten können zudem auch Rückschlüsse auf Mutterteilchen gezogen werden. Zum einen gibt es den transversalen Impuls aus Formel 1.3 der senkrecht zur Strahlachse steht.

$$p_t = \sqrt{(p_{1x} + p_{2x})^2 + (p_{1y} + p_{2y})^2} \quad (1.3)$$

In Richtung der Strahlachse wird dazu die in Gleichung 1.4 beschriebene Rapidität als analoge Größe gewählt. Dies ist ein lorentzinvariantes Äquivalent für den Impuls und ist daher ebenfalls für hohe Geschwindigkeiten additiv.

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{(p_1 + p_2) + (p_{1z} + p_{2z})}{(p_1 + p_2) - (p_{1z} + p_{2z})} \quad (1.4)$$

[9]

1.4 Dileptonen

Zerfallende Vektormesonen werden durch das „Vektor Dominance“ Modell beschrieben. Virtuelle Photonen die im Rahmen der Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t > \frac{\hbar}{2}$ existieren zerfallen in ein e^+e^- Paar (s. Grafik 1.4). Zerfallende Mesonen bestehen im Allgemeinen aus einem Quark-Antiquark-Paar. Für die leichten u,d und s Quarks bilden teilweise Überlagerungen verschiedener Quarkspezies ein Meson. Vektormesonen besitzen zudem einen Gesamtimpuls $J=1$ und negative Parität. In Abbildung 1.5 ist das invariante Masse Spektrum der Mesonen zu sehen. Bei HADES ist infolge der Strahlenergie nur die „Low-Mass Region“ $m \leq 1 \text{ GeV}/c^2$ des Spektrums relevant. Mesonen be-

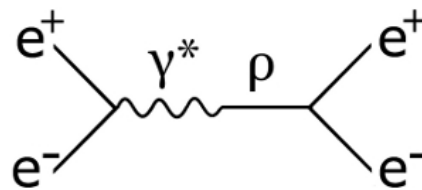


Abbildung 1.4: Dileptonischer Zerfall eines ρ Mesons gemäß dem Vector Dominance Modell.

sitzen viele Zerfallskanäle mit unterschiedlichen Tochterteilchen, welche eine von wirkender Kraft und Zerfallstruktur abhängige Zerfallswahrscheinlichkeit besitzen.

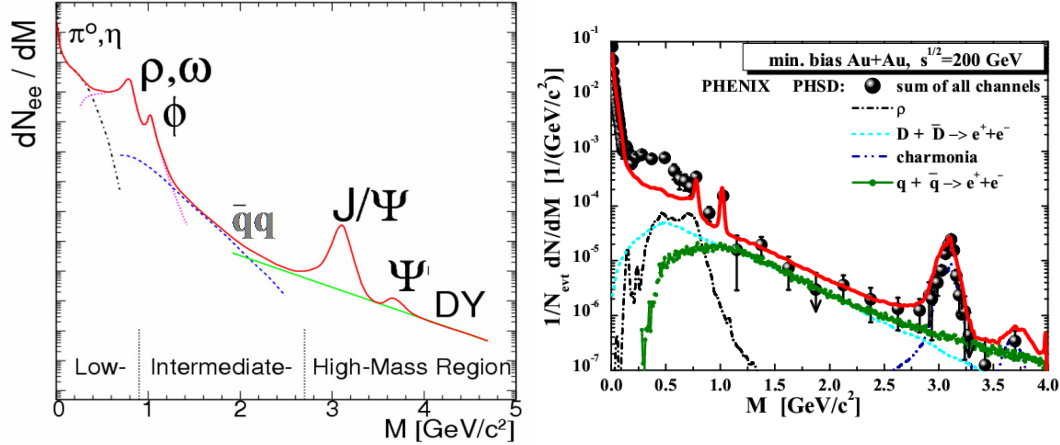


Abbildung 1.5: Vorhersage des Mesonenspektrums [26] (links) und Messungen der PHENIX Kollaboration [27], welche die vorhergesagten Maxima für die Mesonen bestätigen können.

Für das gezeigte invariante Masse Spektrum berücksichtigte Zerfälle sind Dileptonenzerfälle, wobei ein Meson unter elektromagnetischer Wechselwirkung in ein e^+e^- Paar zerfällt. Desweiteren gibt es Dalitz Zerfälle in ein Leptonenpaar und einem zusätzlichen Photon wie zum Beispiel in Formel 1.5.

$$\eta \rightarrow \gamma + \gamma^* \rightarrow \gamma + e^+ + e^- \quad (1.5)$$

Da das Meson dabei in drei Teilchen zerfällt ergibt sich eine kontinuierliche Verteilung, während bei einem reinen Dileptonenzerfall wie in Tabelle 1.2 nur ein Leptonenpaar entsteht, weswegen sich in der daraus resultierenden invarianten Masse Verteilung ein lokales Maximum bildet. Bei vektormesonischen Zerfällen in ein virtuelles Photon übernimmt dies auch dessen Quantenzahlen. Ein virtuelles Photon besitzt die gleichen Quantenzahlen wie dessen ursprüngliches Vektormeson, kann im Rahmen der Unschärferelation existieren und in ein e^+e^- Paar zerfallen. Die Besonderheit des Zerfalls virtueller Photonen ist, dass aufgrund der Impulserhaltung freie reale Photonen nicht in ein Leptonenpaar zerfallen. Verglichen mit den hadronischen Zerfallskanälen der Mesonen sind diese Zerfälle jedoch stark unterdrückt, da bei Betrachtung des

Zerfalls am Feynmann Diagramm festzustellen ist, dass zwei elektromagnetische Vertizes auftreten. Folglich ist die Wahrscheinlichkeit $\alpha^2 = (1/137)^2$ und somit um einen Faktor $10^4 - 10^5$ kleiner als bei hadronischen Zerfällen.

Vektormeson	Masse MeV/c ²	Dileptonzerfall	Verzweigungsverhältnis
ρ^0	770	$\rho \rightarrow e^+e^-$	$4,72 \pm 0,05 \cdot 10^{-5}$
ω	782	$\omega \rightarrow e^+e^-$	$7,28 \pm 0,14 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1020	$\phi \rightarrow e^+e^-$	$2,95 \pm 0,03 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.2: Dileptonische Zerfälle leichter Vektormesonen. [11]

Um neben dem Vorteil der erhaltenen Quantenzahlen eine weitere positive Eigenschaft der Dileptonen zu erläutern ist es hilfreich die Schwerionenkollision wiederum in ihren 3 Stufen zu betrachten. Durch Produktionsmechanismen mittels harter Stöße entstehen die Mesonen der ersten Stufe. Zu den Produktionsprozessen zählt zum Beispiel der Drell-Yan Prozess bei dem ein Quark und Antiquark durch Annihilation ein virtuelles Photon erzeugen, welches wiederum in ein Leptonenpaar zerfällt. Pion Annihilation und Dalitzzerfälle dominieren in der Feuerballphase die Dileptonenproduktion. Jene Mesonen besitzen eine ähnliche Lebensdauer wie die Feuerballphase und zerfallen somit schnell, sodass das Leptonenpaar noch in dem Feuerball entsteht. In der folgenden abgekühlten Stufe entstehen Dileptonen, welche keine Informationen über die heiße und dichte Materie enthalten. Davor erzeugte Leptonen bewegen sich nahezu unbeeinflusst durch das Medium dieser Stufe, da sie keine starken Wechselwirkungen vollziehen. Sie konservieren somit die Information der Vektormesonen, durch welche Rückschlüsse auf Eigenschaften des Mediums zu diesem Zeitpunkt gezogen werden können.

Somit setzt sich das resultierende Spektrum der invarianten Masse der Dileptonen aller Stufen zusammen. Während sich Vektormesonen durch lokale Maxima andeuten, bilden Dalitzzerfälle sowie Zerfälle aus pseudoskalaren mesonischen Kanälen eine kontinuierliche Verteilung aus. Von besonderem Interesse sind jedoch die Vektormesonen aus der zweiten Stufe, welche Information der heißen und dichten Stufe und der gegebenenfalls auftretenden In-Medium Modifikationen beinhalten. Es ist jedoch wichtig die erste und dritte Stufe gut zu kennen um sie im invariante Masse Spektrum berücksichtigen zu können.

1.5 Theoretische Beschreibung von Schwerionenkollisionen

Es liegt im Interesse nicht nur die Kollisionsergebnisse zu detektieren sondern auch Methoden zu entwickeln um Kollisionen zu beschreiben. Neben tieferem Verständnis bereits vorhandener Daten können somit auch Vorhersagen für Effekte, die über hadronische Freiheitsgrade nicht beschrieben werden können, getätigt werden.

Für die Beschreibung eignen sich zwei unterschiedliche theoretische Ansätze. Zum einen gibt es das mikroskopische Transportmodell, welches eine Kombination aus klassischer Transporttheorie und quantenmechanischen Bewegungsgleichungen darstellt [28],[29], [30]. Mit dieser Theorie kann die Dynamik des Systems, sowie es selbst im Ungleichgewicht gut beschrieben werden. Teilchenproduktionen sowie Produktion von Resonanzen können ebenfalls gut beschrieben werden. Realisiert wird ein solcher Ansatz vom „Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics“ (URQMD) Modell, welches zur Simulation von Daten verwendet wird.

Im sogenannten Feuerballmodell wird ein thermodynamischer Ansatz verwendet. Zwar kann die Dynamik dadurch nicht so gut wie durch das Transportmodell beschrieben werden, doch das heiße und komprimierte System kann gut durch ein thermisches System mit entsprechender Teilchenproduktion beschrieben werden. Dazu geht die Energie der kollidierenden Teilchen in das komplett thermalisierte Kollisionszentrum ein, welches sich zudem langsam und isotrop ausbreitet. Jedoch muss dazu die Annahme eines Systems im Gleichgewicht gewährleistet sein. Zusammenfassend liefert das Feuerballmodell aber eine gute Abstraktion der physikalischen Vorgänge und wird zum Beispiel in der Simulationssoftware Pluto [31] verwendet.

Jedoch besitzen Modelle erforderliche Parameter, die wiederum aus experimentellen Messungen bestimmt werden müssen. Während bei Transportmodellen Wirkungsquerschnitte und Zerfallsraten benötigt werden, benötigt das Feuerballmodell zum Beispiel die Zeitentwicklung (T, μ_B, v_{coll}) des Systems. Zusammenfassend ist zu erwähnen dass Modelle von den Kollisionsparametern abhängen und keines die Daten perfekt beschreibt.

1.6 Vorangegangene Experimente zur Dileptonenproduktion

Theoretische Vorhersagen aus den Siebzigern [32] erhöhten das Interesse für Dileptonenmessungen um damit In-Medium Modifikationen zu untersuchen. Möglich ist die experimentelle Untersuchung von Schwerionenkollisionen durch zwei unterschiedliche Systeme. Bei Experimenten mit elementaren Reaktionen, wozu mittels Photonen, Protonen oder Pionen ausgelöste Reaktionen zählen, existieren Drücke der

Grundzustandsdichte von $\rho_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ und niedrige Temperaturen $T=0 \text{ MeV}$. Dies wird als kalte Materie bezeichnet. Heiße und dichte Materie hingegen besitzt $\rho > \rho_0$ und $T > 0 \text{ MeV}$ und die dabei herrschenden Zustände können durch Schwerionenkollisionen erzeugt werden. Vorhersagen prognostizieren eine Verschiebung der Polmasse oder eine Verbreiterung der Verteilung besonders für niedrige Impulse (s. Grafik 1.6). Ergebnisse der seitdem getätigten Messungen beider Kollisionstypen, deuten wie im folgenden auf eine starke Abhängigkeit von der Dichte, jedoch eine geringe Temperaturabhängigkeit hin [9].

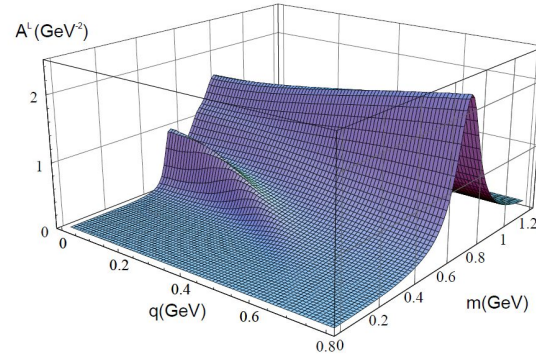


Abbildung 1.6: Anhand der longitudinalen Spettralfunktion des ρ in Materie ist die Produktionscharakteristik in Abhängigkeit des Impulses q und der invarianten Masse m zu sehen.[8]

1.6.1 Kalte Materie als experimentelles Werkzeug

Zwei Experimente haben In-Medium Modifikation mittels Dileptonenspektroskopie anhand von elementaren Kollisionen untersucht. Zum einen das E325 Experiment an der „High Energy Accelerator Research Organization“ (KEK), welches Messungen von Protonen bei 12 GeV auf ein Kohlenstoff- und Kupfertarget durchführte [33]. Dabei wurden die Dileptonspektren von ρ , ω und ϕ gemessen, wobei eine erhöhte ω -Produktion im niedrigen Massenbereich zu finden war. Daraus wurde geschlossen, dass ρ und ω ein um 9% reduzierte

Masse aufweisen, eine Verbreiterung der Verteilungen wurde jedoch nicht festgestellt. Zu vermerken ist jedoch, dass korrelierter Hintergrund, aufgrund der Verwendung eines mixed event Untergrundes ³, nicht berücksichtigt wird. Ein „Same Event Likesign“ Untergrund ³ kann bei E325 nicht generiert werden, da Leptonenpaare gleichnamiger Ladung abgewiesen werden. Zudem kann der mixed event Untergrund nicht durch die Messungen normalisiert werden, weswegen die Normalisierung frei gewählt werden kann.

Weitere Messungen wurden vom „CEBAF Large Acceptance Spectrometer“ (CLAS) an der „Thomas Jefferson National Accelerator Facility“ (JLAB) durchgeführt. Reaktionen von Photonen mit Energien von 0,6 GeV bis 3,8 GeV wurden in Kombination mit H,C, Fe-Ti untersucht. Es wurde keine Verschiebung der Polmasse, jedoch eine Verbreiterung aufgrund der Kollisionseinwirkung beobachtet. Somit widerspricht das Ergebnis der CLAS Kollaboration dem der KEK Kollaboration [34]. Es ist jedoch zu betonen, dass eine starke Impulsabhängigkeit erwartet wird und CLAS nur ρ Mesonen mit Impulsen $p > 800$ MeV messen kann, was für In-Medium Modifikationen schon zu hoch sein kann.

1.6.2 Heiße Materie als experimentelles Werkzeug

Invariante Massen Spektren wurden von den Fixed Target Experimenten CERES [35], Helios [36] und NA60 [37] am SPS Beschleuniger am CERN gemessen. Während dort die maximale Energie bis zu 160 GeV/u reicht, stehen am RHIC Beschleuniger am Collider Experiment „Pioneering High Energy Nuclear Interaction“ (PHENIX) Experiment noch höhere Schwerpunktsenergien bis $\sqrt{s} = 200$ GeV/u zur Untersuchung der Dielektronenproduktion zur Verfügung. CERES nahm Daten des Stoßsystems $^{108}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ bei 158 GeV/u, 40 GeV/u und beobachtete eine starke In-Medium Modifikation des ρ , welche sich durch eine erhöhte Produktion unterhalb der Polmasse äußert [21]. Durch Messungen von $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ bei einer Energie von $\sqrt{s} = 200$ GeV/u fand die PHENIX Kollaboration einen fast um den Faktor drei größeren Paarüberschuss als die Ceres Kollaboration bei ihrer Untersuchung. Zu bemerken ist jedoch, dass PHENIX Messungen bei 12-facher Energie durchführte. PHENIX stellte eine starken Zentralitätsabhängigkeit fest, sodass bei peripheren Kollisionen keine Modifikation zu finden waren [38]. STAR Messungen von e^+e^- der gleichen

³ Nähere Infos zu Kombinatorischen Untergrund werden in 4.1 erklärt.

Strahlzeit zeigen nur eine leicht erhöhten Paarüberschuss [39]. Dieser Widerspruch mit dem PHENIX Experiment muss in Zukunft gelöst werden.

Eine Motivation für die Konzeption von HADES waren Messungen der Dilepton Spectrometer (DLS) Kollaboration am Bevalac [41]. Messungen zwischen 1-2 GeV/u für die Kollisionssysteme $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, lieferten einen Paarüberschuss verglichen mit einfacher hadronischer Produktion, welche bei diesen niedrigeren Energien nicht durch derzeitige Theorien erklärt werden konnten [42], weswegen dies zunächst als „DLS Puzzle“ bezeichnet wurde. HADES konnte die DLS Messungen bestätigen und $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ bei 1 GeV/u durch Überlagerungen der pp und np Kollisionen bei 1,25 GeV erklären (s. Abb. 1.7)[43]. Theoretische Erklärungen der Daten sind noch nicht eindeutig, jedoch ist zu vermuten dass Resonanzen besonders $\Delta 1232$ eine dabei nicht zu verachtender Faktor sind.

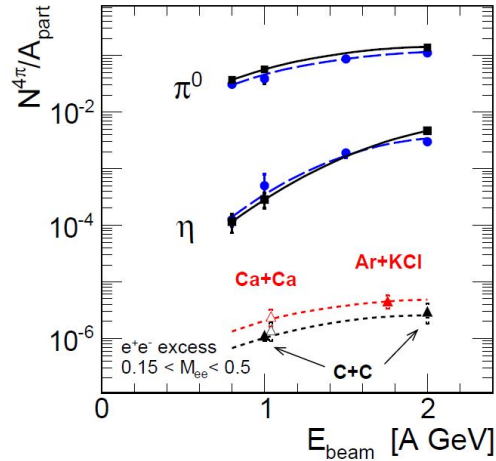


Abbildung 1.7: Gezeigt wird die inklusive Multiplizität pro Participant ($N^{4\pi}/A_{part}$) in Abhängigkeit von der Strahlenergie E_{beam} . Für den Massenbereich $M_{ee} = 0.15-0.50$ GeV/ c^2 wird der in 4π extrapolierte Paarüberschuss für C+C und Ar+KCl (gefüllte Dreiecke) und der DLS Daten (leere Dreiecke) dargestellt. Ergebnisse für π^0 und η sind aus TAPS Messungen von C+C (Quadrate, durchgezogene Linie) und Ca+Ca (Kreise, gestrichelte Linie).[40]

1.7 Unter HADES gemessene Kollisionssysteme

HADES hat bisher Schwerionenkollisionen, sowie elementare Kollision bei unterschiedlichen Energien gemessen. Elementare Reaktionen von p+p d+p bei 1,25 GeV/u dienen zum besseren Verständnis der Bremsstrahlungskomponente und Abhängigkeit der Teilchenproduktion vom Isospin. Desweiteren dienen die p+p Messungen bei unterschiedlichen Energien zu einem tieferen Verständnis, der einzelnen Komponenten im Spektrum. Zum Vergleich mit den DLS Daten

wurden $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ Messungen bei 1 GeV/u und 2 GeV/u durchgeführt, welche ebenfalls durch eine Kombination der elementaren Kollisionen von p+p bei den entsprechenden Energien erklärt werden konnten. Ebenso konnten die p+Nb Messungen im Impulsbereich $p > 0,8$ GeV/c erklärt und auf p+p Kollisionen bei 3,5 GeV/u zurückgeführt werden. Das Spektrum für kleinere Impulse konnte hingegen nicht erklärt werden, was wiederum auf In-Medium Modifikationen zurückzuführen ist [44]. Mit Ar+KCl wurde die erste Schwerionenkollision gemessen, wobei ein Überschuss im invariante Masse Spektrum festgestellt wurde, der nicht durch Zusammensetzung elementarer Kollisionen beschrieben werden konnte [40].

Aktuell gemessene Daten der $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ Strahlzeit wurden schon bei der Konzeption des HADES Experiments als Kollisionssystem angestrebt und etwa 10 Jahre nach den ersten Messungen erfolgreich gemessen [45]. Mit einer Nukleonenzahl von 197 bei 1,23 GeV/u ist das System das bisher schwerste unter HADES gemessene System.

1.8 Vorhersagen für Au+Au Kollisionen bei 1,25 GeV/u

Analyse und Erklärungsversuche der Ar+KCl Kollisionen deuten auf nicht triviale In-Medium Effekte, sodass bei dem noch schweren Au+Au System noch stärkere Effekte erwartet werden können [46]. Weitere Vorhersagen wurden mit HSD getätigt, wozu zwei Szenarien mit und ohne Verbreiterung der Vektormeson-

massen präsentiert werden [47]. Eine Verbreiterung würde sich durch ein Verschwinden des Maximas bei der ρ Polmasse andeuten. Beim Vergleich verschiedener Kollisionssysteme bei verschiedenen Energien wird ersichtlich, dass

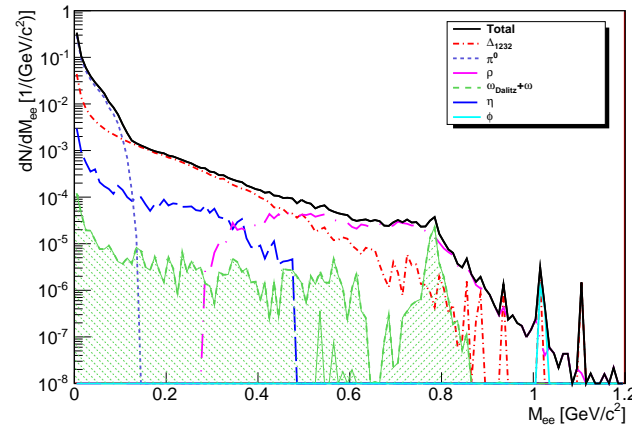


Abbildung 1.8: Mittels UrQMD simuliertes invariante Massenspektrum für Au+Au bei 1,25 GeV/u .

das Dileptonenspektrum im Massenbereich $M > 0,11 \text{ GeV}/c^2$ trotz π^0 Normalisierung große Abhängigkeit von Energie und Kollisionssystem aufweist. Hauptursache sind die komplexen Dynamiken der baryonischen Resonanzen und Mesonen in diesem Bereich. 1.9 Verschiedene Modelle prognostizieren unterschiedliche starke Beiträge der Zerfallskanäle 1.8, weswegen die Messung dieses Kollisionssystems nötig ist um die Unklarheiten zu klären.

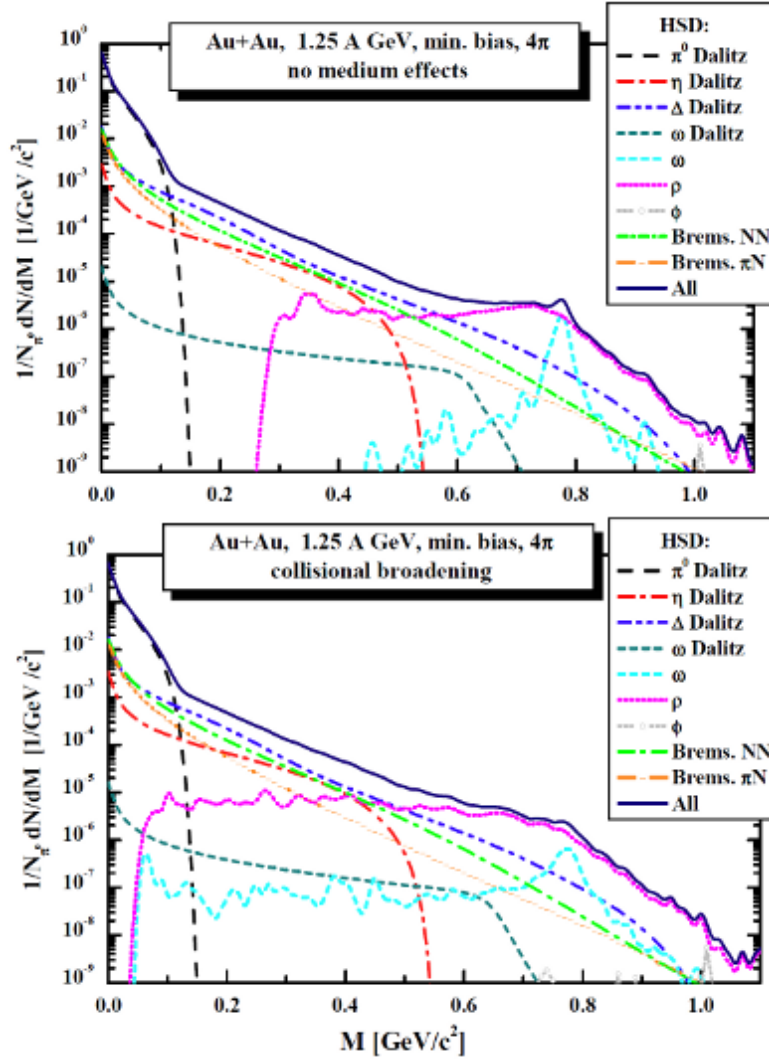


Abbildung 1.9: Invariante Masse Spektrum für für Au+Au bei 1,25 GeV/u mittels HSD normalisiert zur Anzahl der π^0 . Im oberen Bild werden keine In-Medium Effekte berücksichtigt, während im unteren eine Verbreiterung aufgrund der Kollisionseinwirkung integriert ist.

2 HADES-Spektrometer

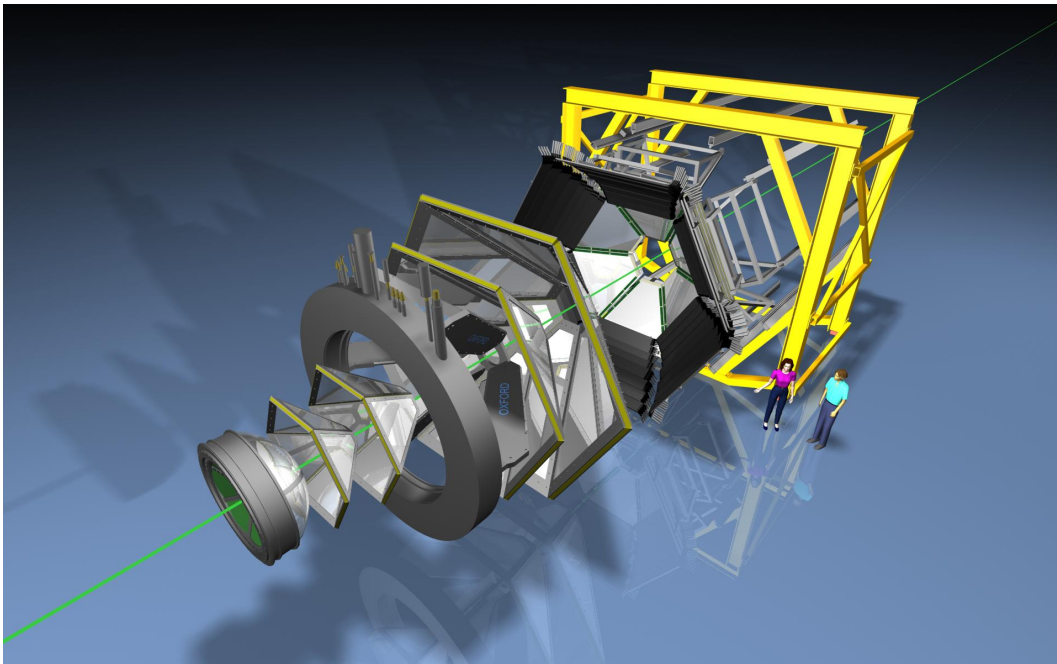


Abbildung 2.1: HADES Spektrometer

HADES ist auf die Messung von Schwerionenkollisionen bei 1-2 GeV/u und den dabei entstehenden Dileptonen, sowie Hadronen mit Seltsamkeits Anteil spezialisiert. Erforderlich zur Untersuchung dieser seltenen Proben ist die Möglichkeit hohe Raten zu verarbeiten um möglichst hohe Statistik zu erlangen, sowie hohe geometrische Akzeptanz des Detektors. Dies resultiert in einer kompakten Bauweise des Experiments mit einem Durchmesser von etwa 3 m und eine Optimierung hinsichtlich „Fixed Target“ Kollisionen mit einer Abdeckung des Polarwinkelbereichs von 18° bis 85° und des Azimutalwinkels von fast 360° . Durch die Driftkammern in Kombination mit einem Magnetfeld wird die Spur-rekonstruktion, und Impulsrekonstruktion durchgeführt, während die Flugzeit derselben durch Messungen des Start, TOF und RPC Detektors bestimmt wird. Speziell zur Leptonenidentifikation stehen RICH Detektor und im Bereich kleiner Polarwinkel zusätzlich PreShower Detektor bereit. Für die Kon-

zeption des Detektors maßgeblich waren auch die Anforderung der Datenaufnahme, Datenverarbeitung sowie die Kombination der Einzeltreffer zu rekonstruierten Teilchenspuren.

2.1 Targetgeometrie und Startzeitbestimmung

Für die Strahlzeit 2012 wurde ein Goldtarget verwendet, welches zur Minimierung der Konversion 15 fach segmentiert ist. Einzelne Goldfolien in der Ebene senkrecht zum Strahl haben einen Kreisdurchmesser von 2,2 mm. Noch vor dem Target befindet sich der Start Detektor um den Beginn einer Flugzeitmessung durchzuführen. Verwendet wird dafür ein Diamant Detektor aus zwei Schichten mit jeweils 16 Diamantstreifen pro Ebene, womit eine Zeitauflösung von unter 50 ps erreicht wird. Die Streifen besitzen eine Breite von $193 \mu\text{m}$ und sind durch eine $86 \mu\text{m}$ breite Lücke voneinander getrennt. Um die Funktionalität über die komplette Strahlperiode zu erhalten, ist der $4,6 \times 4,6 \text{ mm}^2$ große Detektor beweglich, sodass 9 verschiedene Areale des Detektors beansprucht werden. Somit wird der Abnutzung durch Strahlenschäden entgegengewirkt und die Einsatzdauer um den Faktor 9 erhöht.

Hinter dem Target befindet sich zusätzlich der Veto Detektor, welcher dazu dient Teilchen ohne Targetinteraktion herauszufiltern.[48] [49]

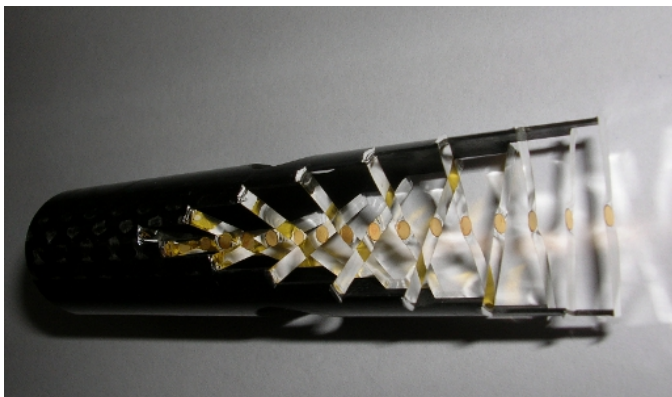


Abbildung 2.2: Segmentiertes Target bestehend aus 15 Goldfolien.[50]

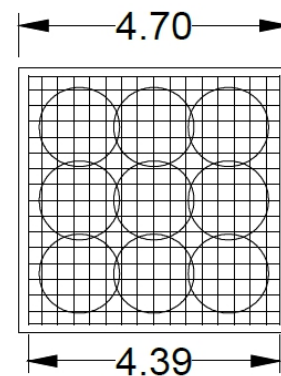


Abbildung 2.3: Startdetektor aus Diamantstreifen mit 9 möglichen Auftreffpunkten des Ionenstrahles. (Maßangaben in mm)[49]

2.2 Ringabbildender Cherenkov Detektor

Eine der wichtigsten Komponenten für die Dielektronenanalyse ist der „Ring Imaging Cherenkov Detektor“ (RICH), da mit Hilfe des Detektors Elektronen und Positronen Signale von hadronischen Signalen separiert werden können. Physikalische Grundlage bietet dazu der Cherenkov Effekt. Geladene Teilchen, die sich in einem optischen Medium mit einem Brechungsindex n bewegen, emittieren Photonen, falls deren Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit $v > \frac{c}{n}$ in dem betreffenden Medium ist. Photonen werden dabei kegelförmig abgestrahlt und deren Polarwinkel ist durch die Bedingung $\cos\Theta = \frac{1}{n\beta}$ gegeben.[51]

Da Hadronen aufgrund ihrer Masse nicht schnell genug sind um Lichtgeschwindigkeit zu erreichen und somit kein Cherenkov Licht ausstrahlen, können auf diese Weise Leptonen von Hadronen unterschieden werden. Erst ab einem Impuls $p > 1800 \text{ MeV}/c$ ist die Elektronen und Positronen Identifikation nicht mehr eindeutig da Myonen ab diesem Impuls ebenfalls Lichtgeschwindigkeit erreichen.

Um den beschriebenen Effekt zur Leptonenidentifikation zu nutzen besitzt der Detektor zur Erfassung der Cherenkovstrahlung die Form einer halben Kugelschale, siehe Abbildung 2.4, mit einem Durchmesser von 1580 mm und ist um das Goldtarget positioniert. Auf der Innenseite der Halbkugel befindet sich ein VUV (Vacuum ultraviolet) Spiegel, welcher die Photonen aufgrund seiner sphärischen Form auf den gegenüberliegenden Photonendetektor reflektiert. Ein CaF_2 Fenster, welches aus 64 einzelnen hexagonalen Kristallen besteht, trennt die beiden Volumen und die darin befindlichen Gase voneinander. Im Photon Detektor befindet sich CH_4 , während der Radiator mit C_4F_{10} gefüllt ist. Konstruktion des Radiators mittels einem einzigen Spiegel ermöglicht eine azimutale Akzeptanz von 2π . Eine Nominalspannung von 2420 V liegt an dem in 6 Sektoren unterteilten Photodetektor, bestehend aus Vieldraht-Driftkammern, an.[52]

Mittels eines Hough-Transformation Algorithmus werden die erkannten Ein-

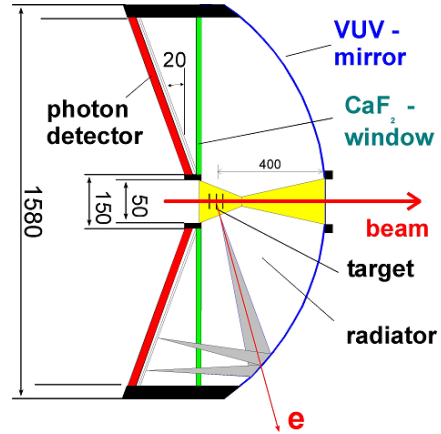


Abbildung 2.4: Seitlicher Blick auf den schematischen Aufbau des RICH Detektors.[45]

zeltreffer des Detektors zu Ringen kombiniert. Einzeltreffer bestehen aus einem oder mehreren gefeuerten Pads die ein sogenanntes „Cluster“ bilden. Für die Anzahl der Pads und Anzahl der Treffer pro Ring muss zudem ein geeigneter Schwellenwert gewählt werden um zufällige durch Rauschen gebildetete Ringe zu unterdrücken. Doppelringe aus Zerfällen mit kleinen Öffnungswinkeln stellen eine weitere Herausforderung dar, da die Überlagerung eine Erkennung der Einzelringe erschwert.[53]

2.3 HADES Tracking System

2.3.1 Viehdraht-Driftkammern

HADES hat 4 Ebenen von Viehdraht-Driftkammern (MDC) von denen zwei Ebenen vor und zwei Ebenen hinter dem Magneten montiert sind. In Kombination mit dem Magneten kann die Impulsbestimmung für Teilchen durchgeführt werden. Insgesamt gibt es 24 Kammern und somit 6 Sektoren pro Ebene. Um eine konstante Granularität zu gewährleisten steigt die aktive Fläche pro Kammer von $0,35 \text{ m}^2$ in Ebene I auf $3,2 \text{ m}^2$ in Ebene IV an. Auch die Größe der in jeder Kammer befindlichen Driftzellen variiert zwischen $5 \times 5 \text{ mm}^2$ bis $14 \times 10 \text{ mm}^2$, wobei jede Kammer aus 1100 Driftzellen besteht. Im Inneren der Kammern befinden sich, wie in Bild 2.5 gezeigt, 6 Drahtebenen in festgelegter Reihenfolge, die einen Winkel von -40° , $+20^\circ$, 0° , 0° , -20° und $+40^\circ$ relativ zu der Ober- beziehungsweise Unterseite des trapezförmigen Rahmens besitzen. Mit den unterschiedlichen Lagen der $80 \text{ }\mu\text{m}$ beziehungsweise $100 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Aluminiumdrähte soll die Ortsauflösung der in Abbildung 2.6 gezeigten Rekonstruktion verbessert werden. Leichte Drähte sowie eine nur $12 \text{ }\mu\text{m}$ dicke Eintrittsfolie ergeben die in der Konzeption angestrebte leichte Bauweise der Kammern. Durch diese Bauweise beträgt die Dicke der inneren Kammer nur 3 cm, wodurch die Mehrfachstreuung an den Kammerbauteilen reduziert wird. [54]

Gefüllt sind die Kammern der ersten Ebene mit einem Driftgas aus ArCo_2 im Verhältnis 70/30, während die restlichen Kammern mit Argon/Isobutan im Verhältnis 84/16 gefüllt sind. Zudem ist eine hohe Stabilität erforderlich um keinen Verlust der Präzision durch Ausdehnung oder Verbiegung zu haben. Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Langzeitstabilität der Kammern. Durch

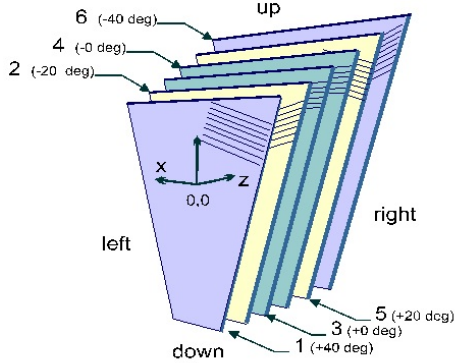


Abbildung 2.5: Ausrichtung der Drahtebenen in den einzelnen Kammern.[45]

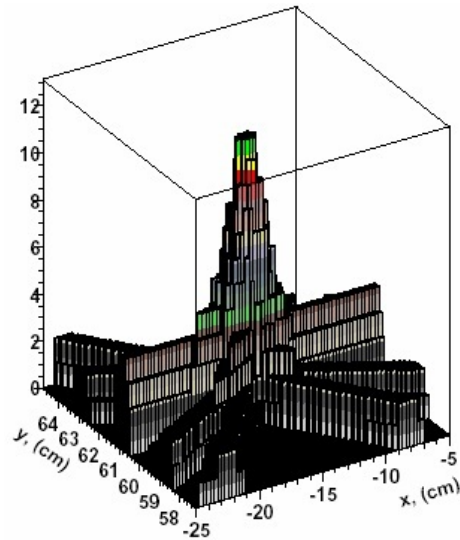


Abbildung 2.6: Signalkonstruktion anhand der Informationen der Einzeldrähte.[45]

Alterung der Drähte nimmt die Leistung der Kammer mit den Jahren ab, weswegen schon bei Konzeption die Langlebigkeit der Kammer durch die Wahl der Materialien beachtet wurde. Dies ergibt eine stabile Kammer mit großer Akzeptanz die nach einigen Strahlzeiten innerhalb der letzten 10 Jahren Laufzeit immer noch in Betrieb ist.

2.3.2 Magnet

Zwischen der zweiten und dritten MDC Ebene befindet sich ein supraleitender Magnet, welcher das zur Impulsbestimmung benötigte Magnetfeld erzeugt. Wichtig ist dabei ein Feld mit geringer Ortsausdehnung, da magnetische Felder in den angrenzenden Teildetektoren Messungen durch Beeinflussung von geladenen Teilchen verfälschen. Desweiteren ist ein geringer Akzeptanzverlust erstrebenswert, weswegen eine schmale Bauweise des Magneten wichtig ist. Daher deckt der Magnet und die in diesem Winkelbereich befindliche Ausleseelektronik der MDC nur einen kleinen Abschnitt des azimuthalen Akzeptanzbereichs

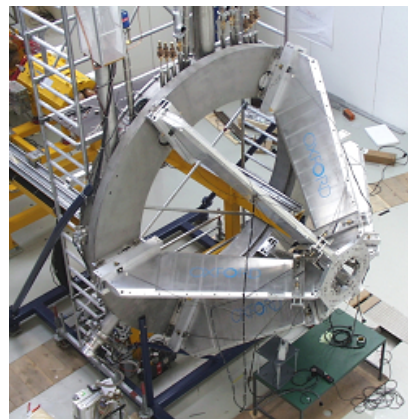


Abbildung 2.7: HADES Magnet während des Einbaus. [9]

ab. Ein Ring an Vorder- und Hinterseite des Magneten stabilisiert den aus 6 schmalen Spulenkästen bestehenden Magneten. Im inneren der Spulenkästen wird, durch einen maximalen Strom von 3365 A, ein Magnetfeld von 3,7 T erzeugt. Zwischen zwei Spulen sinkt das Magnetfeld auf ein Minimum 0,8 T ab. Durch Kühlung mit flüssigem Helium wird der Magnet auf die Betriebstemperatur von 4,6 K abgekühlt. [54]

2.4 Multiplicity Trigger Array

2.4.1 Resistive Plate Chamber Flugzeitwand

Neue Anforderungen durch hohe Multiplizitäten bei $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ Kollisionen erfordern zur Flugzeitmessung und Ortsmessung ein Detektorsystem mit hoher Granularität. Da der vorherige TOFINO Detektor schon bei Ar+KCl bei 1,76 GeV/u eine zu hohe Doppeltrefferwahrscheinlichkeit

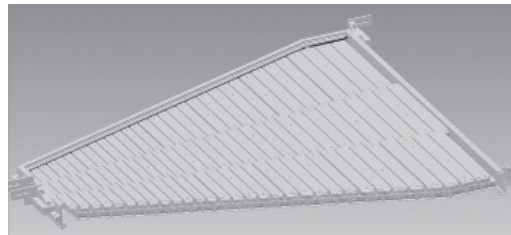


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Spalten- und Reihenstruktur einer RPC Kammer.

besaß und dessen Zeitauflösung ebenfalls nicht mehr zufriedenstellend war, wurde er durch den Resistive Plate Chamber (RPC) Detektor für den inneren Winkelbereich von 18° bis 45° ersetzt. 1116 RPC Elemente decken eine Fläche von 8 m^2 ab, werden von 2232 Zeit- und Ladungskanälen ausgelesen, sind in 6 trapezförmige Sektoren unterteilt und jeweils wie in Grafik 2.8 aufgebaut. Angeordnet in 31 Reihen und drei Spalten sind die als Zellen bezeichneten Zählstreifen, die wiederum auf zwei sich teilweise überlappende Ebenen aufgeteilt werden, wodurch eine genauere Messung durch Redundanz erreicht werden kann.

Im Inneren bestehen die RPC Elemente aus drei Aluminium Elektroden und zwei Glas Elektroden, welche im Wechsel montiert sind. Getrennt sind die Elektroden durch einen mit Gas gefüllten 0,3 mm großen Zwischenraum. Durch den kleinen Abstand können hohe Feldstärken erzeugt werden, sodass eine schnelle Gasverstärkung auftritt. Mittels hochohmischen Elektroden werden die Signale detektiert und sind lokal begrenzt. Mit dieser Anordnung können Treffer anhand der abgegebenen Ladung ionisierter Teilchen nachgewiesen werden.

Elektroden nehmen das Signal auf, welches durch schlecht leitende Kondensatorplatten räumlich begrenzt wird.

Mit dieser Detektorkomponente liegt die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit bei schweren Kollisionssystemen wie $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ im Energiebereich des SIS18 bei unter 10%, wobei im Gegensatz die des TOFino Detektors laut Hochrechnungen, der zugrundeliegenden vorherigen Strahlzeiten und Simulationen, bei etwa 90% gelegen hätte. Für Einzeltreffern liegt die Detektionswahrscheinlichkeit bei über 95%, während die Zeitauflösung bei $\sigma_\tau < 70$ ps liegt. Daten können zudem mit einer Rate von bis zu $1 \frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$ aufgezeichnet werden.[55]

2.4.2 Flugzeitwand TOF

Schnelle Bestimmung der Multiplizität eines Ereignisses zur Bereitstellung eines Triggers, sowie die Flugzeitbestimmung zur Teilchenseparation sind die Aufgaben der Time of Flight Wall (TOF) und ähneln somit denen des RPC. 6 trapezförmige Sektoren decken jeweils den Polarwinkelbereich von 44° bis 88° ab. Jeder der Sektoren (siehe Abb. 2.9) besteht aus 8 Modulen mit jeweils 8 Szintillationsstreifen, dessen Querschnittsfläche im inneren $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und im äußeren Bereich $3 \times 3 \text{ cm}^2$ beträgt. Auch die Länge der Streifen steigt von 1475 mm bis zu 2365 mm in den äußeren Segmenten an. In einem kleinen 0,8 mm großen Zwischenraum können jedoch Teilchenverluste auftreten.[57]

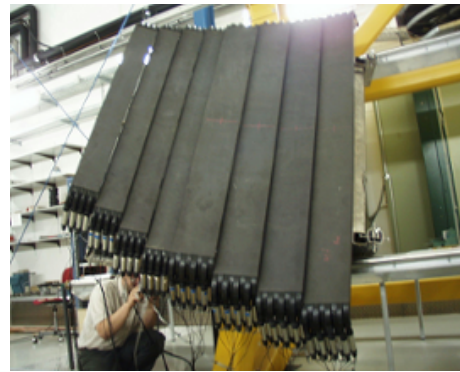


Abbildung 2.9: TOF-Element eines Sektors, während des Einbaus. [56]

Beim Durchqueren von Teilchen durch das Szintillationsmaterial werden die Elektronen des Szintillators durch Strahlung vom Valenzband ins Leitungsband angeregt. Durch Abregung werden Photonen emittiert und deren Signal wird mittels „Photomultiplier“-Röhren verstärkt und detektiert. Elektronische durch Photonen erzeugte Signale werden in logische Signale umgewandelt und danach ausgelesen. Anhand der Signalhöhe und Signalbreite kann zudem auch der Energieverlust bestimmt werden, was wiederum bei der Teilchenidentifikation behilflich sein kann.

Mit diesem Detektorsystem wird eine Zeitauflösung zwischen $\sigma_\tau \approx 100\text{-}150$ ps

und eine Ortsauflösung von $\sigma_x=25$ mm erzielt. Die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit liegt bei $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ im Energiebereich des SIS18 bei unter 20%, und liegt somit über der des RPC Detektors.

2.4.3 PreShower Detektor

Im inneren Winkelbereich von 18° bis 45° ist für eine verbesserte Leptonenidentifikation zusätzlich der Pre-Shower Detektor hinter dem RPC positioniert. Er besteht aus zwei Bleikonvertern und drei Driftkammern, die abwechselnd wie in Schema 2.10 angeordnet sind. Mit einem Argon/Isobutan/Heptan-Gasgemisch (33/65/2) gefüllte Driftkammern enthalten eine Kathoden- sowie Anodenebene bestehend aus 20×32 Drähten im inneren und 32×32 Drähten im äußeren Bereich zum Auslesen der Signale. Für große Polarwinkel nimmt die Zellgröße von $22 \times 30 \text{ mm}^2$ auf $57 \times 45 \text{ mm}^2$ zu. Zwischen den beiden Kammern befinden sich ein 11,2 cm und in dem zweiten Zwischenraum ein dünnerer 8,4 cm dicker Bleikonverter in einem Abstand von 5 mm zu den Kammern.

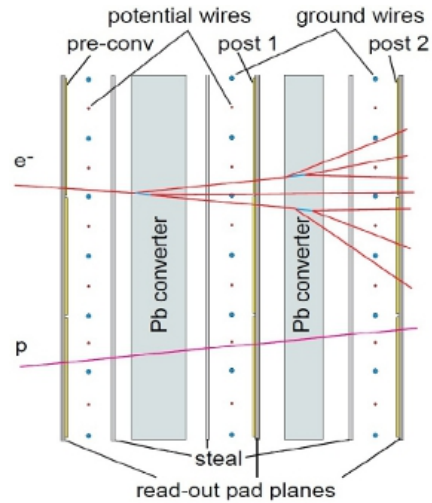


Abbildung 2.10: Aufbau des Pre-Shower Detektors mit symbolischen Teilchen beim Auslösen einer Ladungslawine (rot). Zu sehen sind die drei Messpunkte für Ladungen Q_{pre} (pre-conv), Q_{post1} (post1) und Q_{post2} (post2).[45]

Besonderheit des Detektorsystems sind die Bleikonverter, da Teilchen beim durchdringen aufgrund von Bremsstrahlung und Paarbildung Elektronen von Atomkernen auslösen und eine von den Driftkammern detektierte elektromagnetische Ladungslawine erzeugen. Von Interesse sind dabei die Ladungsdifferenzen zwischen drei Messpunkten. Da bei Hadronen durch ihre größeren Massen die Wechselwirkung schwächer ist, ergibt sich eine niedrigere Ladungsdifferenz (siehe Gleichung 2.1) als bei Elektronen.

$$Q_{sig} = Q_{post1} + Q_{post2} - Q_{pre} \quad (2.1)$$

Somit ergibt sich eine Möglichkeit zur Elektronenidentifikation, welche jedoch erst bei Impulsen ab $p > 300 \text{ MeV}/c$ effizient wird. Für $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ bei ei-

ner Energie von 1,23 GeV/u liegt die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit des Detektors bei 5% und der Detektor bietet zudem auch eine Verbesserung der Spurrekonstruktion, da der Showtreffer ebenfalls als Meta Treffer zur Flugbahnbestimmung verwendet werden kann. [58]

2.5 Datenaufnahme und Triggersystem

Hohe Statistik ist bei Untersuchung seltener Zerfallskanäle erforderlich und bedingt eine schnelle Datenaufnahme (DAQ). Daher wurde die alte Datenaufnahme für die Au+Au Strahlzeit überarbeitet. Angestrebt wurden 100 kHz in leichten und 20 kHz in schweren Kollisionenssystemen, was einer Datenmenge von bis zu 400 MByte/s entspricht. Daten aller Detektorkomponenten werden mittels eines auf FPGA basierenden Netzwerks durch eine optische Datenübertragung weitergeleitet. Eine hohe Geschwindigkeit ist dabei erforderlich, um möglichst schnell die Multiplizität zu verarbeiten und auszuwerten.

Anhand der Multiplizität kann die Zentralität der Kollision bestimmt werden, was wiederum als Entscheidung über eine Aufzeichnung der Daten verwendet wird. Dieser Mechanismus wird als „Trigger“ bezeichnet und dessen Entscheidung wird an die Teildetektoren verbreitet, sodass die Datenauslese gestartet werden kann. Aufgezeichnete Daten werden per Gigabit Ethernet Verbindung zu den Servern den sogenannten „Eventbuildern“ transportiert und dort abgespeichert. Fehler während der Datenaufnahme können mit einem Überwachungssystem identifiziert und ebenfalls ohne Beeinflussung des Strahlbetriebes behoben werden. Ursache von Fehlern sind vor allem hohe Strahlungsbelastung der am Detektor angebrachten Ausleseelektronik.

An leistungsfähige Rechner weitergeleitete Daten werden von diesen ausgewertet und können zwischengespeichert werden, bevor sie an das Speichersystem

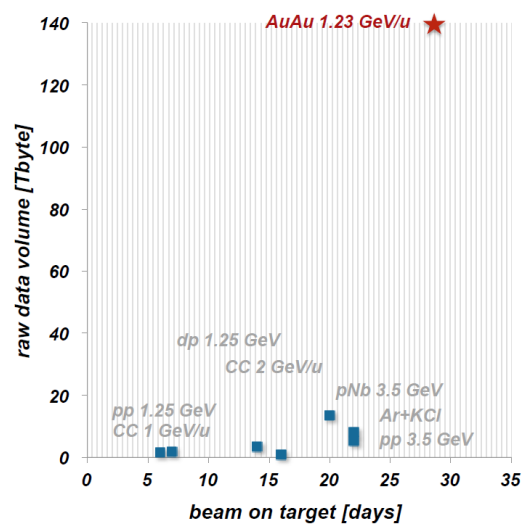


Abbildung 2.11: Vergleich der Datenraten aller unter HADES gemessenen Systeme.

der GSI übermittelt werden. Gemessene Daten sind zunächst nur Rohdaten der einzelnen Auslesekanaäle die in physikalische Größen umgewandelt werden. Nach ihrer Umwandlung werden sie wiederum in physikalische Observablen umgewandelt und im „root“ Format für die weitere Analyse abgespeichert.[59] Während der Au+Au Strahlzeit arbeitete das Datenaufnahmesystem mit einer Rate von 8 kHz und einer Datenrate von 200 MByte/s, wodurch insgesamt 140 TByte Daten aufgezeichnet werden konnten. Somit wurden in 557 Stunden Strahlzeit 7,3 Milliarden Ereignisse gemessen. Es ist zu vermerken, dass die Datenaufnahme höhere Raten verkraftet, die Rate jedoch durch Detektorsysteme eingeschränkt wurde. Verglichen mit alten Strahlzeiten wurde die unter HADES vorher gemessene größte Datenmenge bei p+Nb um ein zehnfaches übertroffen und auch die Datenrate übersteigt die für das alte DAQ System prognostizierte Rate für Au+Au von 700Hz um über das zehnfache. Als Trigger zur Reduktion der Datenmenge wurde der „Physics Trigger 3“ (PT3) verwendet, welcher eine Teilchenmultiplizität des TOF von mindestens 20 Treffern erfordert.

2.6 Spurrekonstruktion

Ziel der Spurrekonstruktion ist die Vereinigung der Einzeltreffer der Detektorkomponenten zu einer Teilchenspur. Dazu werden die Treffern der inneren MDC Kamern verwendet, wobei Treffer aus beiden Ebenen einander zugeordnet werden, sodass eine gerade Linie gebildet wird. Als nächster Schritt wird anhand dieses Segments der Reaktionsvertex in einer der 15 Goldfolien des Targets bestimmt. Danach wird der dazugehörige Treffer in den äußeren MDC Ebenen gesucht, wobei durch Kombination der Treffer der beiden äußeren MDC Ebenen ebenfalls eine Gerade gebildet wird. Aufgrund der bekannten räumlichen Magnetfeldausdehnung kann bei der Suche nach einem passenden äußeren Segment der Suchbereich in einen physikalisch möglichen Bereich eingeschränkt werden.

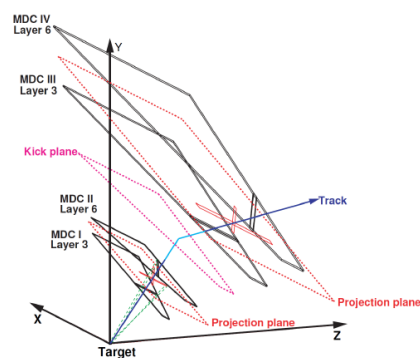


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion. [45]

Annähern lässt sich dies durch eine instantane Umlenkung den sogenannten „Kick“ aus Abbildung 2.12 den das Teilchen durch das Magnetfeld erfährt. Da das Feld aber eine endliche Ausdehnung besitzt ist dies nur eine Annäherung und daher nur ungenau. Gewählt wird deswegen der Runge-Kutta Algorithmus um die Spurbestimmung exakter durchzuführen. Zuletzt wird der zugehörige Treffer im Metadetektor gesucht. Dazu wird der Bereich ebenfalls durch einen möglichen Bereich eingeschränkt, da Kombinationen mit zu großer Abweichung vermutlich falsche Kombinationen bilden würden. Um den besten Treffer zu wählen werden die Treffer jeweils in die Trajektorie integriert und deren Spurqualität wird durch Anpassung bestimmt. Kombinierte Spurkandidaten werden absteigend nach Qualität in einer Liste sortiert und der beste Spurkandidat wird gewählt, sodass letztendlich eine komplette Teilchenspur vorhanden ist.

Zusätzlich können noch in einem Fenster von $\Delta\phi, \Delta\theta \pm 7^\circ$ Ringe des RICH Detektors der Spur zugeordnet worden sein. Als Qualitätsobservable wird die Differenz zwischen RICH Ring und MDC Spur durch eine Winkeldifferenz zwischen beiden angegeben, sodass der am besten positionierte Ring gewählt wird. Zur Selektion kann die Spurqualität Runge Kutta χ^2 gewählt werden, da auf diese Weise schlechte Spuren entfernt werden können. Aber auch physikalische Größen werden aus der Spur bestimmt. So kann die Impulsbestimmung mittels Lösung der Bewegungsgleichungen im Magnetfeld durchgeführt werden. In Abhängigkeit der Ortsauflösung der einzelnen MDC Ebenen wird die Impulsbestimmung durchgeführt, wodurch sich eine Genauigkeit von 1 % ergibt. Mit Hilfe des Start und des TOF beziehungsweise RPC Detektors kann die Flugzeit und somit die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden.[54]

3 Analyse zur Identifikation einzelner Leptonen

Im April und Mai 2012 gemessene Daten des Kollisionssystems Au+Au bei 1,23 GeV/u werden für diese Analyse verwendet. Genauere Informationen über die aufgenommenen Daten werden in Kapitel 2.5 auf Seite 25 gegeben. Verwendet werden 3,9 Milliarden Ereignisse, welche die Kriterien des PT3 erfüllen. Während der Strahlzeit traten sektorenweise Schwankungen der Betriebsspannung im RICH und MDC Detektor auf, weswegen teilweise eine sektorenweise Analyse durchgeführt wird. Aufgrund der unterschiedlichen Spezifikationen des RPC und TOF Detektors wird teilweise ebenfalls eine unterschiedliche Vorgehensweise für beide Systeme verwendet.

Eine zweistufige Analyse mit Spurselektion und Identifikationselektion ist durch die Spurrekonstruktion begründet. Wie in Kapitel 2.6 auf Seite 26 erwähnt, wird zunächst eine MDC Teilchenspur rekonstruiert, der mehrere META Treffer zugeordnet werden. Durch Kombination von MDC Teilchenspur mit einem META Treffer wird ein Spurkandidat erzeugt. Mehrere Spurkandidaten der selben MDC Teilchenspur werden nach deren Anpassungsqualität geordnet, wovon nur der Kandidat mit dem besten Qualitätswert rekonstruiert wird. Zusammengesetzt ist der Qualitätswert aus dem Produkt der Qualität der Runge Kutta Anpassung χ_{RK}^2 und der in Einheiten der Detektorauflösung angegebenen Abweichung zwischen MDC Spur und META Treffer. Da leptonische Treffer viel seltener als hadronische Treffer sind ist es wahrscheinlich, dass eine Leptonenspur mit einem hadronischen META Treffer kombiniert wird. Ein geringer Anteil von falsch kombinierten hadronischen Treffern, entspricht in der viel geringeren Menge der leptonischen Spurkandidaten einem großen Anteil. Daher ist es sinnvoll die Einschränkungen zur Leptonenidentifikation bereits an diesem Punkt anzuwenden um die Anzahl hadronischer Spuren und somit die Möglichkeit falscher hadronischer Kombinationen zu verringern. Auf diese Weise wird die Anzahl rekonstruierter Leptonenkandidaten, verglichen mit einer Analyse ohne Spurselektion, erhöht.

Im Folgenden wird zwischen der Analyse hinsichtlich Reinheit und Effizienz unterschieden. Bei Optimierung auf Reinheit soll die hadronische Kontamination möglichst stark reduziert werden. Am Ende der Analyse aus Kapitel 3.1 soll ein hohes Verhältnis von Leptonen zu hadronischem Untergrund vorherrschen, wobei Verluste von Leptonen toleriert werden. Ein gegensätzlicher Ansatz, zur Optimierung hinsichtlich hoher Effizienz, wird im darauf folgenden Kapitel 3.2 praktiziert. Leptonenverluste sollen dabei während der Hadronenexklusion möglichst gering gehalten werden.

3.1 Analyse bezüglich Reinheitsoptimierung

3.1.1 Spurselektionskriterien

Aufgezeichnete Spurkandidaten, welche die Bedingung des PT3 erfüllt haben, werden in der Zentralitätsauswahl aus Abbildung 3.1 aufgezeigt und besitzen ein Maximum bei etwa 70 Treffern pro Ereignis. Zusätzlich ist für Spurkandidaten ein Treffer im RICH Detektor und Start Detektor nötig um für die Analyse verwendet zu werden. Zur Steigerung der Datenqualität wird in inneren und äußeren MDC Spursegmenten ein rekonstruierte Spur $\chi^2 > 0$, sowie eine Spurqualität der Gesamspur von $\chi_{RK}^2 < 1000$ gefordert.

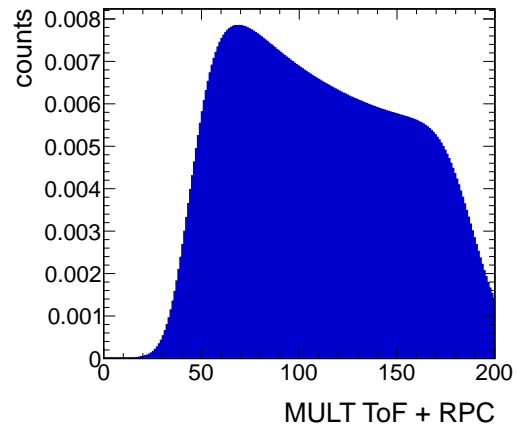


Abbildung 3.1: Summierte Multiplizität des RPC und TOF Systems von PT3 Ereignissen ohne Geschwindigkeitsfilter.

Wie in Geschwindigkeitsverteilung in Abbildung 3.2(links) zu sehen dominieren Hadronen bei niedrigen Beta Werten $\beta < 0,9$ das Spektrum. Leptonen bei kleinen Impulsen und hohen Beta Werten $\beta \approx 1$ sind hingegen kaum zu sehen. Selbst nach der Verwendung des Kriteriums eines notwendigen RICH Treffers sind, wie in Grafik 3.2(rechts) zu sehen, bis zu 50 leptonische Spurkandidaten pro Ereignis vorhanden. Zudem ist eine deutlich höhere Anzahl positiver als negativer Leptonenspurkandidaten vorhanden. Diese Unterschiede ergeben

sich, da die Energie nicht ausreicht um Antiprotonen zu produzieren. Aufgrund der bei der Produktion vorherrschenden Isospinerhaltung, ist eine höhere Anzahl π^- als π^+ vorhanden. Desweiteren treten besonders im niedrigeren Impulsbereich Akzeptanzeffekte auf, wodurch impulsabhängig mehr positive oder negative Spurkandidaten aufgezeichnet werden.

Im folgenden erklärte Selektionskriterien werden in der erwähnten Reihenfolge kumulativ angewandt, sodass für die späteren Bedingungen die Reinheit des Datensatzes stufenweise erhöht wird. Teilweise werden für die Sektoren S0,S1,S2,S3,S4 und S5 unterschiedliche Kriterien angewandt, da die Observablen sich sektorenweise unterscheiden. Im Falle einer sektorenweise Vorgehensweise wird daher der gezeigte Sektor angegeben. Gleiches gilt ebenfalls für eine unterschiedliche Analyse des TOF und RPC Systems. Um Rechenaufwand zu sparen, werden Spurkandidaten mit kleiner Geschwindigkeit⁴ $\beta < 0,85$ ausgeschlossen.

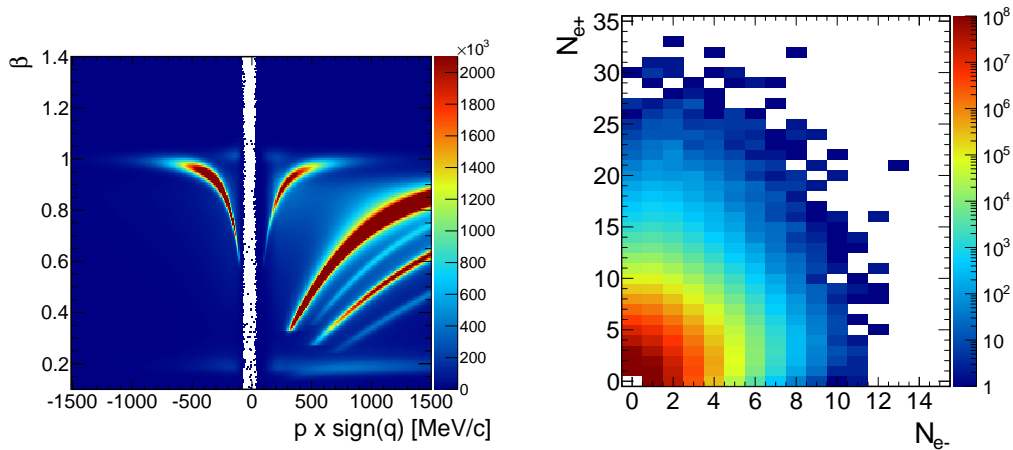


Abbildung 3.2: Links: Geschwindigkeitsverteilung der PT3 Ereignisse des kompletten Systems ohne zusätzliche Einschränkungen und ohne RICH Bedingung. Rechts: Verteilung Anzahl positiver gegenüber negativer Spurkandidaten mit RICH Treffer.

⁴ Diese Observable wird in Abschnitt 3.1.1.2 genauer erläutert.

3.1.1.1 Selektion mittels Ring Qualität

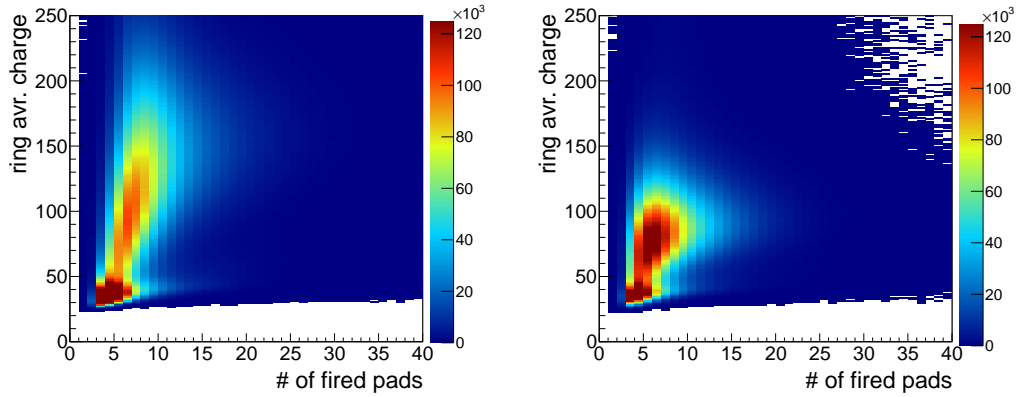


Abbildung 3.3: RingACNP Verteilung von S0 (links) und S3 (rechts) vor Anwendung der Verwerfung.

Selbst nach Forderung eines Ringes pro Spur sind noch Hadronen enthalten weswegen nun eine Observable verwendet wird, bei welcher RICH Messgrößen kombiniert werden. Zusammengesetzt wird die Observable in [Abbildung 3.3](#) aus der Anzahl der getroffenen Pads pro Ring aufgetragen gegen die durchschnittliche deponierte Ladung pro Ring. Diese Verteilung wird als RingACNP bezeichnet.

Da sich RICH Observablen für verschiedene Sektoren unterscheiden, wird die Analyse sektorenweise durchgeführt. Auffällig ist zunächst die starke Ansammlung von Spurkandidaten bei niedrigen Werten. Für höhere Werte unterscheiden sich die Verteilungen je nach betrachtetem Sektor. Besonders Sektor 3 bietet eine gestauchte Verteilung, was aufgrund dessen niedrigeren Nominalspannung von 2250 V zu erwarten war.

Sektor	m	b
0	1,9	42,5
1	1,8	43,0
2	2,2	42,0
3	1,4	47,0
4	1,5	46,0
5	2,1	41,0

Tabelle 3.1: Parameter der 6 Sektoren für die lineare RingACNP Selektionsfunktion der Form $y=mx+b$.

Eine Projektion der Y-Achse aus [Abbildung 3.4](#) bestätigt den ersten optischen Eindruck der Verteilung. Es gibt eine starke Anhäufung bei niedrigen Werten, sowie eine breitere Verteilung für höhere Werte. Angenommen wird, dass

Kandidaten bei hohen Werten größtenteils gute Leptonenkandidaten sind,

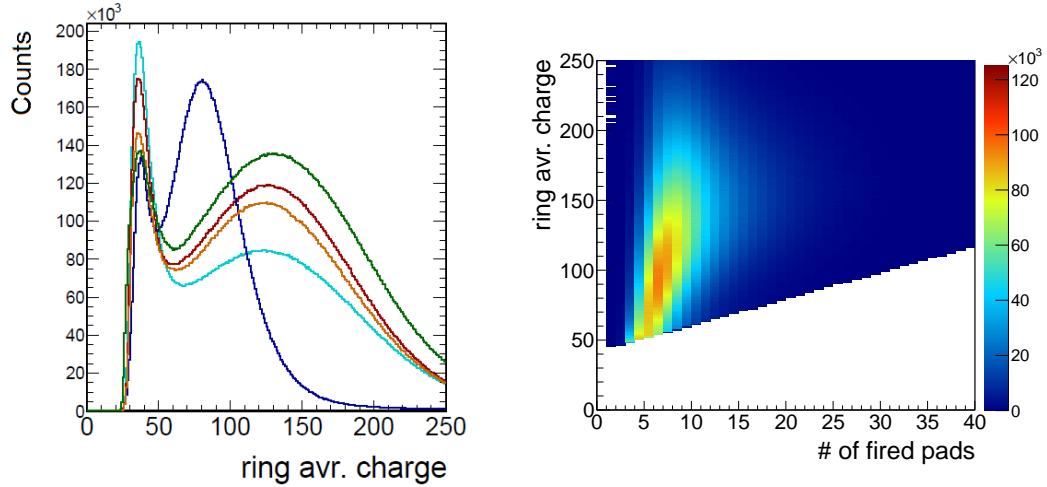


Abbildung 3.4: Y-Projektion der RingACNP Verteilung für alle Sektoren (S0=rot, S1=orange, S3=blau, S4=türkis, S5=grün) (links). Der RICH Sektor S3 mit niedrigerer Spannung ist durch die dunkelblaue Linie dargestellt. Ring-ACNP Verteilung S0 nach der Verwendung des Grenzwertes (rechts).

während Einträge bei niedrigen Werten aufgrund ihrer niedrigen deponierten Ladung auf Rauschen zurückzuführen sind. Zudem steigt die Ladung des durch Rauschen erzeugten Rings linear mit der Anzahl der getroffenen Pads, was für die Wahl des Grenzwertes berücksichtigt werden kann.

Bei Betrachtung verschiedener X-Achsen Abschnitte wird sichtbar, dass sich der Mittelwert des Maximums in Richtung höherer Werte verschiebt. Um eine Grenze zwischen beiden Anhäufungen zu bestimmen wird das Maximum mit einer Gaußfunktion angepasst. Dies wird für Bereiche mit einer Breite von zwei Pads für bis zu X-Werten ≈ 15 wiederholt. Mittels einer linearen Anpassung wird eine den Werten naheliegende Gerade bestimmt, wodurch der Verlauf des durch Rauschen erzeugten Maximums beschrieben wird. Als Grenzwert zur Unterscheidung zwischen guten und schlechten Signalen dient die obere Grenze des 3σ Bereichs. (Werte s. Tab. 3.1) Somit wird das Rauschen, wie in Grafik 3.4 zu sehen, stark unterdrückt. Abbildung 3.5 bestätigt die Annahme, dass hauptsächlich Hadronen entfernt werden.

3.1.1.2 Geschwindigkeitsbedingung

Eine offensichtliche Möglichkeit zur Reduktion von Spurkandidaten hadronischen Ursprungs bietet die Impulsverteilung aufgetragen gegen die Geschwindigkeitsverteilung β in Abbildung 3.6, wobei die Geschwindigkeit β relativ zu

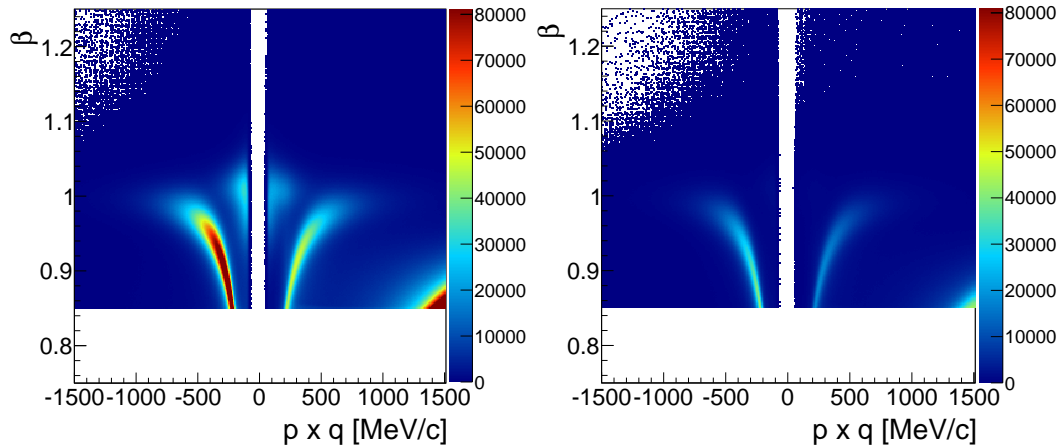


Abbildung 3.5: Geschwindigkeitsverteilung des kompletten Winkelbereichs von S0 für Werte über (links) und unter (rechts) dem RingACNP Grenzwert. Daran wird ersichtlich, dass hauptsächlich Hadronen entfernt werden, da Leptonen bei niedrigen Impulsen und $\beta \approx 1$ lokalisiert sind.

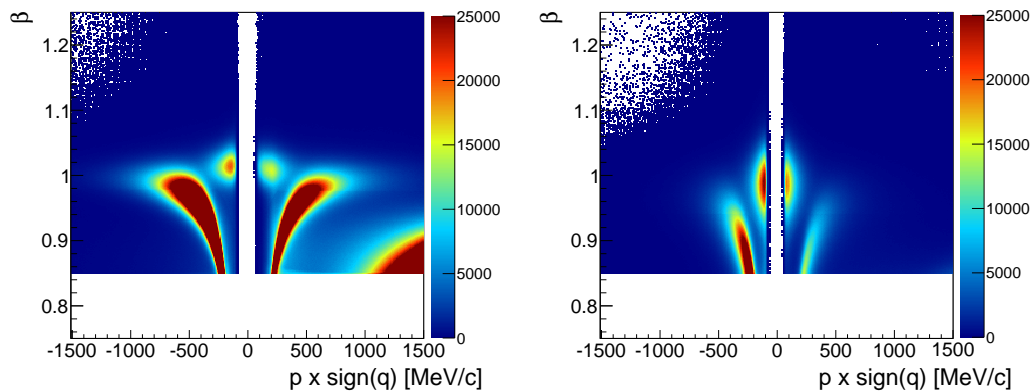


Abbildung 3.6: Geschwindigkeitsverteilung für S0 Im RPC (links) und TOF (rechts) System vor Anwendung der Selektionsfunktion.

Sektor	$p \leq 270 \text{ MeV}/c$	$p > 270 \text{ MeV}/c$
RPC	$-0,202 \cdot \exp -mom/131.413) + 0,988 + Shift$	$0,945 + Shift$
TOF	$-0,169 \cdot \exp -mom/116.423) + 0,964 + Shift$	$0,959 + Shift$

Tabelle 3.2: Werte der Teilchengeschwindigkeit Selektionsfunktion für RPC und TOF System. Shift ist ein vom System und Sektor abhängiger Parameter zum Anpassen der Funktion an einzelne Sektoren, dessen Werte in Tabelle 3.3 zu finden sind.

Sektor	RPC,Q=-	RPC,Q=+	ToF,Q=-	ToF,Q=+
0	0,020	0,016	-0,003	-0,003
1	0,010	0,010	-0,002	-0,002
2	0,026	0,026	0,000	0,000
3	0,007	0,007	-0,004	-0,004
4	0,012	0,012	0,000	0,002
5	0,009	0,009	0,000	0,000

Tabelle 3.3: Shift Werte für unterschiedliche Sektoren, Systeme und Ladungen.

der Lichtgeschwindigkeit c angegeben wird. Rot und gelb hervorgehobenen Strukturen sind durch verschiedene Teilchensorten begründet. Ursache der dominante Kurve bei niedrigen Geschwindigkeitswerten sind Protonen, während Pionen bei Impulsen $|p| \approx 250 \text{ MeV}/c$ und $\beta \approx 0,9$ vorzufinden sind. Problematisch ist, dass die Leptonenverteilung sich bei Werten von $\beta \approx 1$ befindet und deren Verteilung mit der Pionenverteilung bei höheren Impulsen ab 300-400 MeV/c überlappt.

Zur Bestimmung einer grafischen Selektionsfunktion zur Unterdrückung der Pionen und Protonen wurden die Einschränkungen $\text{RichQa} < 2$ und $\text{MetaQa} < 4$ vorgenommen⁵. Diese sollen lediglich dazu dienen die Pionenkurve von der Leptonenansammlung optische besser differenzieren und somit eine kurvenförmige Funktion zur Separation definieren zu können.

Aufgrund unterschiedlicher Zeitaufösungen des TOF und RPC Detektors und den damit verbundenen Unterschieden bei der Geschwindigkeitsauflösung wird für RPC und TOF System jeweils eine separate Funktion (s. Tab. 3.2) bestimmt. Da sich die β -Mittelwerte der Leptonenansammlung für unterschiedliche Sektoren und Ladungen auf der Y-Achse leicht unterscheiden, werden diese

⁵Diese Observablen werden in den folgenden Abschnitten 3.1.1.4 und 3.1.1.5 definiert

sektorenweise analysiert, und die Selektionsfunktionen leicht auf der Y-Achse verschoben (s. Tab. 3.3).

Im Resultat dargestellt in Abbildung 3.7 dominieren im niedrigen Impulsbereich nun Leptonen. Jedoch sind Geschwindigkeiten von $\beta = 0,9$ zu niedrig um Leptonen zugeordnet zu werden und deuten auf einen Fehler in der Rekonstruktion hin. Daher bietet sich in Zukunft die Möglichkeit diese durch einen höheren unteren Grenzwert zu entfernen. Im höheren Impulsbereich wenn sich die Flugzeit der Pionen $\beta \approx 1$ nähert wird eine hadronische Kontamination im Datensatz der verbleibenden Spurkandidaten sichtbar.

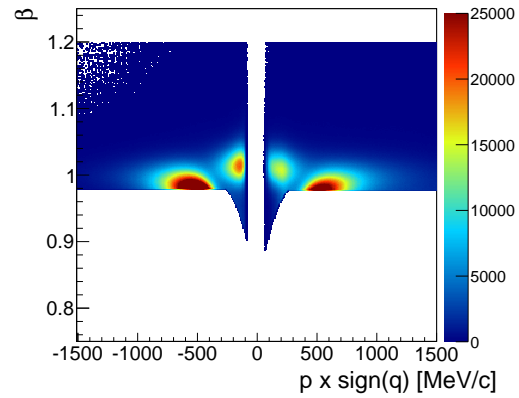


Abbildung 3.7: Geschwindigkeitsverteilung des RPC Systems nach Anwendung der Selektionsfunktion.

3.1.1.3 Räumliche Einschränkung des Reaktionsvertex

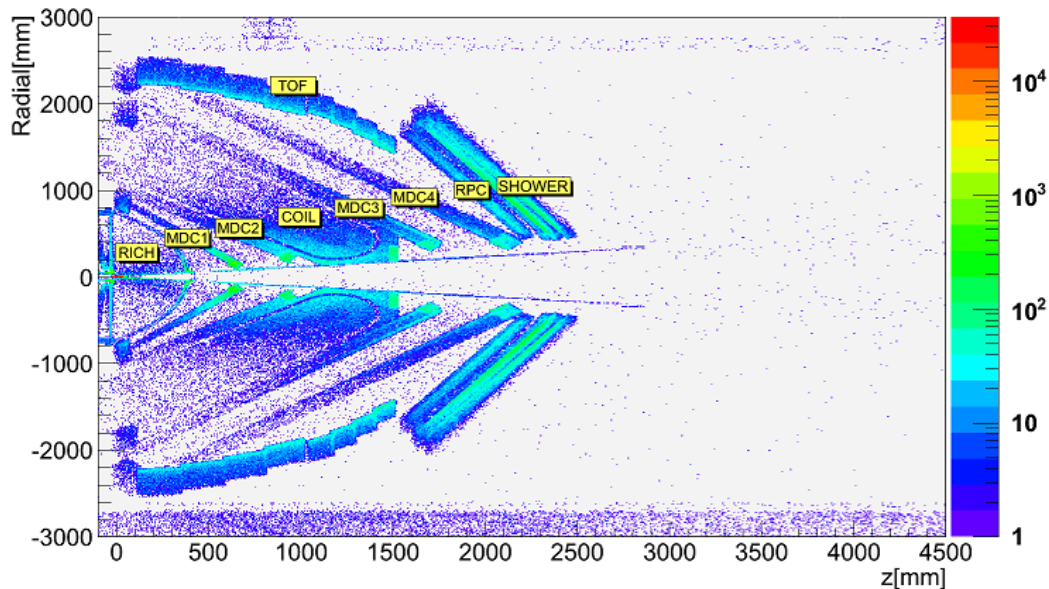


Abbildung 3.8: Mittels simulierter Daten lassen sich die Wechselwirkungen der Leptonen am Detektor in der Z-Achse und radialen Projektion darstellen.

Da Leptonen hauptsächlich aus schnell zerfallenden Teilchen wie zum Beispiel Vektormesonen entstehen ist ihr Ursprung auf die Targetregion beschränkt.

Sogenannte sekundäre Vertizes, also Zerfälle in einigen mm Entfernung vom Target, treten wie in Grafik 3.8 zu sehen, zahlreich auf und sollen daher ausgeschlossen werden. Aufgrund der präzisen Spurrekonstruktion ist es, wie in Grafik 3.9 zu sehen, möglich die einzelnen Goldfolien aufzulösen. Zur Entfernung peripherer Reaktionen kann zum einen der Z-Vertex betrachtet werden, welcher den Bereich entlang der Strahlachse mit den 15 Goldfolien des Targets beschreibt. Werte außerhalb des Bereiches zwischen -60 mm und 0 mm sind vermutlich auf einen sekundären Vertex oder Konversion zurückzuführen, weswegen sie ausgeschlossen werden. Desweiteren können auch Werte des X- und Y-Vertex der Ebene senkrecht zur Strahlachse zur Exklusion herangezogen werden. Für beide Verteilungen wird näherungsweise eine Gaußverteilung vermutet. Durch eine Anpassung beider Verteilungen lassen sich Mittelwert, sowie σ Bereich beider Funktionen bestimmen. Für den X-Vertex erhält man $\mu_x=0,1227$ mm und $\sigma_x=1,020$ mm, während man für den Y-Vertex $\mu_x=0,7089$ mm und $\sigma_x=0,968$ mm erhält. Da die Verteilung der Kombination

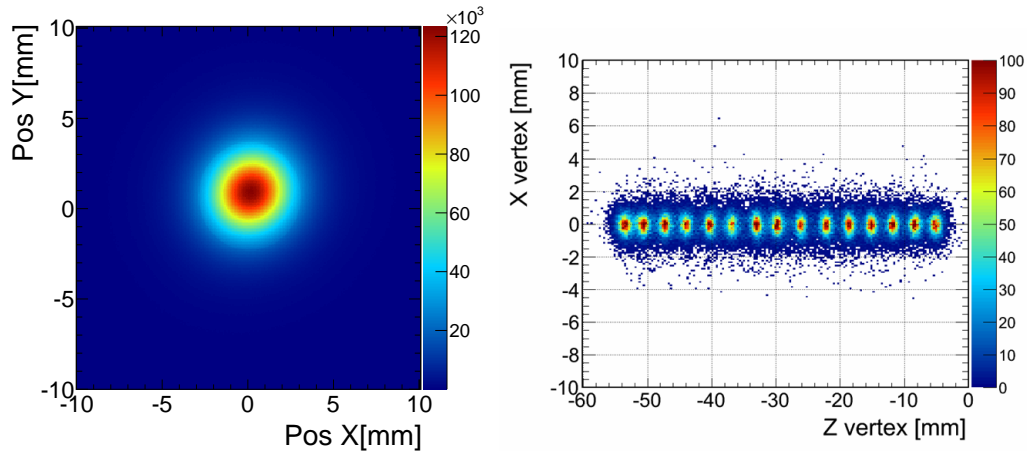


Abbildung 3.9: Zu sehen ist die Reaktionsvertexverteilung in der XY- (links) und XZ-Ebene (rechts.)

beider Observablen nahezu kreisförmig ist (s. Abb. 3.9), kann der Mittelwert der beiden 3σ Regionen gewählt und $R=2,982$ mm als Radius einer kreisförmigen Einschränkung verwendet werden. Somit würden bei einer Gaußverteilung 99% der Werte für die weitere Analyse verwendet werden. Jedoch ist die Verteilung der sekundären Spurkandidaten nicht gaußförmig, sondern fällt langsamer ab. Deswegen werden, wie in Abbildung 3.10 zu sehen ist, insgesamt 20% der Spurkandidaten durch das Kriterium entfernt.

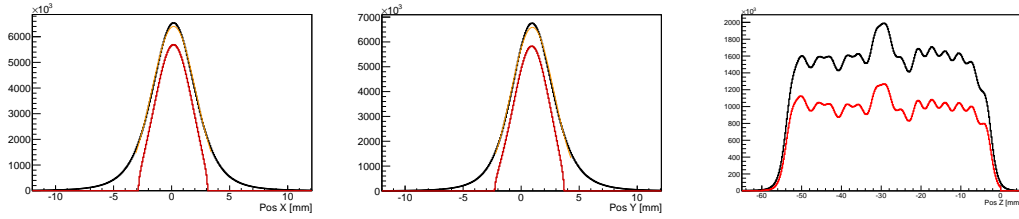


Abbildung 3.10: Verteilungen vor (schwarz) und nach (rot) Einschränkungen des Reaktionsvertex in X, Y und Z Richtung. Zu sehen sind vor allem die Grenzwerte der roten Verteilungen, welche durch die Bedingungen an die einzelnen Variablen begründet sind. Da die Kriterien zusammen angewandt werden, sind auch Verluste innerhalb der Grenzwerte der entsprechenden Achse zu sehen.

3.1.1.4 Räumliche RICH-MDC Zuordnung

Winkeldifferenzen $\Delta\Theta$ und $\Delta\Phi$ zwischen dem Treffer in den ersten beiden MDC Ebenen und des RICH Detektors bilden die in diesem Abschnitt betrachtete RICH-MDC-Zuordnung (RichQa).

$$RichQa = \sqrt{\Delta\Theta^2 + (\Delta\Phi \cdot \sin\Theta)^2} \quad (3.1)$$

Trägt man diesen Wert gegen den Impuls auf, ergibt sich die Verteilung aus Grafik 3.11, welche Hinweise auf unterschiedliche Arten von Spurkandidaten gibt. Zum einen gibt es eine Ansammlung bei niedrigen Impulsen und niedrigen RichQa Werten, welche den guten Leptonenkandidaten zugeordnet werden kann. Bei sehr niedrigen Impulsen geht die Ansammlung fast bis zu Abweichungen von 8° , wobei die Abstände durch Mehrfachstreuung hervorgerufen werden können. Hohe RichQa Werte deuten aber generell auf Fehlkombinationen hin, welche aufgrund der niedrigen Impulse jedoch immer noch leptonischen Ursprung besitzen können (s. Abb. 3.14 (rechts)).

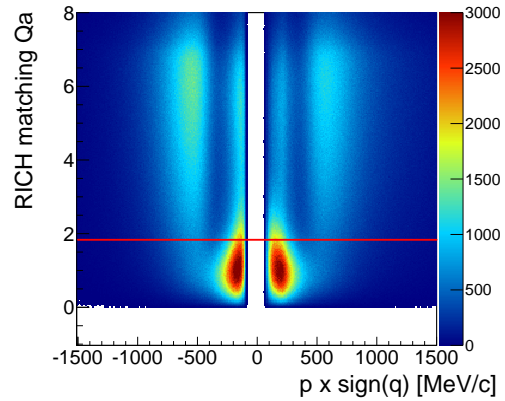


Abbildung 3.11: RichQa aufgetragen gegen den Impuls für S0 des RPC Systems. Eingezeichnet ist ebenfalls der Grenzwert (rote Linie).

Spurkandidaten mit höheren Impulsen ab etwa $p \approx 300 \text{ MeV}/c$ bilden eine breit ausgedehnte Ansammlung bei höheren RichQa Werten und sind durch

falsche Ring-Spur-Kombinationen begründet. Da sie erst bei hohen Impulsen deutlich auftreten, können sie Hadronen zugeordnet werden.

Ziel ist es nun eine Grenze zwischen den guten Kandidaten bei niedrigen und schlechten Kandidaten bei hohen Werten zu finden. Bei Betrachtung der Y-Projektion in Abbildung 3.12 für den Impulsbereich $|p| < 400$ MeV/c, ist ein Maximum bei kleinen Werten zu sehen, welches durch eine Funktion beschrieben werden soll. Eine Gauß-Funktion bietet sich in diesem Fall nicht an, da der Untergrund in Richtung hoher Werte die Genauigkeit der Anpassung beeinträchtigt.

Sektor	RPC	TOF
0	1,838	2,098
1	1,878	2,005
2	1,842	1,996
3	1,834	1,982
4	1,734	1,696
5	2,004	1,892

Tabelle 3.4: RichQa Grenzwerte in Abhängigkeit von System und Sektor.

Ein besseres Ergebnis liefert eine Landau-Funktion, die durch ihr einseitig sanfteres Abklingen eine bessere Bestimmung der Position des Maximums erlaubt, jedoch keinen physikalischen Hintergrund besitzt. Aus Symmetriegründen wird der doppelte Wert des angepassten Maximums als Trennungskriterium gewählt, sodass Werte über den Grenzwerten aus Tabelle 3.4 verworfen werden.

Dieses Vorgehen wird für jedes System, sowie für jeden Sektor einzeln durchgeführt, da sich die Verteilungen leicht unterscheiden. Unterschiede zwischen den Systemen ergeben sich, da im TOF tendenziell Kandidaten mit niedrigeren Impulsen vorzufinden sind und daher die Rekonstruktion etwas schlechter ist, was zu höheren Winkelabweichungen führen kann. Zudem sind auch weniger Hadronen vorhanden, weswegen der Untergrund leicht reduziert ist und somit das Maximum leicht in Richtung höherer Werte verschoben ist.

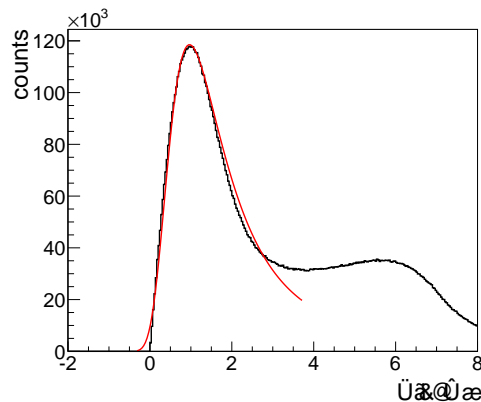


Abbildung 3.12: RichQa für S0 des RPC Systems mit Landau Anpassung (rote Linie) zur Bestimmung des Maximums.

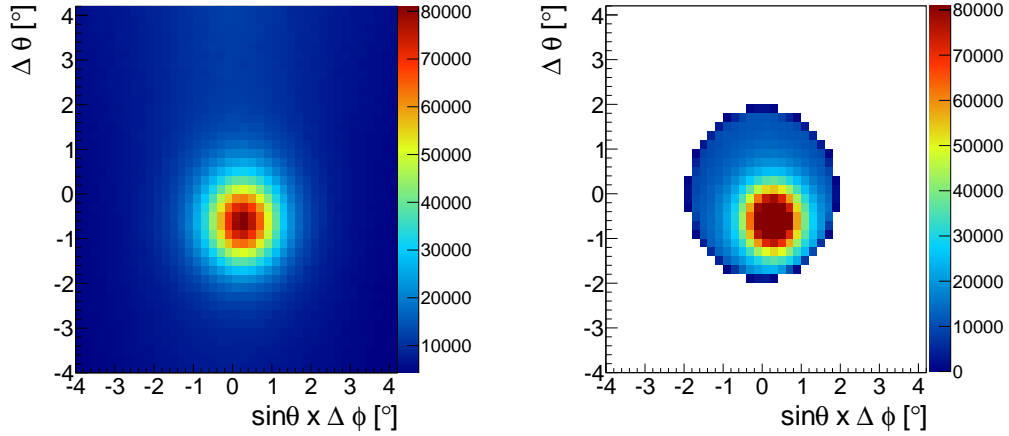


Abbildung 3.13: $\Delta\theta$ aufgetragen gegen $\Delta\Phi$ vor (links) und nach (rechts) RichQa Kriterium.

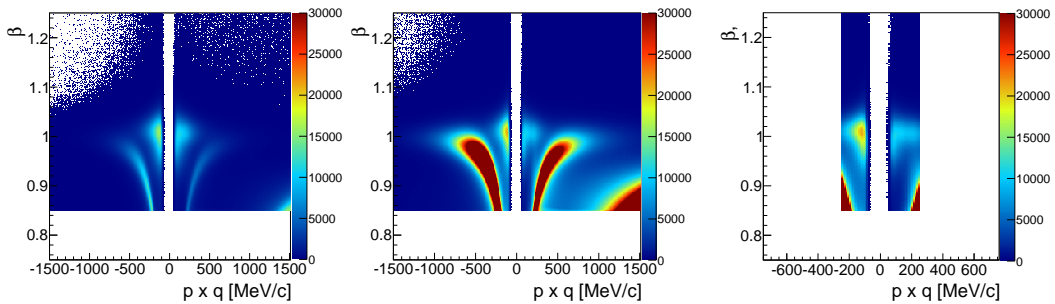


Abbildung 3.14: Geschwindigkeitsverteilung des kompletten Winkelbereichs für RichQa Werte unter (links) und über (Mitte) dem RichQa Schwellenwert. Rechts ist die Verteilung für RichQa Werte über dem Schwellenwert niedrigen Impulsen zu sehen. Daraus ist ersichtlich dass auch Leptonen im niedrigen Impulsbereich hohe RichQa Werte besitzen können.

3.1.1.5 Räumliche META-MDC und RICH-MDC Zuordnung

Abweichungen zwischen MDC Spur und META Treffer werden durch die META-MDC Zuordnung (MetaQa) beschrieben. Abstände zwischen der rekonstruierten Spur und des dazugehörigen Metatreffers werden in Einheiten des σ Bereichs angegeben. Anhand der Detektorauflösung wird der σ Bereich bestimmt, weswegen ein σ für RPC und TOF einen unterschiedlichen Abstand in mm beschreibt. Somit repräsentieren niedrige Werte ein besseres Resultat. Es erweist sich als vorteilhaft eine Korrelation zwischen

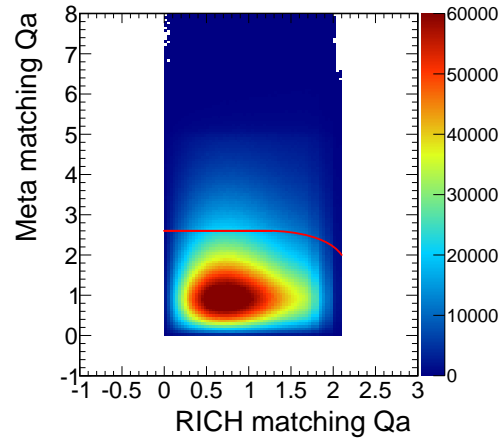


Abbildung 3.15: MetaQa aufgetragen gegen RichQa mit Grenzwertfunktion (rote Linie).

MetaQa und RichQa aus [Abbildung 3.15](#) zu verwenden. Zunächst lässt sich die Breite der MetaQa im niedrigen RICH Qualitätsbereich durch eine Gaußfunktion beschreiben. Analog zum Vorgehen für die RichQa Observable wird ebenfalls der doppelte Wert des Gauß Mittelwerts als Grenzwert gewählt. Beide Qualitätswerte lassen sich wiederum kombinieren, was geometrisch betrachtet annäherungsweise einem Radius entspricht. Für kleine RichQa Werte wird der maximal erreichte MetaQa Wert als obere Grenze gewählt. Für große RichQa Werte wird der Radius des Kreises als Grenzwert gewählt, da ein hoher MetaQa, sowie ein ebenfalls hoher RichQa Wert verstärkt auf einen schlechten Spurkandidaten deuten. Zudem lässt sich mit Hilfe dieser Observable die Anzahl der Spurkandidaten pro MDC Spur reduzieren, was den Rechenaufwand ebenfalls reduziert.

3.1.1.6 Selektion anhand des Energieverlustes in MDC Kammern

Zur weiteren Leptonenselektion können verbliebene Pionen durch Energieverlust pro Längeneinheit innerhalb der MDC Kammern identifiziert und entfernt

werden. Abhängig ist der Energieverlust des Teilchens von dessen Ordnungszahl, Atommassenzahl und Geschwindigkeit.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{nz^2}{\beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} - \beta^2\right] \quad (3.2)$$

Formel 3.2 [11] beinhaltet eine Abhängigkeit der Masse und Geschwindigkeit vom Energieverlust, sodass schwerere und langsamere Teilchen auf gleicher Wegstrecke mehr Energie verlieren.

Sektor	RPC	TOF
0,1,2,4,5	2,3 < dE/dx < 5,0	2,0 < dE/dx < 5,0
3	2,5 < dE/dx < 5,0	2,0 < dE/dx < 5,0

Tabelle 3.5: Oberer und unterer Grenzwert für die MDC dE/dx Selektion des TOF und RPC Systems.

Anhaltspunkte für Selektionskriterien liefert die Analyse mittels URQMD simulierter Daten. Ein oberes Limit bei 5, sowie ein unteres Limit bei 2,5 verbessert das Ergebnis und wird daher als Ausgangspunkt gewählt. Eine breitere Verteilung der Hadronen verglichen mit der von Leptonen erlaubt die Anwendung einer unteren Schranke. Für die vorliegenden gemessenen Daten ist jedoch eine Modifikation der Grenzwerte, bestimmt anhand von Auswirkungen auf die Beta- und Impulsverteilung, nötig. Als Unkritisch in den realen Daten erweist sich das obere Limit bei 5, doch durch Variation des unteren Limits ergeben sich erhebliche Veränderungen in der Hadronen- und in der Leptonenanzahl. Daher wird eine konservativere Variante für den unteren Grenzwert gewählt. Zudem ergab sich aus der Variation der Werte die Schlussfolgerung, dass für das RPC sowie TOF System ein unterschiedlicher Schwellenwert gewählt werden sollte (s. Tab. 3.5). Im TOF System erweist sich eine MDC dE/dx Selektion als weniger vorteilhaft, weswegen, wie in Bild 3.16 zu sehen, eine schwache Variante mit einem unteren Limit bei 2,0 gewählt wird. Für das RPC System liegt der Grenzwert bei 2,3 da dadurch mehr Pionen entfernt werden können. Aufgrund der erschwerten Separation von Leptonen und Pionen besonders für Sektor 3 wird speziell für das RPC System und Sektor 3 der Wert 2,5 als untere Grenze verwendet.

Im in Abbildung 3.17 zu sehenden Resultat wird sichtbar, dass sich die Bedingung besonders gut zu Verbesserung des Sektors 3 eignet (s. Abb. 3.17). Beim Vergleich der Sektoren in Tabelle 3.6 sieht man für alle Sektoren eine ähnliche Verbesserung. Insgesamt bietet das MDC dE/dx Kriterium eine Verbesserung des Leptonen zu Pionen Verhältnisses. Abschliessend ist zu betonen, dass diese

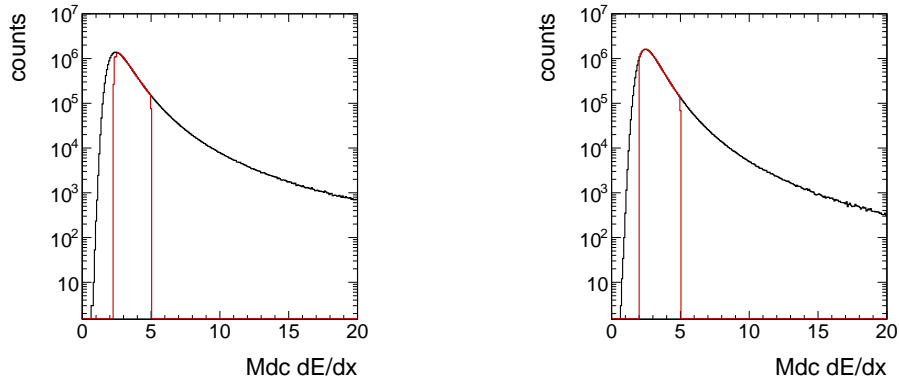


Abbildung 3.16: MDC dE/dx Verteilung im RPC (links) und TOF (rechts) System. Zu sehen ist die Verteilung vor (schwarz) und nach (rot) der Verwendung des Grenzwertes.

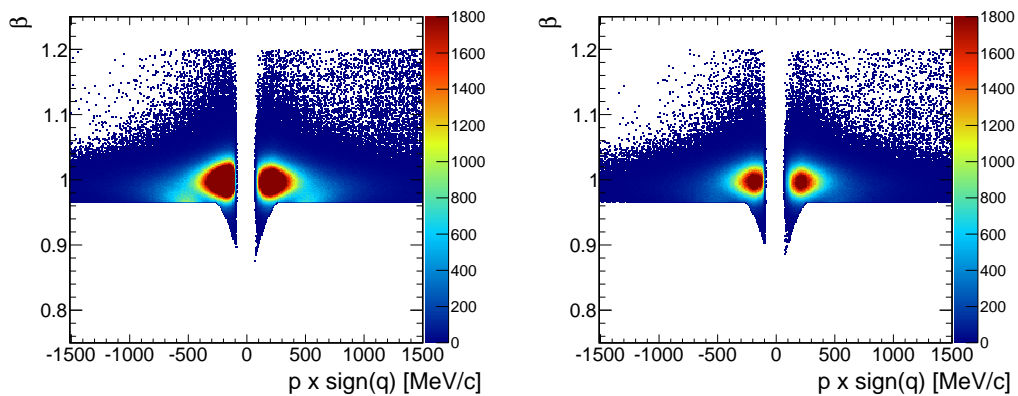


Abbildung 3.17: Auswirkung durch Verwendung des MDC dE/dx Kriteriums in S3 auf die Beta Verteilung. Beim Vergleich vor (links) und nach (rechts) der Anwendung werden Pionen erheblich reduziert.

Sektor	Lep/Pion ohne dEdx	Lep/Pion mit dE/dx	Verhältnis vor/nach Kriterium
0	2,15	2,91	1,35
1	1,68	2,17	1,29
2	2,21	2,65	1,20
3	2,79	3,48	1,25
4	2,23	2,90	1,30
5	1,57	1,97	1,25

Tabelle 3.6: Verhältnisse von Leptonen vor und nach Anwendung des MDC dE/dx Kriteriums. Als Leptonen werden Teilchen mit Impulsen $p < 300$ MeV/c bezeichnet, während Spurkandidaten mit größeren Impulsen als Pionen bezeichnet werden. In der letzten Spalte wird zusätzlich das Verhältnis der Verhältnisse vor und nach Anwendung des Kriteriums angegeben.

Bedingung einen erheblichen Beitrag liefert, die Defizite des RICH Sektors 3 auszugleichen.

3.1.1.7 Ergebnis

Um die Resultate und Effizienzen einzelner Schritte zu überprüfen bieten sich die Impulsverteilung nach den einzelnen Selektionsstufen an, um anhand von Anhäufungen Rückschlüsse auf enthaltene Teilchenspezies ziehen zu können.

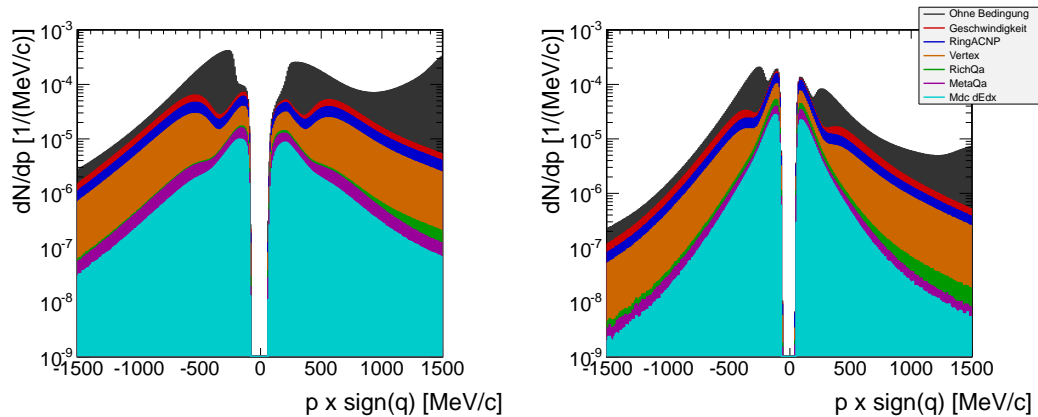


Abbildung 3.18: Impulsverteilungen jeweils nach Anwendung der in der Legende genannten Selektionskriteriums im RPC (links) und TOF (rechts) System.

In jeder Stufe wird dabei ein weiteres Kriterium in die Analyse integriert. Abbildung 3.18 zeigt ohne jegliche Analyse (grau) im Bereich des RPC ein Maximum für hohe Impulse $p > 1000$ MeV/c, was wiederum aufgrund der positiven Ladung Protonen zugeordnet werden kann. Durch effektive Selektion mittels der Geschwindigkeit (rot) sind für die kleinsten Impulse bereits zwei Maxima der Leptonen zu erkennen. Jedoch sind bei Impulsen von $|p| > 500$ MeV/c immer noch Maxima der Pionenverteilungen vorzufinden, welche jedoch durch Verwendung des RichQa Kriteriums erheblich reduziert werden können. MetaQa und MDC dE/dx Schritte führen in den folgenden beiden Schritten noch zu leichten Verbesserungen in Bezug auf Symmetrie der Verteilungen. Im verbleibenden Spektrum deuten sich die Pionen im positiven sowie negativen Impulsbereich noch durch leichte Erhöhungen an.

Im TOF Bereich in Grafik 3.18 ist bereits das Ausgangsspektrum des TOF Bereichs durch Leptonen dominiert. Pionen und besonders Protonen sind verglichen mit dem RPC System deutlich reduziert, da sie schwerer sind und durch das Magnetfeld schwächer abgelenkt werden. Aufgrund niedrigerer Multiplizitäten im TOF ist die Ring-Spur Kombination zuverlässiger, weswegen weniger fehlerhafte hadronische Spuren aufgezeichnet werden. Bei den einzelnen Selektionsstufen ist eine des RPC Spektrums ähnliche Tendenz zu beobachten. Durch Geschwindigkeitsbedingung werden Protonen und durch Einschränkung der RichQa Pionen effizient entfernt. Als Ergebnis der Spurselektion für den TOF Bereich erhält man ein symmetrisches Spektrum mit leichtem Überschuss im positiven von positiv zu negativ geladenen Leptonenkandidaten für $p > 400$ MeV/c.

Symmetriebetrachtungen lassen sich genauer mittels Abbildung 3.20 und 3.21 untersuchen. Aufgrund der offensichtlichen Dominanz von positiv geladenen Hadronen im höheren Impulsbereich und dem resultierenden hohen Wert des Verhältnisses positiver zu negativer Spurkandidaten, wird dies nur bis zu einem Impuls von 1,5 GeV/c betrachtet. Desweiteren ist der prozentuale Anteil leptonischer Spurkandidaten von den Gesamtkandidaten in diesem Impulsbereich bei weit unter 1%. Für Impulse zwischen 1 GeV/c und 1,5 GeV/c ist immer noch ein Überschuss positiver Spurkandidaten festzustellen, welcher jedoch durch die angewandten Kriterien reduziert wird. Protonen verursachen die Erhöhung, da die Energie zur Produktion von Antiprotonen zu niedrig ist und diese somit nicht im Spektrum vorhanden sind. Unterschiede im niedrigen Impulsbereich bis 0,5 GeV/c sind auf Akzeptanz zurückzuführen. Positive

leichte Teilchen werden durch das Magnetfeld nach innen abgelenkt und können daher für kleine Polarwinkel aus der Akzeptanz fliegen. Für kleinste Impulse ist deren Bahn spiralförmig, sodass sie mehrfache Detektortreffer erzeugen können. Negativ geladene Teilchen mit großen Ablenkungen werden hingegen nach aussen abgelenkt und verlassen den Akzeptanzbereich vollständig, sodass bei Impulsen um 100 MeV/c ein starker Überschuss positiver Kandidaten vorhanden ist. Unterschiede im mittleren Impulsbereich sind hauptsächlich auf die Isospin Erhaltung bei den Produktionsmechanismen mittels baryonischer Resonanzen zurückzuführen. Unterschiedliche Rekonstruktionseffizienzen führen ebenso zu Unterschieden bei der Pionenzahl können aber durch Spurselektionskriterien verringert werden. Wichtig neben der Symmetrie ist zudem die Anzahl

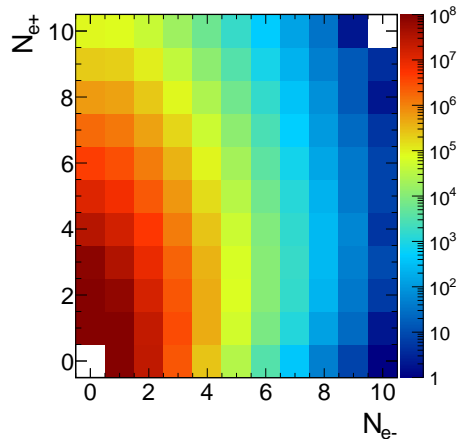


Abbildung 3.19: Anzahl positiver aufgetragen gegen Anzahl negativer Leptonenkandidaten vor Anwendung von Selektionskriterien.

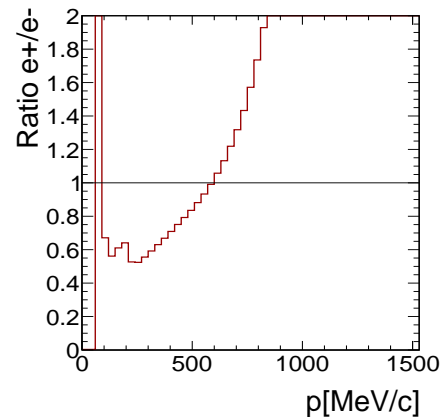


Abbildung 3.20: Verhältnis von positiven zu negativen Leptonenkandidaten in Abhängigkeit vom Impuls vor Anwendung von Selektionskriterien für den kompletten Winkelbereich. Zu erkennen ist die Protonenkontamination des positiven Impulsbereichs ab 600 MeV/c

der Leptonenpaare pro Ereignis, welche in [Abbildung 3.19](#) zu sehen sind. Zu Beginn der Analyse sind teilweise über 20 Leptonenkandidaten pro Ereignis dargestellt, während typischerweise etwa ein bis zwei Leptonenpaare pro Ereignis erwartet werden. Da diese Anzahl extrem hoch ist lässt sich aus der [Abbildung](#) schließen, dass Einschränkungen angewandt werden müssen. Stu-

fenweise wird die Entwicklung der Spurkandidaten in Abbildung 3.22 im relevanten Bereich gezeigt. Es wird wiederum bestätigt, dass die Verwendung von Teilchengeschwindigkeit und RichQa Kriterien effektiv ist. Problematisch ist jedoch, dass die meisten Ereignisse nur einzelne Spurkandidaten besitzen und daher zur Rekonstruktion von Mutterteilchen nicht verwendet werden können. Abschliessend sind die Teilchengeschwindigkeit, RingACNP und Vertex als zuverlässigste Bedingung zu sehen. RichQa und MetaQa Kriterien offenbaren keine eindeutigen Trennungskriterien und bieten vermutlich eine geringe Variabilität. Zukünftig kann auch die MDC dE/dx Selektion mit entsprechender Kalibrierung noch hilfreicher werden. TOF dE/dx wurde nicht verwendet, da im TOF Bereich bereits eine hohe Reinheit der Leptonen erreicht wurde.

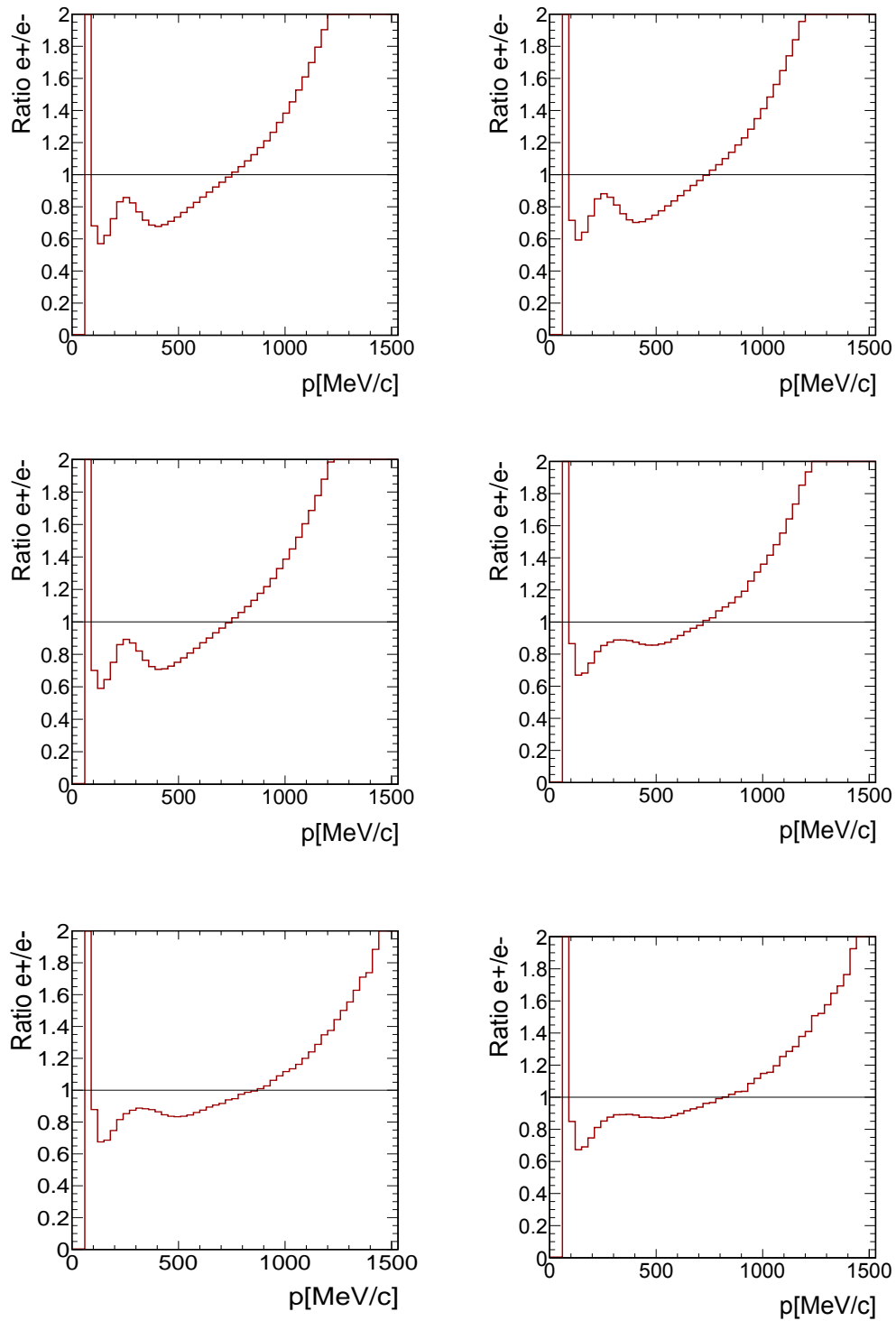


Abbildung 3.21: Verhältnis von positiven zu negativen Leptonenkandidaten aufgetragen gegen den Impuls. Von links oben (nach Geschwindigkeitskriterium) bis rechts unten (nach MDC dE/dx Selektion) wird die Verteilung schrittweise für die Selektionskriterien dargestellt.

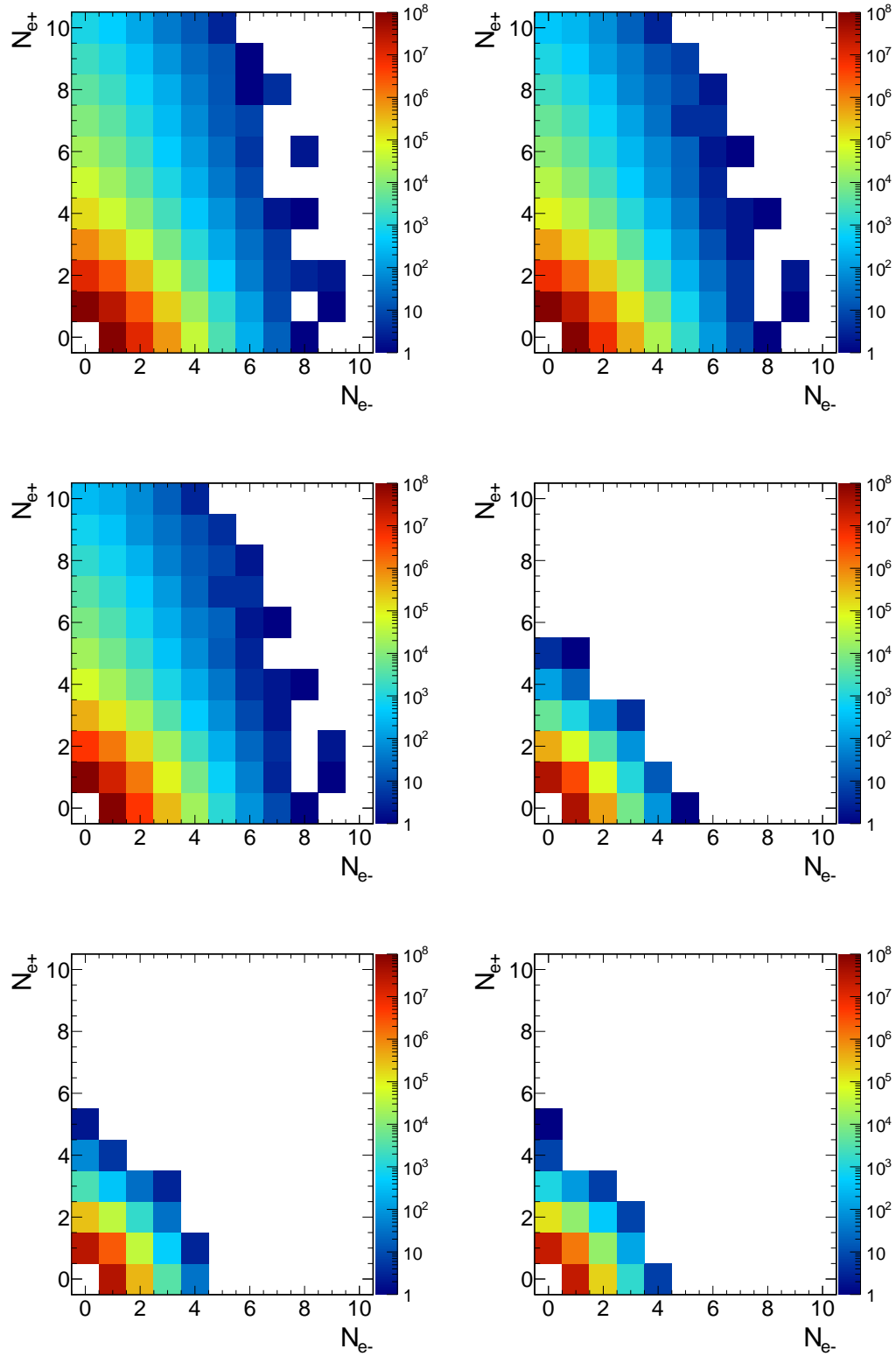


Abbildung 3.22: Anzahl negativer Leptonenkandidaten aufgetragen gegen Anzahl positiver Leptonenkandidaten pro Ereignis. Von links oben (nach Geschwindigkeitskriterium) bis rechts unten (nach MDC dE/dx Selektion) wird die Verteilung schrittweise für die Selektionskriterien dargestellt.

3.1.2 Identifikationsselektionskriterien

Nach Anwendung der Spurselektionskriterien wurden die Spurkandidaten zu Spuren kombiniert, sodass an die sogenannten Leptonenkandidaten weitere Bedingungen gestellt werden können. Nachdem möglichst viele Leptonenkandidaten rekonstruiert wurden sollen nun Kandidaten mit minderer Qualität ausgeschlossen werden. Auch weitere hadronische Leptonenkandidaten werden bei Anwendung der Verwerfungen entfernt. Ziel ist es nach der Identifikationsselektion einen reinen Datensatz guter Leptonenkandidaten zu erhalten. Verwendet werden dazu verschärfte Kriterien aus der Spurselektion und neue Observablen.

3.1.2.1 Räumliche RICH-MDC Zuordnung

Eine verstärkte Einschränkung kann für die bereits in Abschnitt 3.1.1.4 verwendete RichQa durch eine grafische Auswahlbedingung getätigt werden. Aufgrund von großer Abweichung durch Mehrfachstreuung besitzen Leptonenkandidaten besonders im niedrigen Impulsbereich größere Abweichungen. Auch der Anteil hadronischer Kontamination steigt für hohe Impulse stärker an und beeinträchtigt die Reinheit zusätzlich. Dazu wird die obere Schranke des Rich-

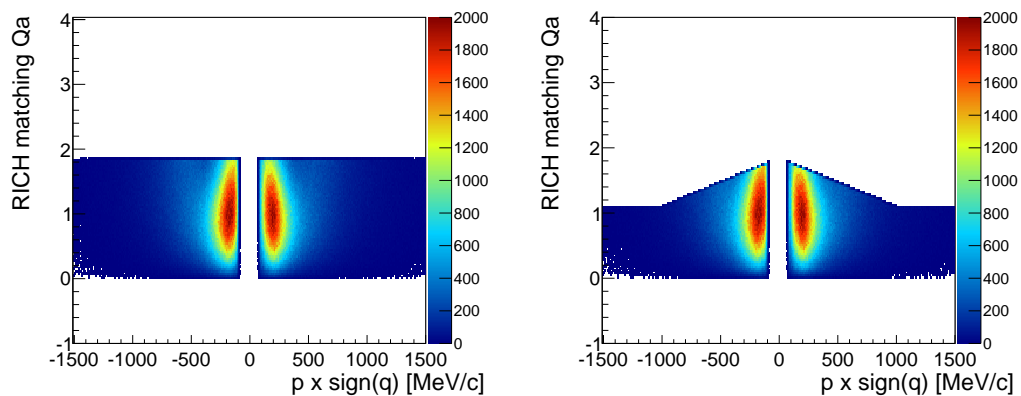


Abbildung 3.23: RichQa aufgetragen gegen den Impuls für S0 des RPC Systems. Verteilung vor (links) und nach (rechts) der Verwendung des Grenzwertes.

Qa Wertes im niedrigen Impulsbereich bis 1 GeV/c verwendet und für höhere Impulse auf 1,1 reduziert. 1,1 entspricht der Auflösung des RICH Detektors, und wird daher als Schwellenwert gewählt. Bestimmt wird die Steigung der Geraden mittels grafischer Betrachtung und ist hauptsächlich auf die Verteilung der Leptonen bei niedrigen Impulsen angepasst. Eine leichte Variation

der Steigung, oder des Anfangs- und Endpunktes der Geraden führt zu einem niedrigen Unterschied bei der Reinheit der Auswahl.

3.1.2.2 Geschwindigkeitsbedingung

Um die vorherige Geschwindigkeitsbedingung aus Abschnitt 3.1.1.2 zu verstärken soll nun ein oberer und unterer Schwellenwert definiert werden. Leptonen erreichen Lichtgeschwindigkeit und besitzen somit hohe Geschwindigkeitswerte $\beta \approx 1$. Abweichungen der Leptonen vom Mittelwert, sind von der Detektorauflösung abhängig, statistisch verteilt und gehorchen näherungsweise der Gaußverteilung. Systematische Abweichungen von dem erwarteten Mittelwert 1 sind auf unvollständig kalibrierte Flugzeitwände, sowie geringe Abweichung deren Position zurückzuführen.

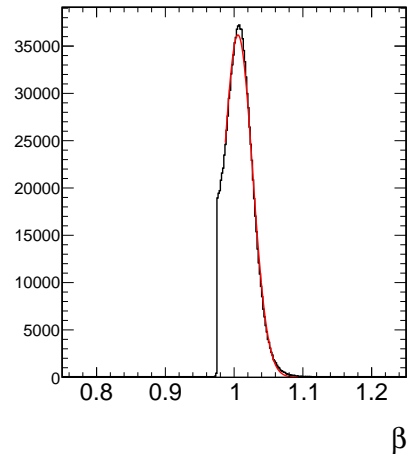


Abbildung 3.24: Anpassung einer Gaußfunktion an die Geschwindigkeitsverteilung von S0 des RPC Systems.

Durch eine Anpassung einer Gaußfunktion, wie in Grafik 3.24 dargestellt, kann der Mittelwert mit den dazugehörigen Sigmapbereich bestimmt werden. Geringe Abweichungen von der Gaußverteilung sind durch interne Probleme bei der Spurrekonstruktion zurückzuführen und werden nicht berücksichtigt.

Zur Bestimmung des Mittelwertes wurde der innere Bereich mit kleinen Impulsen $p < 100$ MeV/c gewählt. Als Ausgangslage und für die weiteren Anpassungen von Impulsbereichen der Breite 100 MeV/c wird der Mittelwert des niedrigen Impulsbereichs im Bereich höherer Impulse verwendet. Bei den erhaltenen σ Werten für die einzelnen Impulsbereiche ergeben sich stabile Resultate für positive Ladungen. Schwankungen im negativen Bereich sind durch Abweichungen aufgrund der höheren Pionenanzahl geschuldet. Daher wird für den Schwellenwert der weniger beeinflusste Wert für positive Ladungen aus Tabelle 3.7 verwendet. Hohe Werte

System	μ	σ
RPC	0,994	0,024
TOF	1,003	0,030

Tabelle 3.7: Parameter der Gaußanpassung der Geschwindigkeitsverteilung.

außerhalb des Gaußbereiches werden ebenfalls ausgeschlossen, da sie durch unvollständig kalibrierte Flugzeitwanddetektoren begründet sind. Für den Grenzwert des TOF Systems wird ein Bereich von 2σ auf 1σ reduziert (s. Abb. 3.25). Im RPC System wird für den kompletten Impulsbereich eine 1σ Umgebung gewählt, da die hadronische Kontamination im RPC größer ist und die Dominanz der Leptonen im niedrigen Impulsbereich geringer ist. Insgesamt ist die Breite der Verteilung aufgrund der besseren Zeitaufösung des RPC Detektors geringer als im TOF System. Dies impliziert eine Auswahl von nahezu 68,3% für 1σ beziehungsweise 95,4% für einen 2σ Bereich unter der Gaußkurve enthaltenen Elemente.

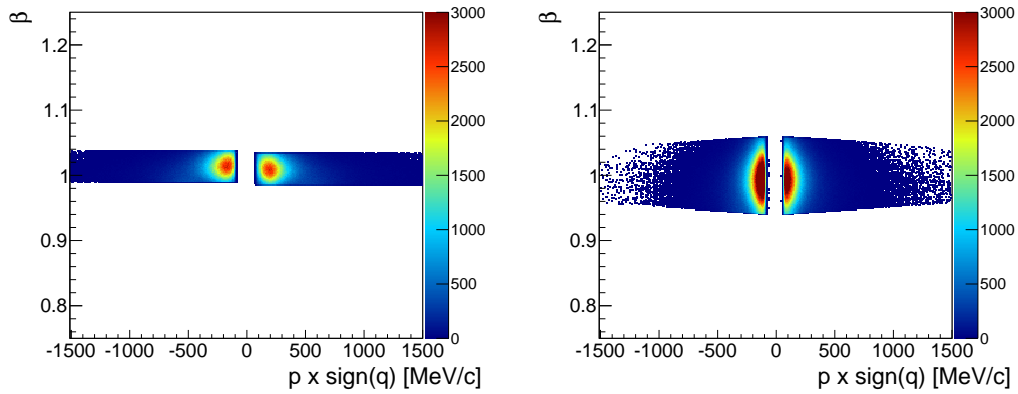


Abbildung 3.25: Impuls aufgetragen gegen Geschwindigkeit für S0 des RPC (links) und TOF (rechts) Systems nach Anwendung einer oberen und unteren Schranke.

3.1.2.3 Selektion anhand elektromagnetischer Schauer Information

Mittels des PreShower Detektors bietet sich eine weitere Möglichkeit zur Hadronenverwerfung im inneren Winkelbereich. Als Observable wird der mittels Formel 3.3 berechnete Wert verwendet. Zudem wird ein Schwellenwert Q_{Thr} berechnet mit welchem zwischen Hadronen und Leptonen unterschieden werden kann.

$$Q_{sig} = Q_{post1} + Q_{post2} - Q_{pre} \quad (3.3)$$

Hadronen lösen, im Gegensatz zu Leptonen, sehr selten elektromagnetischen Ladungslawinen aus und besitzen daher niedrigere Q_{sig} Werte als Leptonen. Linear mit dem Impuls steigt der ermittelte Grenzwert Q_{Thr} an (s. Abb. 3.26),

da für höhere Impulse Hadronen häufiger kleine elektromagnetische Schauer auslösen können. Teilweise gibt es eine Region in der sich Hadronen und Leptonen überlagern, die ebenfalls in der Simulation auftreten. Fälle in denen Hadronen kleine Ladungslawinen auslösen sind für die Überlagerung beider Bereiche verantwortlich.

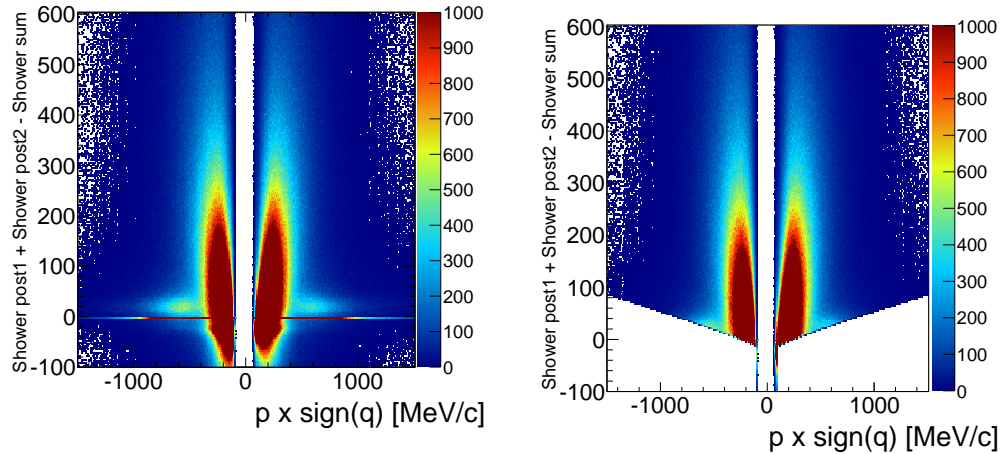


Abbildung 3.26: Impuls aufgetragen gegen die elektromagnetische Schauer Information des RPC Systems vor (links) und nach (rechts) der Q_{Thr} .

3.1.2.4 Selektion mittels Impulseinschränkung

Myonen aus Zerfällen von Pionen werden ab 1800 MeV/c ebenfalls durch den RICH Detektor als Treffer von Elektronen identifiziert. Aufgrund von Zerfällen der häufigen Pionen ist dies ein großer Anteil, weswegen ein oberer Impuls Grenzwert bei 1800 MeV/c verwendet wird. Erhöhte hadronische Kontamination in diesem Bereich liefert einen weiteren Grund zum Ausschluss dieser Impulsregion. Schlechtere Rekonstruktion für niedrige Impulse begründet die Aufnahme eines untereren Impulsgrenzwertes von 100 MeV/c in die Analyse.

3.1.2.5 Ergebnis und Diskussion

Zur Kontrolle der Selektionseffektivität kann die Impulsverteilung [3.27](#) des TOF Bereichs betrachtet werden. In dem nach der Spurselektion erhaltenen Leptonenspektrum können durch die Identifikationsselektion nochmals weitere Pionen und Protonen entfernt werden. Sichtbar ist dies durch Reduktion der

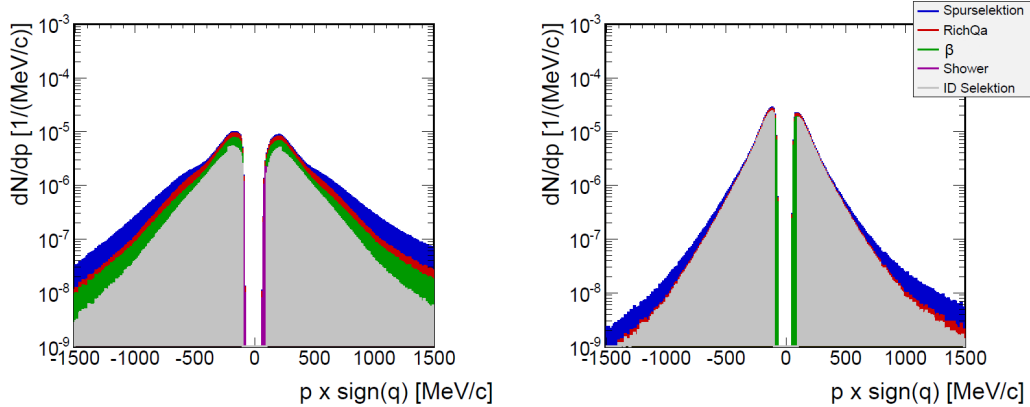


Abbildung 3.27: Impulsverteilung nach Anwendung des jeweiligen Selektionskriteriums für RPC (links) und TOF (rechts) System.

durch Pionen verursachten Anhebung bei $p > 500$ MeV/c und der stärkeren Reduktion der Antisymmetrie zwischen negativem und positivem Impulsbereich. Auch nach Verwendung aller Kriterien ist jedoch immer noch eine leichte Protonen Kontamination im Bereich hoher Impulse vorhanden. Eine verstärkte Unterdrückung dieser ist durch Absenkung der Impulsgrenze möglich.

Bei Betrachtung der Impulsverteilung des RPC Systems lässt sich vor allem durch Verwendung des PreShower Detektors eine erhebliche Verbesserung feststellen. Somit ist nun eine stärkere Ähnlichkeit beider Spektren als nach der Spurselektionen vorhanden.

Vor allem durch Verbesserungen im RPC Bereich liegt das Verhältnis der Leptonenkandidaten in Abbildung 3.29 nach der Identifikationsselektion in einem Bereich zwischen 0,9 und 1,4. Ausgenommen ist dabei jedoch der aufgrund von Akzeptanzunterschieden geprägte niedrige Impulsbereich bis 400 MeV. Eine leichte Reduktion der durchschnittlichen Anzahl von Leptonenkandidaten zeigt die bereits bekannte Verteilung der Leptonenkandidaten in Abbildung 3.28. Unverändert bleibt hingegen die hohe Anzahl an Ereignissen mit nur einem einzelnen Leptonenkandidaten.

Überlegungen weitere RICH Observablen (z.B. „Ring Centroid“, „Pattern Matrix“) zu verwenden wurden verworfen, da minimale Verbesserungen einen großen Leptonenverlust beinhalten. Genauere Untersuchungen von Korrelationen zwischen den Observablen erlauben in Zukunft vielleicht deren Integration in die Analyse. Ähnliches gilt für Einschränkungen durch Spurqualitätsobservablen. Jene wurden ebenfalls nicht integriert, da die Verluste von guten Kandidaten überwiegen, da es nicht eindeutig ist, dass Leptonen verglichen mit Hadronen stets eine bessere Spurqualität besitzen.

Insgesamt betrachtet ist die Shower Bedingung am effektivsten, da dadurch die Protonenanzahl aber auch Pionenzahl für hohe Impulse am stärksten reduziert wird. Im TOF Bereich ist diese zwar nicht anwendbar, aber durch die restlichen Bedingungen und das bereits bessere Ausgangsspektrum ist ebenfalls ein gutes Ergebnis vorhanden.

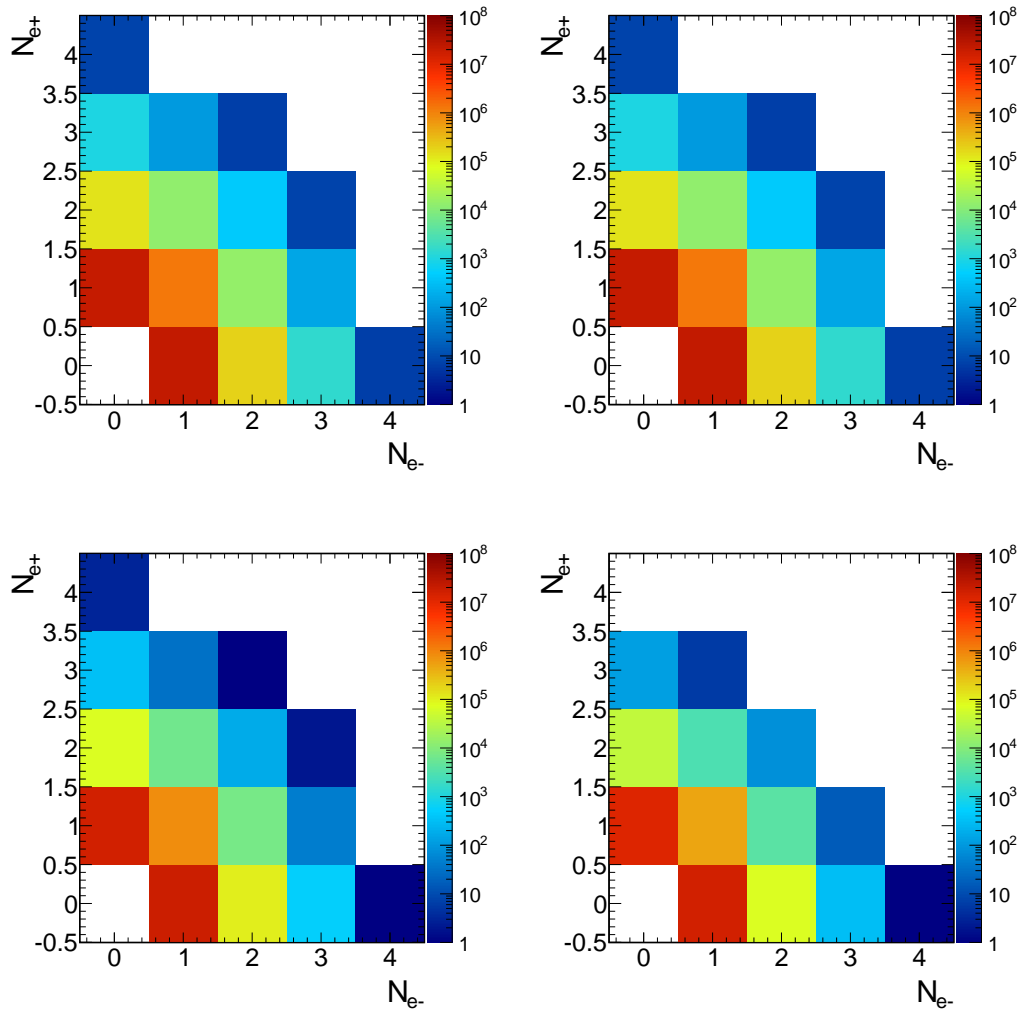


Abbildung 3.28: Anzahl negativer aufgetragen gegen Anzahl positiver Leptonenkandidaten pro Ereignis. Von links oben bis rechts unten wird die Verteilung schrittweise für nach der Spurselektion und den Selektionskriterien RichQa, Teilchengeschwindigkeit, Leptonenidentifikation dargestellt.

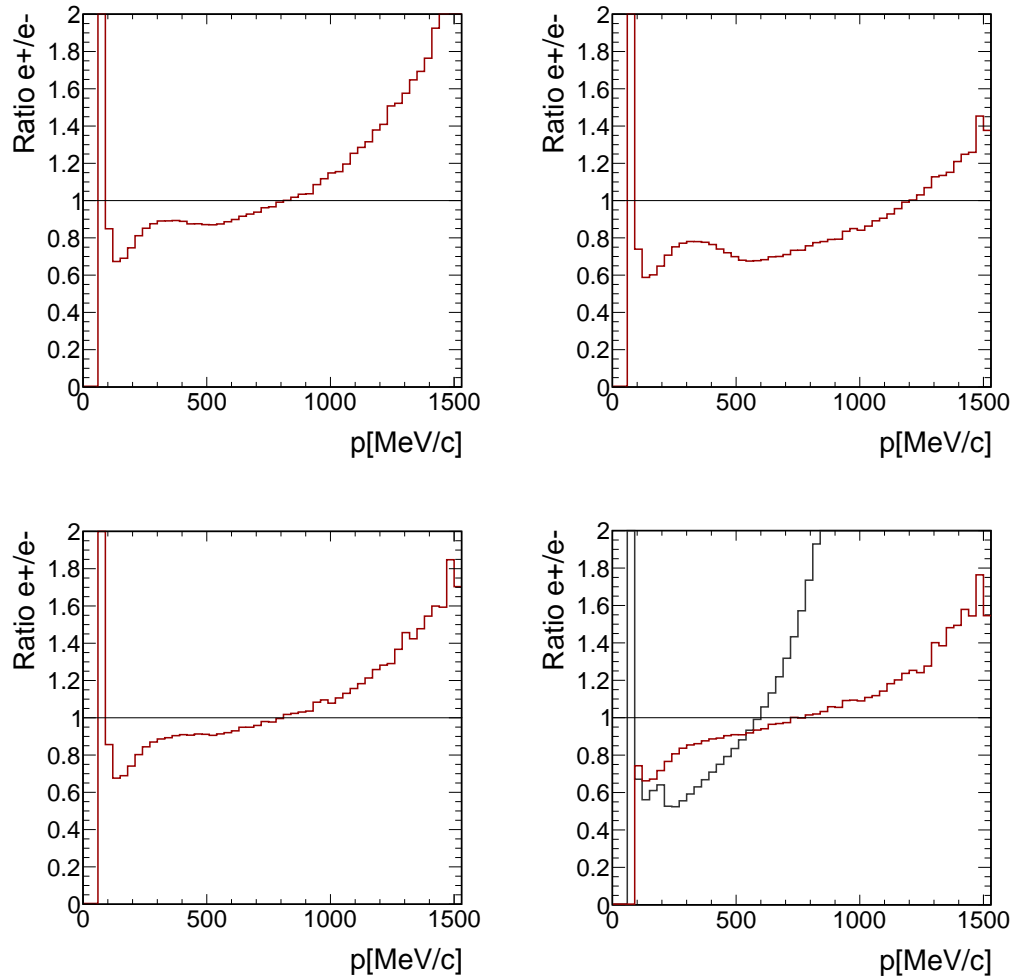


Abbildung 3.29: Verhältnis positiver zu negativer Leptonenkandidaten aufgetragen gegen den Impuls. Von links oben bis rechts unten wird die Verteilung schrittweise für nach der Spurselektion und den Selektionskriterien RichQa, Teilchengeschwindigkeit, Leptonenidentifikation dargestellt. Im rechten unteren Bild ist zusätzlich die Ausgangssituation (grau) dargestellt.

3.1.3 Diskussion und Vergleich mit Simulation

Zur Bewertung der Ergebnisse bietet sich ein Vergleich der Analyse realer Daten mit der für simulierte Daten an. Als Datensatz werden 10 Millionen UrQMD Ereignisse verwendet, wobei mittels „Geant2 die Detektorwechselwirkungen simuliert werden, und die Detektortreffer abschliessend rekonstruiert werden. Durchgeführt wurde die Analyse mit den Methoden der Analyse realer Daten. Abbildung 3.31 zeigt sich eine vergleichbare Wirkungsweise der Selektionskriterien, wobei die Ausgangssituation (grau) zunächst unterschiedlich ist. Ursache ist die Verwendung von gefilterten realen Spurkandidaten, welche eine Geschwindigkeit über $\beta > 0,85$ besitzen, weswegen ein Großteil der Protonen bereits ausgeschlossen sind. Zu Beginn sind sie in der Simulation immer noch enthalten, werden jedoch

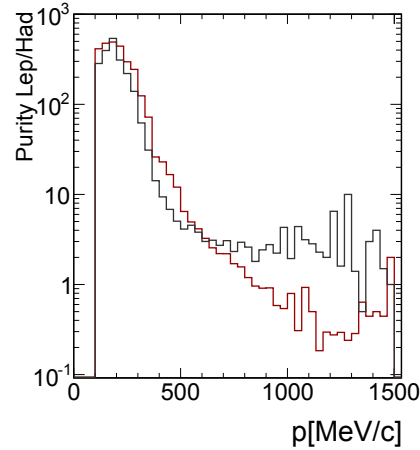


Abbildung 3.30: Verhältnis von Leptonen zu Hadronen in Abhängigkeit des Impulses für simulierte Daten. Im positiven (rot) hohen Impulsbereich ist die Reinheit verglichen mit den negativen (grau) Impulsbereich niedriger, da dort Protonen vorhanden sind.

durch die spätere Verwendung des Geschwindigkeitkriteriums ebenfalls entfernt. Mit Hilfe der Simulation kann die Reinheit des Spektrums untersucht werden (s. Abb. 3.30), welche besonders im Bereich höherer Impulse rapide abnimmt. Besonders rapide ist die Abnahme der Reinheit ab 300 MeV/c da nicht mehr anhand von β zwischen Lepton und Pion unterschieden werden kann.

Ereignisse mit einem Leptonkandidaten pro Ereignis treten ebenfalls häufig in der Simulation auf, weswegen deren Ursprung nochmals detaillierter in Grafik 3.32 für reale Daten untersucht wird und die Verteilung der Leptonenkandidaten (links oben) mit der gleichen Verteilung für drei Impulsbereiche verglichen wird. Im Bereich hoher Impulse von 800-1800 MeV/c ist die Statistik des einzelnen betrachteten Bereichs zu niedrig um Schlüsse ziehen zu können. In den anderen Bereichen deuten sich hingegen Unterschiede an. Für Impulse zwischen

RICH Ring Szenario	Problem des RICH Ring Rekonstruktion Algorithmus
Zwei Ringe überlappen komplett.	Ringe können nicht unterschieden werden, weswegen nur ein Ring erkannt wird.
Zwei Ringe überlappen teilweise.	Nur ein Ring wird rekonstruiert, während der zweite Ring verworfen wird.
Zweiter Ring befindet sich in Veto Region $\pm 4^\circ$ relativ zum ersten Ring.	Nur der erste Ring wird erkannt und der zweite wird verworfen da Paare mit kleinem Öffnungswinkel entfernt werden. Durch Rauschen erzeugte Ringe werden manchmal fälschlicherweise rekonstruiert, wobei gute naheliegende Ringe verworfen werden.

Tabelle 3.8: Drei Szenarien für Probleme bei RICH Ring Rekonstruktion für kleine Öffnungswinkeln.

300 MeV/c und 800 MeV/c ist das Verhältnis von einzelnen Leptonenkandidaten zu Paaren am kleinsten und somit am vorteilhaftesten für eine effiziente Paarkombination der Leptonen. Ursache für eine hohe Zahl von Ereignissen mit einem Kandidaten sind vermutlich Probleme bei der Zuordnung von Ringen des RICH Detektors. Im Bereich kleiner Impulse bis 300 MeV/c ist dieses Verhältnis am größten, was auf eine stärker ausgeprägte Problematik in diesem Impulsbereich andeutet.

Ein Problem sind vermutlich Akzeptanzverluste, wobei ein Lepton des Paares den Akzeptanzbereich verlässt und somit nur noch ein Leptonenkandidat übrig bleibt. Weitere Probleme entstehen durch eine fehlerhafte Ring Rekonstruktion bei naheliegenden Ringen, wobei statt mehreren Ringen nur einer rekonstruiert wird (s. Tab. 3.8). Aufgrund der Fehlidentifikationen von Ringen ist die Effizienz der Leptonenrekonstruktion niedrig. Problematisch ist dies besonders bei Paaren, da sich die Paareffizienz aus der Multiplikation der einzelnen Effizienzen ergibt.

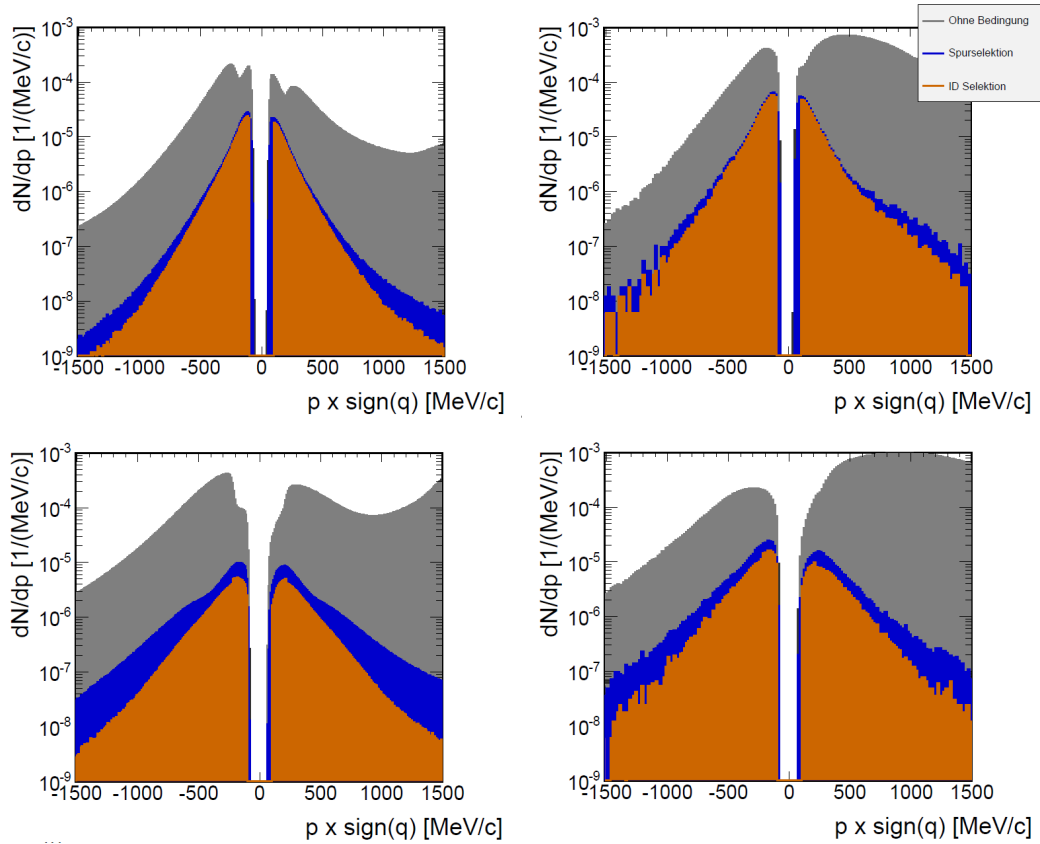


Abbildung 3.31: Impulsverteilungen nach Spurselektion und Identifikationsselektion. Verteilungen für TOF (oben) und RPC (unten) System werden für reale (links) und simulierte (rechts) Daten (10 Mio. Ereignisse) gezeigt.

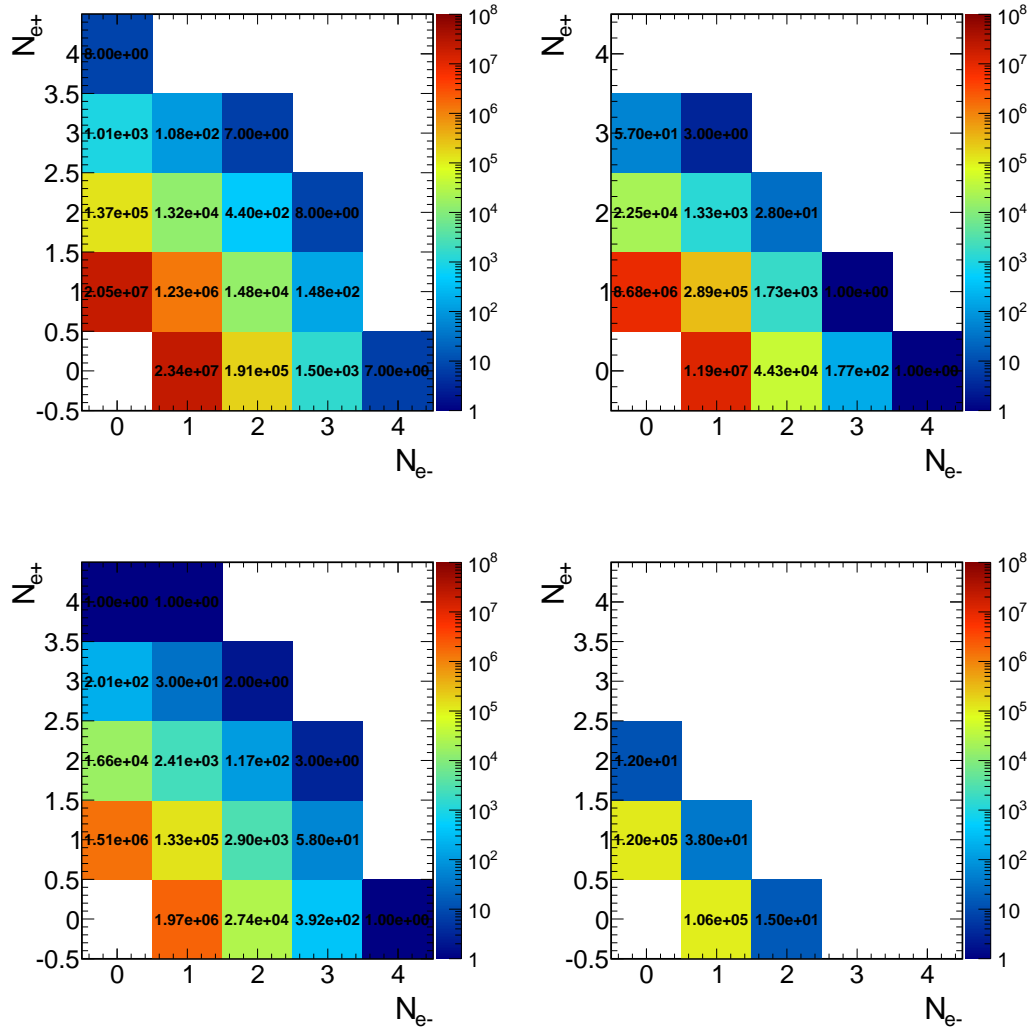


Abbildung 3.32: Verteilung der Anzahl der Leptonenkandidaten nach der Spur-
 selektion für verschiedene Impulsbereiche: 0-1800 MeV/c (oben links), 0-300 MeV/c
 (oben rechts), 300-800 MeV/c (unten links), 800-1800 MeV/c (unten rechts).

3.2 Analyse bezüglich Effizienzoptimierung

3.2.1 Variation der Selektionskriterien

Motiviert wird diese Variante bei Betrachtung des Impulsspektrums 3.33, wobei zu sehen ist das große Verluste der Leptonenansammlung bei niedrigen Impulsen auftreten. Im TOF System wird das Signal um etwa eine Größenordnung reduziert, weswegen die Verluste in dieser Analyse verringert werden sollen. Erhöhte hadronische Kontamination soll später durch Verwendung des kombinatorischen Untergrundes (s. Kap. 4.1) berücksichtigt werden.

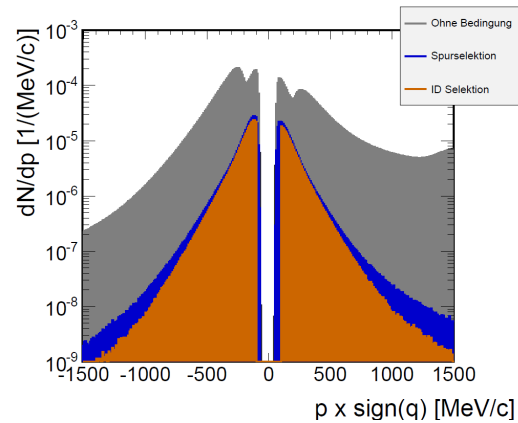


Abbildung 3.33: Impulsverteilung des TOF Systems der Analyse hinsichtlich Reinheit.

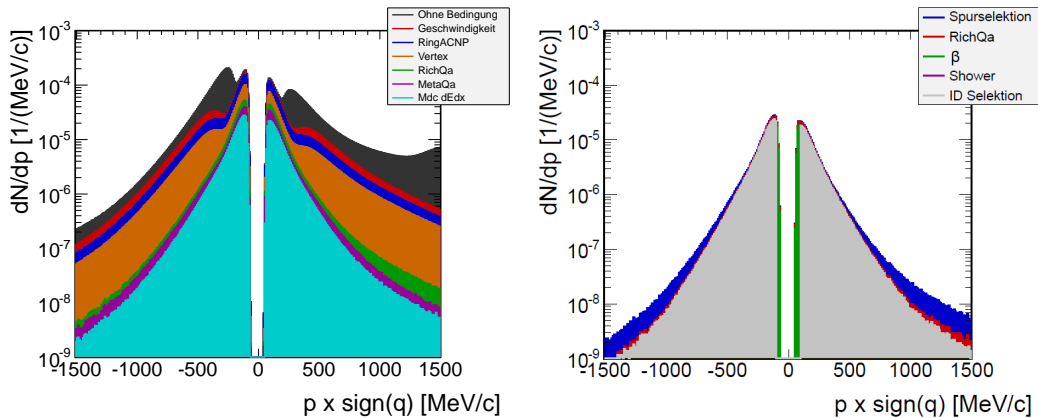


Abbildung 3.34: Impulsverteilungen der Analyse optimiert bezüglich Reinheit für Spurselektion (links) und Identifikationsselektion (rechts). Sie dienen zur Identifikation von Kriterien mit hohen Leptonenverlusten.

Als Grundlage der Analyse werden die Ergebnisse aus der Analyse hinsichtlich Reinheit gewählt. Anhand des Impulsspektrums können Verwerfungen mit hoher Leptonenreduktion identifiziert und abgeschwächt werden. Dies wird schrittweise wiederholt, solange Kriterien noch Verbesserungspotenzial bieten. Am größten sind die Verluste von Spurkandidaten in der Impulsverteilung 3.34 beim setzen einer oberen Schranke des RichQa Wertes. Bei kleinen Impulsen

bis 200 MeV/c ist in Abbildung 3.35 auffällig, dass auch bei hohen RichQa Werten noch viele Spurkandidaten zu finden sind, während die Ansammlung bei höheren Impulsen und hohen RichQa Werten durch hadronische Spurkandidaten hervorgerufen wird. Im Bereich kleiner Impulse wird daher eine sanftere Selektion verwendet. Jedoch sollten nicht alle Kandidaten für die weitere Analyse verwendet werden, da Abweichungen von fast 8° mit hoher Wahrscheinlichkeit aus einer falschen Ring-Spur-Kombinationen resultieren. Daher wurde eine proportional zum Impuls abfallende Funktion gewählt und erst ab einem Bereich von 500 MeV/c für RPC und 350 MeV/c für das TOF System ein konstanter Grenzwert gewählt. Optische Betrachtungen liefern die Grundlage zur Bestimmung des Grenzwertes.

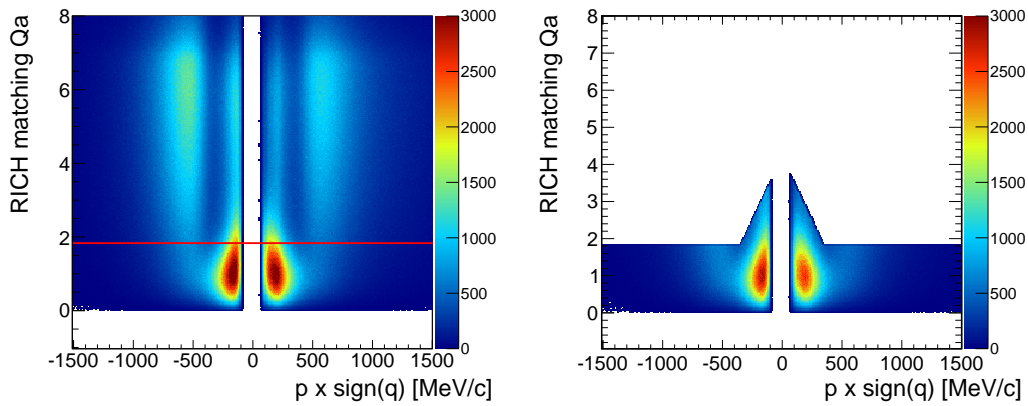


Abbildung 3.35: RichQa Verteilung für S0 des RPC Systems vor (links) und nach (rechts) Anwendung des Grenzwertes.

Nur leichte Verbesserungen können zudem nur durch Anwendung des MetaQa Grenzwertes erzielt werden, da auch hadronische Treffer gute oder sogar bessere Qualitätswerte als Leptonen haben, weswegen der Maximalwert von 2,6 auf 3,0 angehoben wird. Desweiteren wird ebenfalls die Korrelation mit den RichQa Werten aufgehoben.

Eine letzte Optimierung der Spurselektion bietet der Energieverlust in den MDC Kammern. Dieser ist in der für diese Analyse verwendete Datengeneration nicht optimal kalibriert und daher ungenau, weswegen der untere MDC dEdx Grenzwert nicht verwendet wird. Beibehalten wird jedoch der obere Grenzwert, da bei Anwendung keine großen Leptonenverluste auftreten.

Weitere Veränderungen können noch bei der Identifikationsselektion vorgenommen werden. Eine stärkere Eingrenzung des Geschwindigkeitsbereichs führt zu leichten Verbesserungen im hohen Impulsbereich, beinhaltet aber besonders

im Bereich des RPC auch Verluste von Leptonen und besonders im niedrigeren Impulsbereich. Deswegen wird das verstärkte Geschwindigkeitskriterium der Identifikationsselektion entfernt. Auch das RichQa Kriterium wird nicht verwendet, das wie für die Spurselektion bereits argumentiert, bei Anwendung viele gute Kandidaten entfernt werden.

Eine letzte Optimierungsmöglichkeit bietet die Selektion anhand des elektromagnetischen Schauers. Statt den Grenzwert für den kompletten Impulsbereich zu verwenden, wird er nun nur für Impulse $p > 300$ MeV/c verwendet. Eine effektive Selektion ist erst in diesem Impulsbereich möglich. Sichtbar wird dies auch in der Shower Verteilung 3.36, in welcher unter 300 MeV/c eine Überlappung zweier Bereiche zu sehen ist.

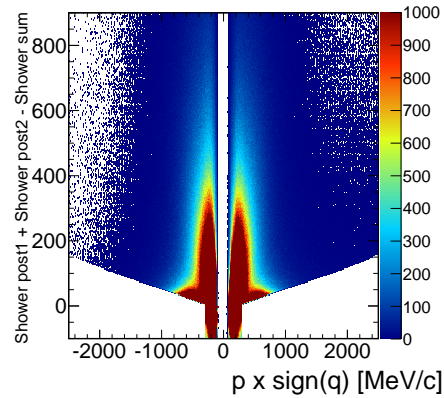


Abbildung 3.36: Elektromagnetische Schauer Verteilung mit verwendetem Grenzwert.

3.2.2 Ergebnis

Zur Kontrolle der Selektionskriterien kann wiederum die Impulsverteilung aus Abbildung 3.37 betrachtet werden. Größte Verluste der Spurkandidaten während der Spurselektionen sind auf die Vertex und RichQa Bedingung zurückzuführen.

Eine Abschwächung des Vertex Kriteriums ist nicht sinnvoll, da durch es nicht relevante Spurkandidaten außerhalb des primären Vertex entfernt werden. Obwohl das RichQa Kriterium abgeschwächt wurde sind immer noch große Verluste über den kompletten Impulsbereich zu verzeichnen. Verluste im Bereich niedriger Impulse besitzen sehr hohe Abweichungen zwischen Ring und MDC Spur, weswegen sie nur durch Fehlkombinationen zu erklären sind. MetaQa und MDC dE/dx Kriterien reduzieren die Hadronenzahl im hohen Impulsbereich nur leicht. Weitere Protonen werden in der Identifikationsselektion lediglich durch das elektromagnetisch Schauer Kriterium entfernt. Man sieht bei der Anwendung ab 300 MeV/c eine effektive Verbesserung der Verteilung im

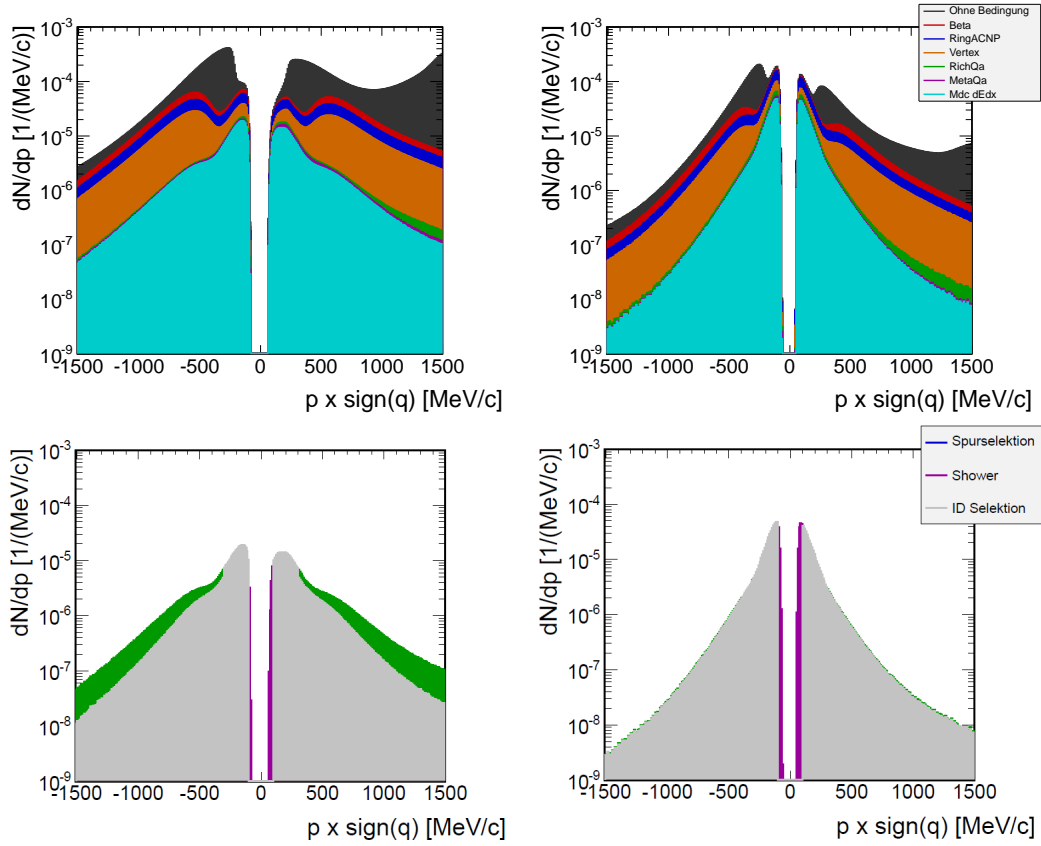


Abbildung 3.37: Impulsverteilungen nach der Spurselektion (oben) und Identifikationselektion (unten) für das RPC (links) und TOF (rechts) System.

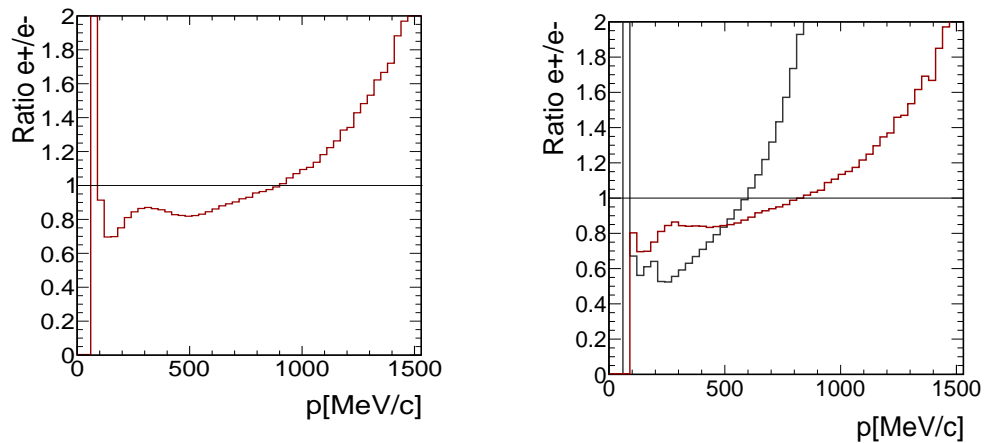


Abbildung 3.38: Verhältnis positiver zu negativer Leptonkandidaten der Selektion hinsichtlich Effizienz nach Spurselektion (links) und nach Identifikationselektion (rechts, rot). Im rechten Bild ist zusätzlich die Ausgangssituation (grau) dargestellt.

hohen Impulsbereich, da die leichten Pionenanhebungen ab 400 MeV/c reduziert werden. Beim Vergleich zwischen TOF und RPC System fällt auf, dass im Bereich des RPC eine hohe hadronische Kontamination vorherrscht. Mittels des Verhältnisses aus Abbildung 3.38 lässt sich dies durch die hohen Werte über 1 GeV/c bestätigen. Zwischen beiden Selektionsstufen lässt sich die Entfernung der Protonen aufgrund des sinkenden Wertes ab 1 GeV/c beobachten. Eine Angleichung des Bereichs um 500 MeV/c deutet auf die Pionenreduktion hin.

Ablesen lässt sich die Reduktion ebenfalls an Verteilung 3.39, wo jedoch einzelne Leptonenkandidaten das Spektrum dominieren. Auch dort lässt sich eine etwas stärkere Reduktion für positive Leptonenkandidaten feststellen.

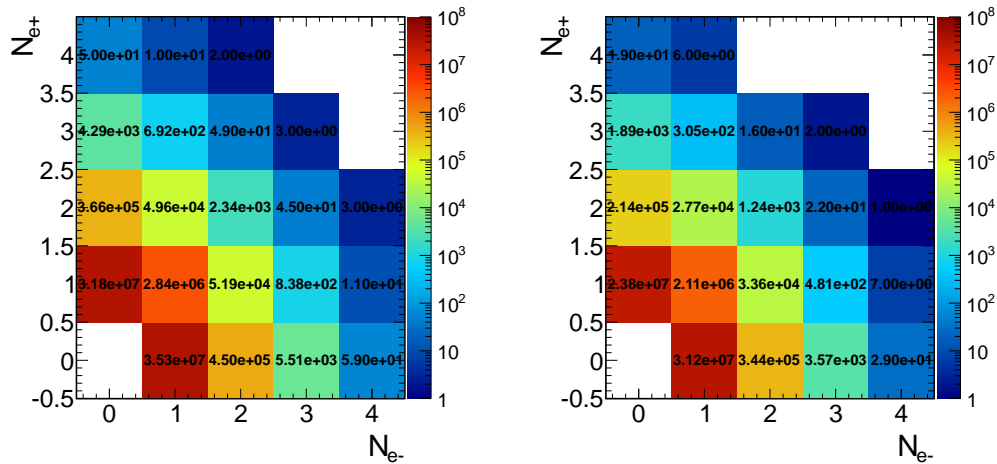


Abbildung 3.39: Verteilung negativer und positiver Leptonenkandidatenanzahl vor (links) und nach (rechts) Identifikationsselektion.

3.3 Vergleich zwischen Reinheits- und Effizienzoptimierung

Einen Vergleich beider Analysevarianten bietet Tabelle 3.9, in welcher die Reduktion der Leptonenkandidaten, sowie das Verhältnis des positiven zum negativen Impulsbereich dargestellt wird. Durch das Verhältnis wird hadronische Kontamination durch Protonen und Pionen visualisiert. Für beide Varianten ist, mit Ausnahme des RingACNP und Vertex Kriteriums, eine stetige Reduktion der Protonen zu verzeichnen. Wie zu erwarten ist das resultierende Ver-

Stufe	Anzahl (Rein)	Verhältnis Pos1000-1500/ Neg1000-1500 (Rein)	Anzahl (Eff)	Verhältnis Pos1000-1500/ Neg1000-1500 (Eff)
Keine	2.78E+09	18.23	2.78E+09	18.23
Beta	5.81E+08	6.91	5.81E+08	6.91
RingACNP	4.97E+08	1.97	4.97E+08	1.97
Vertex	4.02E+08	2.03	4.02E+08	2.03
RichQa	8.19E+07	1.90	9.34E+07	1.91
MetaQa	6.80E+07	1.39	8.07E+07	1.46
dEdx	4.70E+07	1.43	—	—
ID RichQa	4.26E+07	1.40	—	—
ID Beta	3.66E+07	1.30	—	—
Shower	3.22E+07	1.28	7.45E+07	1.37
Impuls	2.88E+07	1.28	6.91E+07	1.39

Tabelle 3.9: Anzahl der Leptonenkandidaten nach jeweiligen Selektionsstufen für Selektion hinsichtlich Reinheit (Spalte 2,3) und Effizienz (Spalte 4,5). In der rechten Spalte wird das Verhältnis des positiven zu negativen Impulsbereichs für 1000-1500 MeV/c gezeigt um die Protonkonatimination zu beschreiben.

hältnis für die effizienzoptimierte Analyse etwas besser, jedoch bleiben dabei über einen Faktor zwei mehr Leptonenkandidaten erhalten. Unterschiede beider Analysevarianten nach beiden Analysestufen lassen sich in [Abbildung 3.42](#) beobachten. Blau markiert für die oberen Impulsverteilungen die Ausgangssituation beider Analysen. Mehr Spurkandidaten bleiben bei der effizienzoptimierten Analyse im Impulsbereich des TOF Systems erhalten, während die Form der Impulsverteilungen nahezu unverändert bleibt. Im Bereich des RPC Systems ist die Zunahme ähnlich, aber es ist eine Formveränderung aufgrund einer erhöhten Hadronenanzahl sichtbar. Unterschiede der Form beider Impulsverteilungen werden durch das Shower Kriterium nahezu ausgeglichen. Aus dem ähnlichen Gefälle beider Verteilungen lässt sich deuten, dass zusätzliche Kriterien die Kontamination nur leicht reduzieren, während viele gute Leptonenkandidaten entfernt werden. Bei separater Betrachtung des TOF Systems deutet der Vergleich darauf hin, dass durch die reinheitsoptimierte Analyse Hadronen stärker unterdrückt werden, da die Reduktion im höheren Impulsbereich stärker ist. Leptonenverluste bei kleinen Impulsen sind jedoch ausschlaggebend jene Kriterien nicht in die Effizienzanalyse zu integrieren.

Beim Vergleich der Verhältnisse [3.40](#) liefert das reinheitsoptimierte Spektrum ein besseres Ergebnis, da ein harmonischerer Verlauf und ein besseres Verhältnis für hohe Impulse aufgrund eines hohen Protonenausschlusses zu beobachten sind. Verglichen mit der in grau dargestellten Ausgangssituation tendiert das Verhältnis zu einem gleichmäßigeren Verlauf. In [Abbildung 3.41](#) ist eine Erhöhung der Leptonenkandidaten ebenfalls zu sehen, da für alle mögliche Kombinationen ein Zuwachs zu verzeichnen ist. Zudem gibt es nun sogar Ereignisse mit bis zu 6 Leptonenkandidaten. Ein Anstieg vom Verhältnis von Leptonenkandidatenpaaren zu Ereignissen mit einem Leptonenkandidaten ist ebenfalls zu erkennen. Während die Anzahl der Paare um den Faktor 4,15 steigt steigen die einzelner positiv geladenen Leptonenkandidaten um 2,02, während die Anzahl einzelner negativ geladener Leptonenkandidaten um den Faktor 1,98 steigt. Zu beachten ist jedoch, dass der Zuwachs auch auf eine erhöhte Anzahl hadronischer Kandidaten beruht.

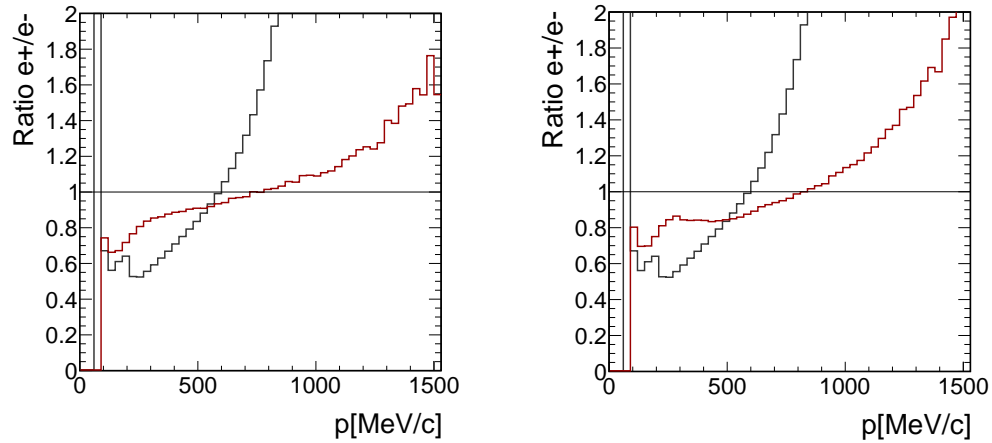


Abbildung 3.40: Vergleich des Verhältnisses positiver zu negativer Leptonenkandidaten nach der Identifikationsselektion (rot). Zusätzlich ist die Ausgangssituation in grau dargestellt. Links ist die Variante für die reinheitsoptimierte Analyse zu sehen, während rechts die hinsichtlich Effizienz optimierte Analyse abgebildet ist.

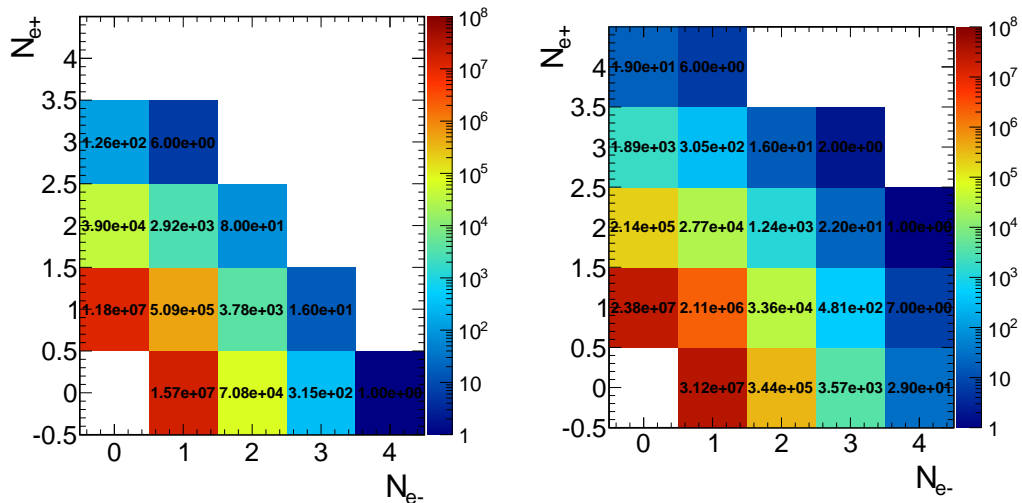


Abbildung 3.41: Vergleich der Anzahl negativer und positiver Leptonenkandidaten. Links ist die Variante für die reinheitsoptimierte Analyse zu sehen, während rechts die hinsichtlich Effizienz optimierte Methode abgebildet ist.

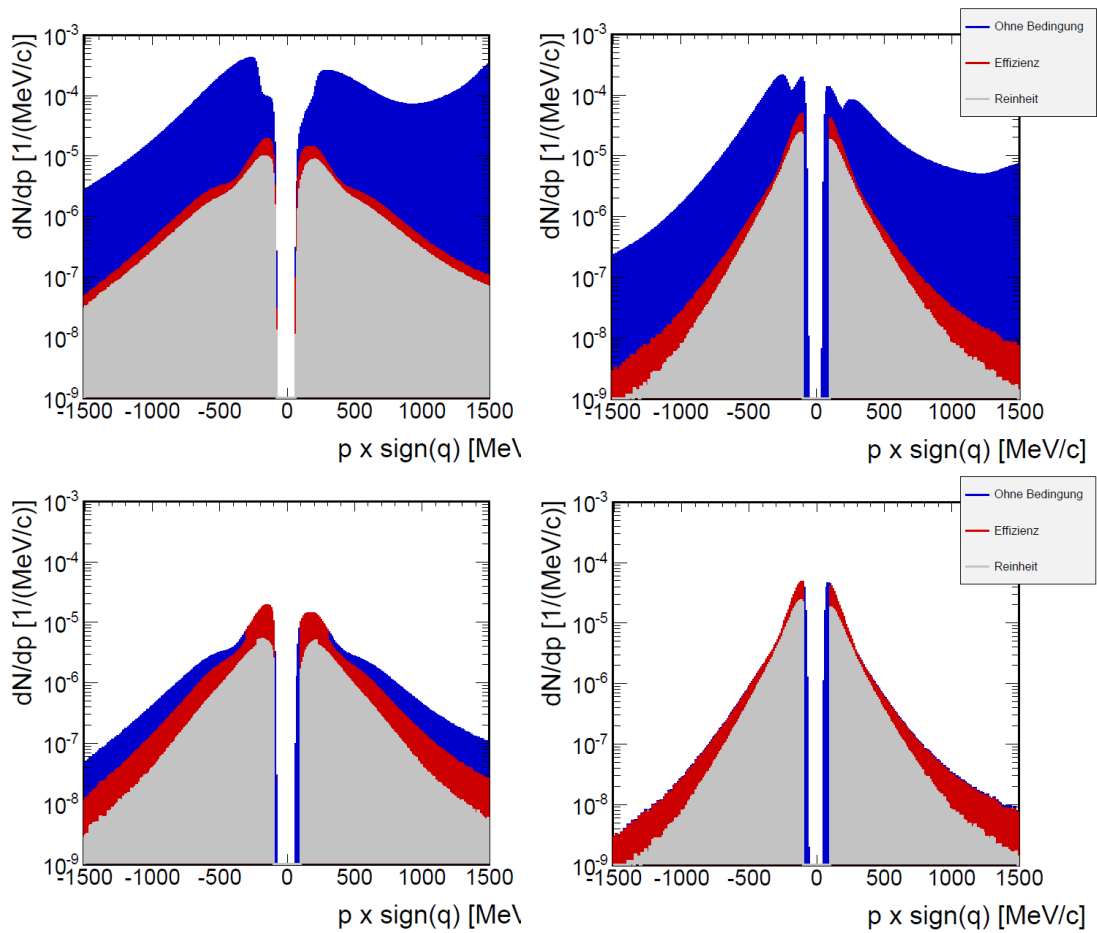


Abbildung 3.42: Vergleich der Impulsverteilungen beider Analysevarianten nach Spurselektion (oben) und Identifikationselektion (unten) für das RPC (links) und TOF (rechts) System.

4 Paaranalyse

In der Analyse identifizierte Leptonen können durch Kombination eines positiven mit einem negativen Lepton zu dessen Mutterteilchen kombiniert werden. Technisch geschieht dies mittels Kombination der Viererimpulse der Tochterteilchen, unter Berücksichtigung der Energie und Impulserhaltung zur invarianten Masse, siehe Formel 1.1 auf Seite 6. Da keine Information über die Zusammengehörigkeit der einzelnen Leptonen zueinander vorhanden ist, müssen alle möglichen Kombinationen verwendet werden. Zufällige Kombinationen werden durch Verwendung des sogenannten kombinatorischen Untergrundes berücksichtigt. Durch Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes von dem Spektrum aller Paarkombinationen werden statistisch bedingte Kombinationen entfernt, sodass nur das Signal übrig bleibt.

4.1 Kombinatorischer Untergrund

Untergrund aus rein zufälligen Kombinationen zweier unabhängiger Leptonenkandidaten wird als unkorrelierter Untergrund bezeichnet (s. Abb. 4.1, links). Korrelierter Untergrund entsteht hingegen aus Kombinationen zweier Kandidaten mit dem selben Vorfahren und bildet im Falle eines Zweikörperzerfalls im Spektrum ein charakteristisches Maximum aus (s. Abb. 4.1, rechts).

Beide Typen willkürlicher Paarkombination sollen mittels des kombinatorischen Untergrundes abgezogen werden. Eine Variante zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes, ergibt sich durch Kombination von gleichnamig geladenen Leptonkandidaten aus dem selben Ereignis, im folgenden als „same-event like-sign“ bezeichnet. Man unterscheidet in der Berechnung arithmetische und geometrische Mittelwertbildung, die sich in der Berechnung unterscheiden (s. Formel 4.1,4.2). Durch Multiplikation, in der Berechnung des geometrischen Mittelwertes, werden Unterschiede in der Anzahl positiver und

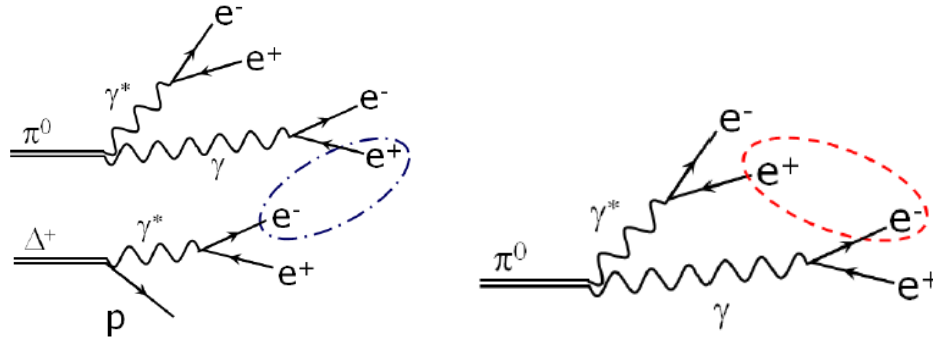


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung von Kombinationen die unkorrelierten (links) und korrelierten (rechts) Untergrund erzeugen. [9]

negativer Kandidaten, im Gegensatz zur Berechnung des arithmetischen Untergrundes, berücksichtigt. Für den Spezialfall einer ausgeglichenen Anzahl von positiven zu negativen Leptonenkandidaten ergeben beide Formeln den gleichen Mittelwert.

$$Cb_{arithmetical} = N_{--} + N_{++} \quad (4.1)$$

$$Cb_{geometrical} = 2 \cdot \sqrt{N_{--} \cdot N_{++}} \quad (4.2)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung des kombinatorischen Untergrundes stellt die „mixed event“ Methode dar. Dabei werden Kombinationen von Leptonenkandidaten aus verschiedenen Ereignissen gebildet. Ereignisse müssen zunächst in Multiplizitätsgruppen, nach Target oder Reaktionsebenen kategorisiert werden, da nur Leptonenkandidaten aus ähnlichen Ereignissen kombiniert werden sollen. Vorteil dieser Methode ist eine durch Vermischung der Ereignisse erhöhte Statistik. Ein Nachteil ist jedoch, dass korrelierter Untergrund nicht berücksichtigt werden kann, da bei Mischung keine Korrelation zwischen den Partnern gegeben ist. Zudem ist die Bestimmung des Untergrundes aufwendiger, da bei Konzeption eine gute Einteilung und Gewichtung der Ereignisklassen essentiell ist. Verwendet wird in dieser Analyse daher der technisch simplere same-event like-sign Untergrund.

4.2 Paaranalyse für Leptonenkandidaten der Analyse optimiert auf Reinheit

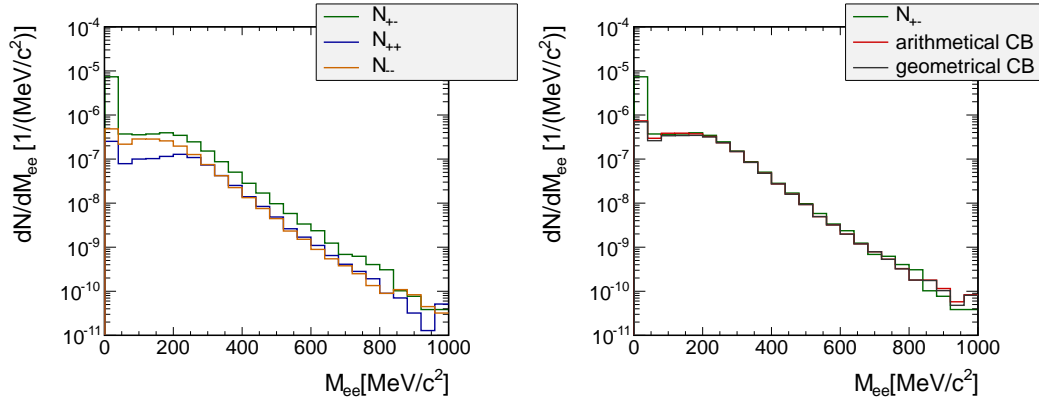


Abbildung 4.2: Paarkombinationen von Leptonenkandidaten gleichnamiger und ungleichnamiger Ladung (links) sind Grundlage der Bestimmung beider kombinatorischer Untergrund Varianten (rechts).

Unterschiede zwischen der Verteilung von positiven und negativen Leptonenkandidaten wirken sich auf die Paarkombinationen in [Abbildung 4.2](#) aus, sodass besonders im Massenbereich bis $300 \text{ MeV}/c^2$ durch Akzeptanzunterschiede begründete Differenzen zwischen den Spektren auftreten. Für einen großen Bereich ist der berechnete kombinatorische Untergrund in der Größenordnung des Signals (s. [Abb. 4.2](#)). Teilweise übersteigt der kombinatorische Untergrund das Spektrum der Kombinationen ungleichnamiger Ladung, was dazu führt das stellenweise das Signal verschwindet. Zu sehen ist diese Differenz in [Abbildung 4.3](#), woraus nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes vom Paarspektrum ungleichnamig geladener Leptonen ein lückenhaftes invariante Masse Spektrum resultiert.

Masse [MeV/c^2]	Integral
0-150	$1,06 \cdot 10^6$
150-300	17182
300-600	179
600-1000	81

Tabelle 4.1: Integral der Einträge im angegebenen Massenbereich nach Abzug des geometrischen Untergrundes.

Besonders im Massenbereich um $100 \text{ MeV}/c^2$ übersteigt der arithmetische Untergrund das Spektrum der ungleichnamigen Paarkombinationen, da bei Berechnung des Untergrundes Unterschiede zwischen positiven und negativen Einträgen nicht berücksichtigt werden. Neben den durch Akzeptanzunterscheiden begründeten Differenzen, sehen die Spektren der e^+e^+ und e^-e^- Paare im weiteren invarianten Massenbereich sehr ähnlich aus.

Im hohen Massenbereich in dem Vektormesonen stark beitragen ist das Signal sehr lückenhaft, was wiederum auf den hohen Untergrund und die exponentiell abfallende Statistik in diesem Bereich zurückzuführen ist. Zu sehen ist dies auch in Table 4.1, durch die geringe Zahl an Einträgen Massenbereich ab $600 \text{ GeV}/u$.

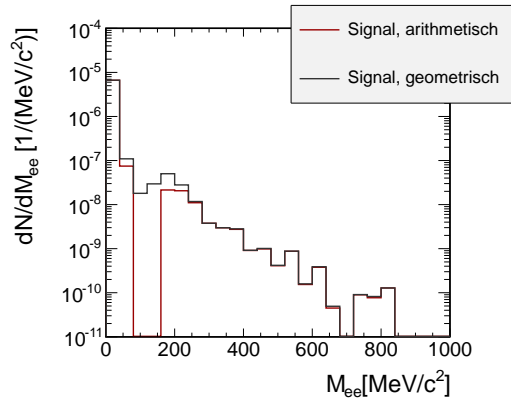


Abbildung 4.3: Invariante Masse Spektrum nach Abzug des arithmetischen und geometrischen Untergrundes.

4.3 Variation der Leptonkandidaten

Eine genaueren Untersuchung des invariante Masse Spektrums der Impulsobergrenze lässt sich durch Variation von Einzelvariablen erzielen, wobei sich eine Absenkung der Impulsobergrenze anbietet. Legitimieren lässt sich dies durch eine erhöhte Protonen- und Pionenkontamination im höheren Impulsbereich, was bei Betrachtung des Verhältnisses positiver zu negativer Leptonenkandidaten zu sehen ist. Aus der Verteilung des Verhältnisses lassen sich Werte bis zu einer unteren Impulsgrenze von $1000 \text{ MeV}/c$ als Schwellenwert legitimieren.

Bei separater Betrachtung des Massenbereiches (s. Tab. 4.2) ist eine kontinuierliche Reduktion der kombinierten Paare für niedrigere Massen zu sehen. Im kompletten Massenbereich sind die Schwankungen stärker ausgeprägt. Hinweise auf einen geeigneten Impulsgrenzwert werden nicht gegeben, da die Schwankungen beim aktuellen Spektrum groß sind. Eine Absenkung der Impulsgrenze ist jedoch sinnvoll, da die Qualität der Leptonenkandidaten steigt, während die Verluste in allen Massenbereichen gering sind. Genaue Aussagen lassen sich je-

doch nicht tätigen, da die Fluktuationen beim aktuellen Spektrum besonders Massenbereich ab $600 \text{ MeV}/c^2$ zu hoch sind. Zukunfftige Untersuchungen des Spektrums in zwei verschiedenen Winkelbereichen oder verschiedenen Multiplizitatsgruppen bieten die Möglichkeit das Verständnis der Daten zu steigern.

Impuls[MeV/c]	0-150	150-300	300-600	600-1000
1500	406929	3511	966	105
1200	406473	3506	958	105
1000	405447	3505	970	96

Tabelle 4.2: Integral der Einträge im angegebenen Massenbereich nach Abzug des geometrischen Untergrundes für verschiedene Impulsobergrenzen der Leptonenkandidaten. Im Vergleich zu Tabelle 4.2 liegt eine niedrigere Statistik zu Grunde. ([invariante Masse]= MeV/c^2)

4.4 Paaranalyse für Leptonenkandidaten der Analyse optimiert auf Effizienz

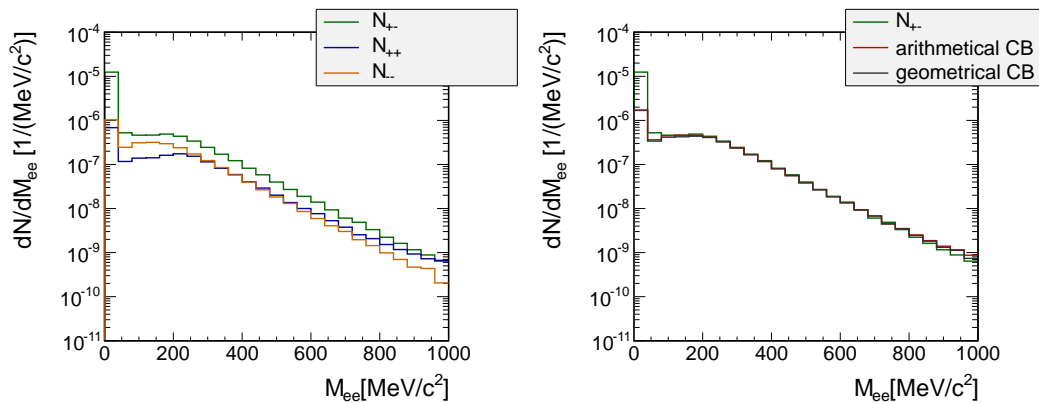


Abbildung 4.4: Verteilung der Paarkombinationen von Leptonenkandidaten (links) und des Signals mit geometrischen und arithmetischem Untergrund (rechts).

Für die kombinierten Leptonenkandidaten der Analyse hinsichtlichliche Effizienz ergibt sich eine der aus Kapitel 1.2 gleichende Verteilung (s. Abb. 4.4) der Kombinationen gleichnamiger sowie ungleichnamiger Ladung. Auch der kombinatorische Untergrund ist daher wieder in der Größenordnung des Signals

Masse[MeV/c ²]	Integral
0-150	1,72·10 ⁶
150-300	18792
300-600	2879
600-1000	-111

Tabelle 4.3: Integral der Eintäge im angegebenen Massenbereich nach Abzug des geometrischen Untergrundes.

(s. Abb. 4.4). Im Spektrum der effizienzoptimierten Analyse mit höherer Leptonenzahl ergibt sich verglichen mit der Analyse hinsichtlich Reinheit eine Zunahme im mittleren Massenbereich, jedoch eine Abnahme im hohen Massenbereich (s. Tab. 4.3). Desweiteren sind die Unterschiede zwischen den Paarkombinationen von negativen und positiven Kandidaten geringer.

Dies wirkt sich auf die Invariante Masse Verteilung in Abbildung 4.5 durch eine schwächer ausgeprägte Lücke aus. Für den arithmetischen Untergrund übersteigt der kombinatorische Untergrund jedoch ebenfalls die Kombinationen gleichnamiger Ladung. Im hohen Massenbereich ergibt sich wiederum ein stark schwankendes Spektrum, was sich jedoch leicht von dem reinheitsoptimierten unterscheidet.

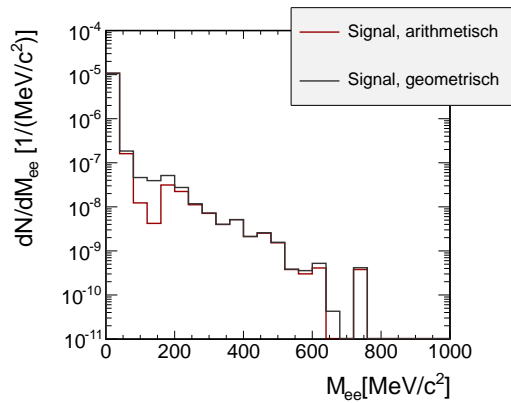


Abbildung 4.5: Verteilung des invariante Masse Spektrums nach Abzug des geometrischen und arithmetischen Untergrundes.

4.5 Exklusion von Konversionsphotonen

In den vorherigen Kapiteln zeigte Spektren für Leptonenkandidaten der beiden Analysen optimiert auf Reinheit und Effizienz setzen sich neben den Vektormesonen im hohen Massenbereich ebenfalls aus Dalitzzerfällen über den gesamten Massenbereichen und Konversionsphotonen bei sehr niedrigen Massen zusammen. Typischerweise besitzen Konversionsphotonen sehr kleine Öff-

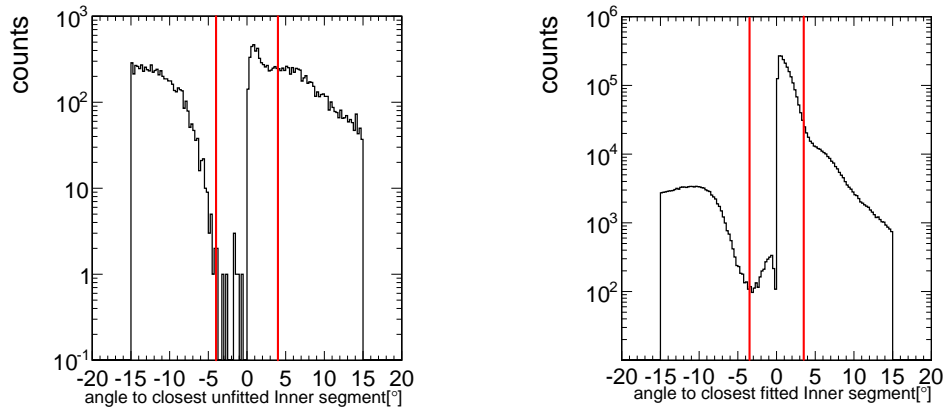


Abbildung 4.6: Verteilung der Abstände zum nächsten unrekonstruierten (links) und rekonstruierten (rechts) inneren MDC Spursegment.

nungswinkel und können daher auf diese Weise ausgeschlossen werden, da sie für diese Analyse physikalisch uninteressant sind und die Kombinatorik stark reduziert wird.

Bei Betrachtung des Winkels zum nächstgelegenen nicht rekonstruierten inneren MDC Abschnitt sind zwei Verteilungen für negative und positive Winkelabweichungen sichtbar (s. Abb. 4.6). Negative Winkel geben Abweichungen zu hadronischen Spursegmenten, die keinen Ring in ihrer Nähe besitzen, an, während positive Winkel Abstände zu leptonischen Spursegmenten, welche einen Ring in ihrer Umgebung besitzen, darstellen. Besonders im positiven Winkelbereich von bis zu 3° oder 4° ist eine Anhäufung zu beobachten, die aufgrund der niedrigen Winkel, Konversionsphotonen zugeordnet werden kann. Da die Verteilung bei etwa 4° in einen sanften Verlauf übergeht, werden kleinere Winkel durch einen Grenzwert bei jenem Wert verworfen.

Ein ähnliches Verhalten tritt bei der Verteilung der Abstände zu dem nächsten rekonstruierten Spursegment auf. Neben dem nochmals dominanteren Maximum bei kleinen positiven Winkeln ist ebenfalls ein sichtbares Maximum für negative Winkel vorhanden. Ein unterer Grenzwert von $3,5^\circ$ wird daher für diese Verteilung gewählt. Bei beiden in Grafik 4.7 gezeigten Spektren ist eine starke Reduktion des Maximums bei kleinsten Massen sichtbar. Während nur die Einschränkung an den rekonstruierten Spursegmenten erhebliche Auswirkungen auf das Spektrum hat, beeinflussen beim reinheitsoptimierten Spektrum beide Kriterien das Spektrum. Jedoch sind sie nicht aussagekräftig, da starke Schwankungen im hohen Impulsbereich auftreten. Hervorzuheben ist zudem

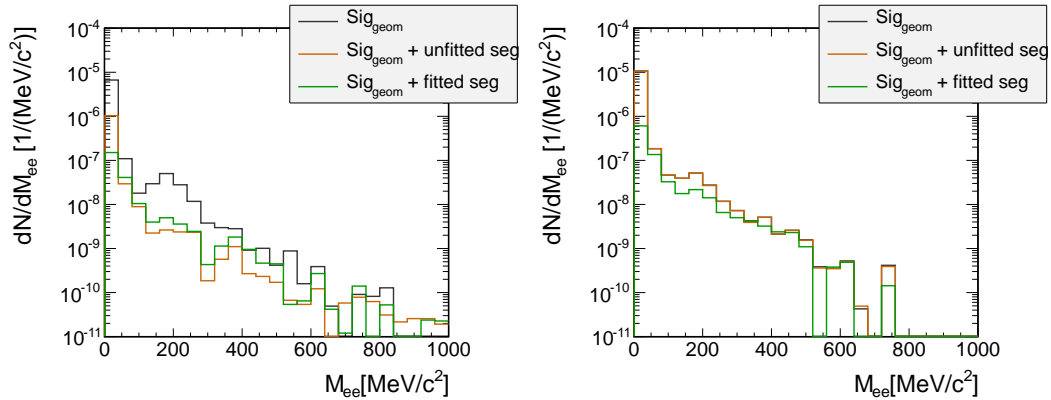


Abbildung 4.7: Invariante Masse Spektrum der reinheitsoptimierten (links) und effizienzoptimierten (rechts) Analyse nach Anwendung der Einschränkungen auf nicht rekonstruierte (orange) und nicht rekonstruierte sowie rekonstruierte (grün) innere MDC Spursegment.

die, durch verminderten Untergrund begründete, schwächer ausgeprägte Fluktuation bei einer Masse von $M_{ee} \approx 100 \text{ MeV}/c^2$. Somit lässt sich schließen, dass beide Kriterien in beiden Analysevarianten erfolgreich Konversionsphotonen entfernen, sich über ihr Verhalten im höheren Massenbereich aufgrund der niedrigen Statistik des Spektrums keine Aussage schließen lässt. Genauere Untersuchungen von Paarobservablen können in Zukunft Methoden zu einer effizienteren Unterdrückung der Konversionsphotonen ermöglichen.

5 Fazit und Ausblick

Mittels der Analyse von Daten der im April/Mai 2012 durchgeführten Au+Au Strahlzeit konnte nur wenige Monate nach der Messung das invariante Masse Spektrum der Leptonenkandidaten rekonstruiert werden. Erhöhte hadronische Kontamination des Leptonendatensatzes kann durch die Selektionskriterien der Analyse erfolgreich entfernt werden. In der Analyse hinsichtlich Reinheit sind dabei Leptonenverluste zu verzeichnen, welche durch die effizienzoptimierten Analyse reduziert werden können.

Trotz ausreichend hoher Statistik von Leptonenkandidaten bereitet die Paarrekonstruktion zur Bestimmung der Mutterteilchen aufgrund des zu hohen kombinatorischen Untergrundes Probleme, welche durch die durchgeführte Analyse nicht behoben werden können. Ein positiver Ansatz dazu ist die derzeitige Überarbeitung der RICH Ringrekonstruktion, wodurch dieses Problem erheblich reduziert werden sollte. Verbesserungen des MDC Energieverlustes können in Zukunft eine exaktere Separation zwischen Leptonen und Hadronen ermöglichen. Verbesserungen können auch dazu führen, statt vielen einzelnen Leptonenkandidaten ebenfalls Paare zu erhalten. Jedoch werden einige Leptonen ihren dazugehörigen Partner aufgrund von Akzeptanzverlusten weiterhin verlieren.

Um ein besseres Verständnis der Daten zu erhalten ist zudem eine realitätsnähere Simulation erforderlich. Anwendung der Analysemethoden auf simulierte Daten zeigen zwar einen ähnlichen Trend der Hadronenunterdrückung, doch Observablen der Simulation weichen von der Realität, sodass keine exakten

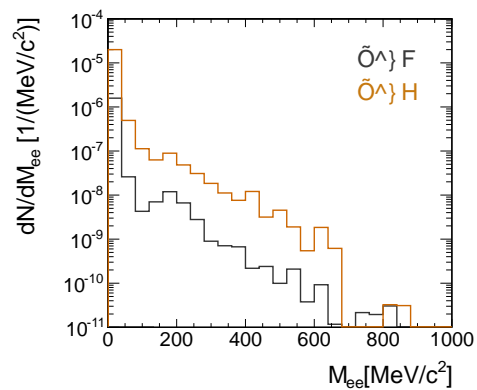


Abbildung 5.1: Vergleich des invariante Masse Signals nach Abzug des geometrischen kombinatorischen Untergrundes für die erste (dunkelgrau) und dritte (orange) Generation.

Schlüsse über Probleme der Analyse realer Daten gezogen werden können. Zudem ist die Statistik der Simulation zu niedrig um ein invariante Masse Signal zum Vergleich mit realen Daten zu verwenden.

Anwendungen der Analyse auf die bereits bereitstehende dritte Datengeneration zeigen eine erhöhte Statistik der Leptonenkandidaten. Auch durch eine Erhöhung des invariante Masse Signals in Abbildung 5.1 wird dies sichtbar. Fortschritte in der Kalibrierung und Erhöhung der Rekonstruktionseffizienz für niedrige Impulse führen zu effizienteren Analysemethoden und vor allem zu einer exakteren Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes. Zudem bietet die Berücksichtigung der Vielfachstreuung im RICH Detektor eine effizientere Möglichkeit zur Exklusion von hadronischem Untergrund durch Verwendung der RichQa Observable. Doch bei Betrachtung des hohen invariante Massenbereichs der Vektormesonen ab $700 \text{ MeV}/c^2$ sind nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes kaum Paarkombinationen vorhanden. Eine Untersuchung der Impulse der einzelnen Spurkandidaten und deren Öffnungswinkel bei Paarkombination können in Zukunft ein besseres Verständnis über diesen Massenbereich liefern.

Desweiteren bietet auch die Verwendung eines kombinatorischen Mixed Event Untergrundes eine weitere Möglichkeit zur Betrachtung der invarianten Masse. Diese und weitere stetige Verbesserung führen zu erhöhter Statistik und Qualität der Daten, was sich positiv auf die Dileptonenspektren auswirkt und eine zukünftige Analyse des invariante Masse Spektrums, des bei dieser Energie noch nicht untersuchten Systems, ermöglicht.

Literaturverzeichnis

- 1 P.SELLHEIM: *Bachelorarbeit: Dielektronenrekonstruktion in Au+Au Kollisionen bei 1,25 GeV/u*, Goethe-Universität Frankfurt, Diplomarbeit, 2011 ([document](#))
- 2 W. PRZYGODA ET AL.: Hades experiment: di-lepton spectroscopy in p+p (2.2 GeV) and C+C (1 and 2AGeV) collisions. In: *ACTA PHYSICA POLONICA B* 37 (2006), S. 139 ([document](#))
- 3 www.cern.ch/. 03 2013 ([document](#)), 1
- 4 POVH, RITH, SCHOLZ, ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. 8. Auflage. Springer, 2009. – S. 12 1
- 5 POVH, RITH, SCHOLZ, ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. 8. Auflage. Springer, 2009. – S. 103ff 1, 1.1
- 6 <http://www.gsi.de/>. 03 2013 1
- 7 <http://www-hades.gsi.de/>. 03 2013 1
- 8 M. POST, U. MOSEL: Vector Mesons and Baryon Resonances in Nuclear Matter. In: *arXiv:nucl-th/0108017* (2001) 1, 1.6
- 9 T. GALATYUK: *Di-electron spectroscopy in HADES and CBM*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2009 1.1, 1.1, 1.2, 1.3, 1.3, 1.6, 2.7, 4.1
- 10 POVH, RITH, SCHOLZ, ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne*. 8. Auflage. Springer, 2009. – S. 252f 1
- 11 J. BERINGER ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), 010001 S. 1.1, 1.2, 3.1.1.6
- 12 W. KOEPF, L. L. FRANKFURT, M. STRIKMAN: Virtual meson cloud of the nucleon and deep inelastic lepton scattering. In: *Phys. Rev. D* 53 (1996), S. 2586 1.1

- 13** A. BAZAVOV ET AL.: Fluctuations and correlations of net baryon number, electric charge, and strangeness: A comparison of lattice QCD results with the hadron resonance gas model. In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), S. 034509 [1.2](#)
- 14** <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>. 03 2013 [1.2](#)
- 15** <http://www.bnl.gov/rhic/>. 03 2013 [1.2](#)
- 16** M. M. AGGARWAL ET AL. (STAR KOLLABORATION): An Experimental Exploration of the QCD Phase Diagram: The Search for the Critical Point and the Onset of De-confinement. In: *arXiv:1007.2613 [nucl-ex]* (2010) [1.2](#)
- 17** F. KARSCH ET AL.: Where is the chiral critical point in 3-flavor QCD? In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 129 (2003), S. 614 [arXiv:hep-lat/0309116] [1.2](#)
- 18** Z. FODOR, S.D. KATZ: Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses. 050 [arXiv:hep-lat/0402006] (2004) [1.2](#)
- 19** L. MCLERRAN: Quarkyonic Matter and the phase diagram of QCD. [arXiv:0808.1057v1 [hep-ph]] (2008) [1.2](#)
- 20** C.BLUME ET AL.: Review of results from the NA49 collaboration. In: *J. Phys G* 31 (2005), S. 685 [arXiv:nucl-ex/0411039] [1.2](#)
- 21** D. ADAMOVA ET AL. (CERES KOLLABORATION): Modification of the ρ meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb+Au collisions at 158 AGeV. In: *Phys. Lett. B* 666 (2006), S. 425[arXiv:nucl-ex/0611022] [1.2](#), [1.6.2](#)
- 22** R. ARNALDI ET AL. (NA60 KOLLABORATION): First measurement of the ρ spectral function in high-energy nuclear collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 162302 [arXiv:nuclex/0605007] [1.2](#)
- 23** http://www-np.ucy.ac.cy/HADES/physics/impact_parameter_fireball.png. 07 2011 [1.3](#)
- 24** DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer, 2004. – 11 S. [1.3](#)
- 25** D. SOBER: An Introduction to Cross Sections. In: *Physics 537/635* (2005), S. 1 bis 5 [2](#)

- 26** <http://gruppo3.ca.infn.it/usai/images/DileptonInvariantMass.jpg>. 02 2013 **1.5**
- 27** O. LINNYK, W. CASSING, J. MANNINEN, E. L. BRATKOVSKAYA, C. M. KO: Analysis of dilepton production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV within the Parton-Hadron-String Dynamics (PHSD) transport approach. In: *arXiv:1111.2975 [nucl-th]* (2011) **1.5**
- 28** <http://urqmd.org/>. 03 2013 **1.5**
- 29** <http://gibuu.physik.uni-giessen.de/GiBUU/>. 03 2013 **1.5**
- 30** W. EHEHALT, W. CASSING: Relativistic Transport Approach for Nucleus-Nucleus Collisions from SIS to SPS Energies. In: *arXiv:hep-ph/9507274* (1995) **1.5**
- 31** I. FRÖHLICH ET AL.: Design of the Pluto Event Generator. In: *arXiv:0905.2568v1* (2009) **1.5**
- 32** S. D.DRELL, T.-M. YAN: Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. In: *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970), S. 316 **1.6**
- 33** M. SEKIMOTO ET AL.: Spectrometer for measurements of Φ mesons in nuclear matter produced through 12 GeV p+A reactions. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 516 (2004), S. 390 **1.6.1**
- 34** M.H. WOOD ET AL: Light vector mesons in the nuclear medium. In: *Phys. Rev. C* 78 (2008), S. 015201 **1.6.1**
- 35** A. MARIN, FOR CERES COLLABORATION: Dilepton measurements with CERES. In: *arXiv:0802.2679 [nucl-ex]* (2008) **1.6.2**
- 36** <http://delphiwww.cern.ch/~hedberg/home/helios/helios.html>. 03 2013 **1.6.2**
- 37** <http://na60web.ca.infn.it/www>. 03 2013 **1.6.2**
- 38** A. TOIA ET AL. (PHENIX COLLABORATION): e^+e^- pairs : AClockandathermometerofheavy – ioncollisions. In: *J. Phys. G* 35 (2008), S. 104037 **1.6.2**
- 39** F. GEURTS: The STAR Dilepton Program. In: *Quark Matter*, 2012 **1.6.2**

- 40 G. AGAKISHIEV ET AL.: Dielectron production in Ar+KCl collisions at 1.76A GeV. In: *arXiv:1103.0876 [nucl-ex]* (2011) [1.7](#), [1.7](#)
- 41 H.S. MATIS ET AL.: Dilepton production from p-p to Ca-Ca at the Bevalac. In: *nucl-ex/9412001* (1994) [1.6.2](#)
- 42 R. J. PORER ET AL. (DLS COLLABORATION): Di-electron cross section measurements in nucleus-nucleus reactions at 1 AGeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), S. 1229 [1.6.2](#)
- 43 G. AGAKISHIEV ET. AL.: Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions. In: *arXiv:0910.5875 [nucl-ex]* (2009) [1.6.2](#)
- 44 G. AGAKISHIEV ET. AL.: First measurement of low momentum dielectrons radiated off cold nuclear matter. In: *arXiv:1205.1918 [nucl-ex]* (2012) [1.7](#)
- 45 G. AGAKICHIEV ET AL.: The HADES Di-Electron Spectrometer at GSI Darmstadt. In: *Eur. Phys. J. A* 41 (2009), S. 243–277 [1.7](#), [2.4](#), [2.5](#), [2.6](#), [2.10](#), [2.12](#)
- 46 J. WEIL, U. MOSEL: Dilepton production at SIS energies with the GiBUU transport model. In: *arXiv:1211.3761v1 [nucl-th]* (2012) [1.8](#)
- 47 E.L. BRATKOVSKAYA ET AL: System Size and Energy Dependence of Dilepton Production in Heavy-Ion Collisions at SIS Energies. In: *arXiv:1301.0786v1 [nucl-th]* (2013) [1.8](#)
- 48 J. PIETRASZKO, L. FABBIETTI, W. KOENIG, M. WEBER: Diamonds as timing detectors for minimum-ionizing particles: The HADES proton-beam monitor and START signal detectors for time of flight measurements. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 618 (2010), S. 121–123 [2.1](#)
- 49 W. KOENIG: Persönliche Kommunikation. (2013) [2.1](#), [2.3](#)
- 50 GSI DETEKTORLABOR: https://www.gsi.de/work/fairgsi/rare_isotope_beams/detector_laboratory.htm. (2012) [2.2](#)
- 51 T. YPSILANTIS, J. SEGUINOT: Theory of ring imaging Cherenkov counters. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 343 (1994), S. 30–51 [2.2](#)
- 52 K. ZEITELHACK ET AL.: The HADES RICH detector. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 433 (1999), S. 201–206 [2.2](#)

- 53** A. BRENSCHEDE: Pattern recognition for the HADES RICH detector. In: *Czechoslovak Journal of Physics* 45 (1995), S. 7,8 [2.2](#)
- 54** J. MARKERT: *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Goethe Universität Frankfurt, Diss., 2005 [2.3.1](#), [2.3.2](#), [2.6](#)
- 55** D. BELVER: The HADES RPC inner TOF wall. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 602 (2009), S. 687–690 [2.4.1](#)
- 56** <http://www-hades.gsi.de/node/65>. 03 2013 [2.9](#)
- 57** C. AGODI ET AL.: The HADES time-of-flight wall. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 492 (2002), S. 14–25 [2.4.2](#)
- 58** A. BALANDA ET AL.: The HADES Pre-Shower detector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 531 (2004), S. 445–458 [2.4.3](#)
- 59** J. MICHEL ET AL.: The upgraded HADES trigger and data acquisition system. In: *TOPICAL WORKSHOP ON ELECTRONICS FOR PARTICLE PHYSICS* (2011) [2.5](#)

Rechtliches

Die vorliegende Fassung enthält kleinere, inhaltlich nicht relevante Änderungen, gegenüber der dem Prüfungsamt vorgelegten Version.