

Dielektronenrekonstruktion in Au+Au Kollisionen bei 1,25 GeV/u

(Simulation)

Bachelorarbeit

im Fachgebiet Physik

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

Frankfurt, den 8. September 2011

Zusammenfassung

Das Hades (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) Experiment an der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung dient zur Untersuchung von elementaren Kollisionen, aber auch von Schwerionenkollisionen. Nach der letzten Ar+KCl Strahlzeit bei 1,76 GeV/u, ist als nächstes Kollisionssystem Au+Au bei 1,25 GeV/u geplant.

Zur Vorbereitung soll das Kollisionssystem anhand von simulierten Daten analysiert werden. Das Transportmodell UrQMD und die Simulationspakete Pluto und GEANT werden zur Simulation der Daten verwendet. Der Fokus der Datenuntersuchung liegt auf der Dileptonenproduktion, wozu HADES speziell die Detektorkomponenten RICH und PreShower zur Leptonenidentifikation bereit stellt. Besonderes Interesse an Leptonen besteht aufgrund der nicht vorhandenen Kopplung an die starke Wechselwirkung und somit wenig vorhandenen Wechselwirkungen mit dem umgebenden Medium. Dileptonenquellen im HADES Energiebereich sind neben Gammakonversion, Dalitz und direkte Zerfälle von Mesonen, oder auch Dalitz Zerfälle von Baryonischen Resonanzen. Eine Herausforderung bei der Analyse stellt die noch nicht untersuchte Größe des Kollisionssystems dar. Für die zu handhabenden hohen Multiplizitäten soll erstmals der RPC Detektor für eine Strahlzeit verwendet werden.

Bei der angestrebten Dileptonenrekonstruktion stellt der hadronische Untergrund ein Problem dar, weswegen die Anstrengung bei der Analyse auf dessen Reduktion, durch geeignete Schnitte an den gemessenen Observablen, liegt. Die Simulation bietet zur Ergebniskontrolle zusätzliche Parameter an.

Anhand der identifizierten Leptonen kann durch Kombination von Informationen der Teilchenidentifikation die Invariante Masse des zerfallenden Mutterteilchens konstruiert werden. Dabei entsteht jedoch auch korrelierter, sowie unkorrelierter e^+e^- Untergrund, welcher durch stark reduzierten hadronischen Untergrund und weitere Schnitte an Observablen reduziert werden kann. Ziel ist die Erzeugung eines Invariante Masse Signals von den zerfallenden Mesonen und Baryonischen Resonanzen, woraus in Zukunft Informationen über Effekte in heißer, dichter hadronischer Materie und deren Zustand selbst gewonnen werden können. Die durchgeführte Analyse dient zum Testen der Datenverarbeitung, Aufdecken eventueller Problematiken und vor allem zur Entwicklung einer geeigneten Analysestrategie.

Abstract

The HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) experiment at GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung provides a basis for research of elementary and also heavy-ion-collisions. After Ar+KCl at 1.76 GeV/u, a Au+Au beamtime at 1.25 GeV/u is planned as next collision system.

For preparation, the new collision system shall be analyzed with the help of simulated data. The transport model UrQMD and the simulation packages Pluto and GEANT are used for simulations. Focus of the data analysis is on the Dilepton production. HADES provides the detector component, RICH and PreShower for excellent electron identification. Particular interest on leptons is based on the fact leptons do not undergo strong interactions and interact with surrounding medium only electromagnetically. Dilepton sources at the HADES energy regime are besides photon conversion, Dalitz and direct decays of mesons, or also Dalitz decays of baryonic resonances. A challenge of the analysis is to suppress the hadronic background and to develop a strategy for reduction of the combinatorial background. For the high multiplicities the new RPC detector, will be used for the first time.

At the aspired Dilepton reconstruction a hadronic background creates problems. Therefore the analysis is focused on reduction, by specific cuts on measured parameters. The invariant mass can be reconstructed by combination of identified leptons. Though a correlated and uncorrelated e^+e^- background is also created, which is smaller if hadronic background is strongly reduced and can be decreased by cuts on additional kinematic parameters. The aim is to reconstruct an invariant mass signal, which can be used for further analysis and understanding of the medium effects. The aim of the analysis is to test the data handling, detection of possible problems and mainly for development of a specific analysis strategy.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
------------------------------	------------

Tabellenverzeichnis	X
----------------------------	----------

1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Schwerionenkollisionen	2
1.3 QCD Phasendiagramm	4
1.4 Hadronische Materie	6
1.5 Ursprung von Dileptonen	7
1.6 Vorangegangene Experimente zur Dileptonenproduktion	8
2 HADES-Spektrometer	10
2.1 Start und VETO Detektor	11
2.2 Ringabbildender Cherenkov Detektor	11
2.3 Das HADES Tracking System	13
2.3.1 Multi-wire drift chambers	13
2.3.2 Magnet	14
2.4 Multiplizitäts und Elektronen Anordnung	15
2.4.1 Resistive Plate Chamber	16
2.4.2 Flugzeitmessung	17
2.4.3 PreShower Detektor	17
2.5 Datenaufnahme und das Triggersystem	18
2.6 Spurrekonstruktion	19
3 Simulation	21
3.1 UrQMD Modell	21
3.2 Pluto Event Generator	22
3.3 GEANT	23
3.4 Anwendung auf Au+Au Kollision	24

4 Analyse	25
4.1 Spurselektion	26
4.1.1 Spurqualitätsbedingungen	26
4.1.2 Selektionskriterien für RICH Observablen	27
4.1.3 META Match Qualität	28
4.1.4 MDC dE/dx Selektion	30
4.1.5 Räumliche RICH-MDC Korrelation	32
4.1.6 Geschwindigkeits Bedingung	35
4.1.7 Ergebnis	38
4.2 Identifikationsselektion	41
4.2.1 Räumliche RICH-MDC Korrelation	41
4.2.2 Geschwindigkeits Bedingung	42
4.2.3 Selektion anhand elektromagnetischer Shower Informa- tionen	47
4.2.4 Zusätzliche leichte Selektionen	48
4.2.5 Ergebnis	50
4.3 Gesamtergebnis	52
5 Invariante Masse	54
5.1 Erzeugung des Massenspektrums	54
5.2 Relevante Observablen	55
5.3 Einschränkungen zur Omegaidentifikation	58
6 Fazit und Ausblick	60
Literaturverzeichnis	62

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung des Stossparameters.	2
1.2	Phasendiagramm der QCD mit kritischem Punkt.	4
1.3	Standardmodell der Teilchenphysik.	6
1.4	Massen des Protons und seiner Bestandteile.	6
1.5	Spektrum der Vektormesonen.	7
2.1	Aufbau des HADES Spektrometers	10
2.2	Start Detektor	11
2.3	Seitlicher Blick auf den Aufbau des RICH Detektors.	12
2.4	Front Ansicht des RICH Detektors.	12
2.5	MDC-Ebene während des Einbaus.	13
2.6	Ausrichtung der Drahtebenen in den einzelnen Kammern.	14
2.7	Signalkonstruktion anhand der Informationen der Einzeldrähte.	14
2.8	Magnet während des Einbaus.	15
2.9	Spalten- und Reihenstruktur einer RPC Kammer.	16
2.10	TOF-Element eines Sektors, während des Einbaus.	17
2.11	Funktionsweise des PreShower Detektors.	18
2.12	Spurrekonstruktion mit der dazugehörigen Ebenenstruktur.	19
3.1	Simulation einer U-U Kollision.	21
3.2	Seitlicher Blick auf den Detektor.	23
4.1	Schematischer Darstellung des Analyseablaufs.	25
4.2	Geschwindigkeits Verteilung ohne RICH Auswahlbedingung.	27
4.3	Geschwindigkeits Verteilung mit RICH Auswahlbedingung.	27
4.4	ACNP Verteilung vor der Einschränkung.	28
4.5	ACNP Verteilung nach der Einschränkung.	28
4.6	METAMatchQa Verteilung für Hadronen ohne Grenzwert.	29
4.7	METAMatchQa Verteilung für Leptonen ohne Grenzwert.	29
4.8	METAMatchQa Verteilung für Hadronen mit Grenzwert bei 4.	29
4.9	METAMatchQa Verteilung für Leptonen mit Grenzwert bei 4.	29

4.10	MDC dE/dx Verteilung ohne Einschränkung.	31
4.11	MDC dE/dx Verteilung mit einem Grenzwert bei 2,15.	31
4.12	MDC dE/dx Verteilung mit einem Grenzwert bei 2,5.	31
4.13	MDC dE/dx Verteilung mit Einschränkungen an beiden Seiten.	31
4.14	RICHQa Verteilung ohne Grenzwert.	32
4.15	RICHQa Verteilung mit Grenzwert bei 1,85.	32
4.16	$\Delta\Theta$ Verteilung für RICHQa $\geq 1,85$ im TOF System.	34
4.17	$\Delta\Theta$ Verteilung für RICHQa $< 1,85$ im TOF System.	34
4.18	$\Delta\Phi$ Verteilung für RICHQa $\geq 1,85$ im TOF System.	34
4.19	$\Delta\Phi$ Verteilung für RICHQa $< 1,85$ im TOF System.	34
4.20	Geschwindigkeits - p x q Verteilung vor der Selektion.	35
4.21	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Hadronen vor der Selektion.	36
4.22	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Leptonen vor der Selektion.	36
4.23	Geschwindigkeits - p x q Verteilung vor der Selektion.	37
4.24	Geschwindigkeits - p x q Verteilung nach der Selektion.	37
4.25	Geschwindigkeits - p x q Verteilung vor der Selektion für TOF.	37
4.26	Geschwindigkeits - p x q Verteilung vor der Selektion für RPC.	37
4.27	Impulsverteilung nach der Spurselektion.	40
4.28	Verhältnis der Impulsverteilung von Hadronen und Leptonen.	40
4.29	Impulsverteilung der Hadronen nach der Spurselektion.	41
4.30	Impulsverteilung der Leptonen nach der Spurselektion.	41
4.31	RICHQa Verteilung vor der Eingrenzung.	42
4.32	RICHQa Verteilung nach der grafischen Eingrenzung.	42
4.33	Geschwindigkeits Verteilung der verschiedenen Impulsbereiche.	43
4.34	Theoretischer Anteil einer Normalverteilung im Intervall 1-3 σ um den Mittelwert.	44
4.35	Impulsverteilung der Hadronen bei unterschiedlichem Sigma.	45
4.36	Impulsverteilung der Leptonen bei unterschiedlichem Sigma.	45
4.37	Geschwindigkeits - p x q Verteilung vor der Selektion.	45
4.38	Geschwindigkeits - p x q Verteilung nach der Selektion.	45
4.39	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Hadronen vor der Selektion.	46
4.40	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Hadronen nach der Selektion.	46

4.41	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Leptonen vor der Selektion.	46
4.42	Geschwindigkeits - p x q Verteilung der Leptonen nach der Selektion.	46
4.43	PreShower Verteilung vor der Selektion.	47
4.44	PreShower Verteilung nach der Selektion.	48
4.45	PreShower Verteilung des Verhältnisses nach der Selektion.	48
4.46	PreShower Verteilung der Hadronen nach der Selektion.	48
4.47	PreShower Verteilung der Leptonen nach der Selektion.	48
4.48	RICH Ring Centroid Verteilung für Hadronen.	50
4.49	RICH Ring Centroid Verteilung für Leptonen.	50
4.50	Impulsverteilung nach den einzelnen Identifikationsselektionschritten.	51
4.51	Verhältnis nach den selektionschritten.	51
4.52	Impulsverteilung der Hadronen nach den selektionschritten.	51
4.53	Impulsverteilung der Leptonen nach den selektionschritten.	51
4.54	Impulsverteilungen nach den Einschränkungen.	51
4.55	Anzahl positiv und negativ geladener Leptonen pro Ereignis.	52
4.56	Verhältnis positiv/negativ geladenen Leptonen.	52
5.1	Unkorrelierter Untergrund.	56
5.2	Korrelierter Untergrund	56
5.3	Öffnungswinkelverteilung für Signal (orange), π^0 (rot), η (blau)	56
5.4	Verteilung der nächsten Nachbarn.	57
5.5	Pt Verteilung für Signal (orange), π^0 (rot), η (blau)	57
5.6	Invariante Masse Verteilung.	58
5.7	Vergleich des Arithmetischen mit dem Geometrischen Untergrund	58
5.8	Invariante Masse Verteilung mit Bedingung Nachbar $>3^\circ$	59
5.9	Invariante Masse Verteilung mit Einschränkungen.	59

Tabellenverzeichnis

1.1	Dileptonische Zerfälle leichter Vektormesonen.	8
1.2	Strahlzeiten mit elementaren Kollisionen.	9
1.3	Strahlzeiten mit Schwerionenkollisionen.	9
4.1	Teilchenzahl für verschiedene dE/dx Selektionen.	32
4.2	Funktion des Geschwindigkeits Grenzwerts.	36
4.3	Teilchenvergleich nach den Identifikationsselektionen.	39
4.4	Teilchenvergleich vor den Identifikationsselektionen.	39
4.5	Teilchenvergleich nach den Identifikationsselektionen.	40
4.6	Teilchenvergleich nach den Identifikationsselektionen.	40
4.7	Geschwindigkeits Funktion der Eingrenzung für das jeweilige System.	44
5.1	Verzweigungsverhältnisse für verschiedenen dileptonische Zerfälle.	55

1 Einleitung

1.1 Motivation

"Das Gegenteil einer richtigen Behauptung ist eine falsche Behauptung, aber das Gegenteil einer tiefen Wahrheit kann wieder eine tiefe Wahrheit sein."

(Niels Bohr)

Bei Erforschung der kleinsten Materiebausteine sind noch immer viele Unklarheiten vorhanden. Nach den Anfängen der Untersuchung des Atomaufbaus durch Niels Bohr, investieren Physiker im 20. Jahrhundert einen großen Aufwand in die Kernphysik. Für Untersuchungen werden große Beschleunigeranlagen mit zahlreichen Experimenten entworfen und gebaut. Ziel ist es das Verständnis der elementaren Bausteine zu verbessern und bisher noch verborgen gebliebene Wahrheiten zu entdecken. Es sind noch viele grundlegende Fragen ungeklärt. So wird nach dem Ursprung der Materie und Masse, sowie kleinsten Teilchen gesucht.

Die Urknalltheorie beschreibt die Entstehung des Universums und seiner Konstituenten. Laut der Theorie entstand die Baryonische Materie $\approx 10 \cdot 10^{-6} s$ nach dem Urknall. Als Baryonische Materie werden die Teilchen, aus denen sich Atome zusammensetzen, bezeichnet. Das Wechselwirken der Baryonischen Materie steht im Vordergrund und wird durch die Quantenchromodynamik(QCD) beschrieben. Die QCD ist die Theorie der starken Wechselwirkung und beschreibt die Effekte der nur sehr kurzreichweitigen Kraft. Experimentelle Untersuchungen werden anhand von Schwerionenkollision durchgeführt, wobei mit Hilfe hoher Dichten und hoher Temperaturen der Materie, zum Beispiel Eigenschaften wie effektive Massen, Zerfallsbreiten und elektromagnetische Wirkungsquerschnitte untersucht werden.

Das für diese Ausarbeitung relevante HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) Experiment befindet sich an dem GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt. HADES ist eine Kollaboration von 22

Instituten aus 9 europäischen Ländern, die die Untersuchung der Vektormeson Massen-Verteilung, sowie die Untersuchung der Dileptonenproduktion und den damit verbundenen Hadronenstrukturen, als Ziel hat. Da durch Zerfälle entstehende Dileptonen nahezu unbeeinflusst Information aus dem Reaktionszentrum liefern, sind sie zur Untersuchung der Kollisionen sehr interessant.

1.2 Schwerionenkollisionen

Bei Schwerionenkollisionen treten extreme und exotische Materiezustände auf. Bei Au+Au Kollisionen mit Energien von 2 bis 10 GeV/u tritt eine um den Faktor ≈ 5 erhöhte Dichte, sowie Temperaturen von 50 bis 100 MeV auf.

Die Stärke und Anzahl der Wechselwirkungen ist von der Zentralität der Kollision abhängig. Häufig weichen die Schwerpunkte zweier kollidierender Teilchen um einige fm voneinander ab (s. Abb. 1.1), sodass nicht alle Nukleonen an der Kollision beteiligt sind. Nukleonen außerhalb der Überlappungszone werden als Beobachter bezeichnet

und der Abstand beider Kernschwerpunkte wird als Stoßparameter bezeichnet. Der Stoßparameter ist eine wichtige Observable um interessante Ereignisse heraus zu filtern. Da er jedoch nicht einfach gemessen werden

kann muss er anhand der Teilchenmultiplizitäten berechnet werden¹. Die Wichtigkeit der Größe ist schon lange bekannt, da sie schon bei ersten Streuexperimenten von Rutherford berücksichtigt werden musste.

Für solche Streuexperimente mit einem dünnen Target, kann die Reaktionsrate mit Hilfe von Wirkungsquerschnitten vorhergesagt werden. Dabei gelten die Annahmen, dass die Anzahl der Wechselwirkungen abhängig von der Anzahl der ankommenden Teilchen, der Dicke und Dichte des Targets ist.

$$\sigma(\text{cm}^2) \equiv \frac{N_{\text{events}} A}{N_{\text{incident}} \rho x N_{\text{Avogadro}}}$$

$A = \text{Ordnungszahl des Targets}$, $\rho = \text{Dichte [g/cm}^3\text{]}$, $x = \text{Dicke}$

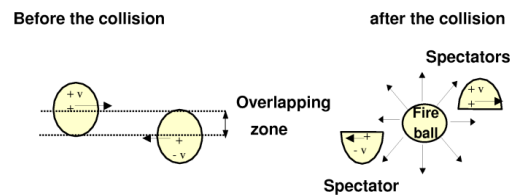


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung des Stoßparameters.

¹Genauer wird der Vorgang in Abschnitt 2.5 auf Seite 18 behandelt

Der Wirkungsquerschnitt beschreibt die Reaktion von harten Stößen ohne zusätzliche komplexe Effekte. Der Wirkungsquerschnitt kann zudem auch in mehrere, der Kollisionsart entsprechenden, Komponenten unterteilt werden. Eine weitere Form ist im Gegensatz zum beschriebenen Totalen Wirkungsquerschnitt, der Differenzielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$. Dabei wird nicht der Gesamte Winkelbereich abgedeckt, sondern nur ein kleiner Teil betrachtet. Die beschriebenen Konstrukte sind nur grobe Näherungen von den vorherrschenden Stößen. Für die Verwendung zur Simulation von Kollisionen sind spezifischere Formeln nötig, um relevante Effekte, die zum Beispiel von der Energie abhängen können, einzubeziehen.

Für die Energien bei Kollisionen gibt es zudem mehrere Darstellungsvarianten. Die Strahlenergie wird meistens in eV/u angegeben. Diese Darstellung ist für Fixed Target Experimente gebräuchlich. Aus der Strahlenergie kann, anhand der Viererimpulse $\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}$ der Kollisionspartner, die Schwerpunktsenergie berechnet werden. Bei Collider-Experimenten ist diese Darstellung gebräuchlich, da sie bei höheren Energien kompakter ist.

$$\text{Schwerpunktsenergie } \sqrt{s} = \sqrt{2mE} \rightarrow \sqrt{s} \propto \sqrt{E}$$

$$\text{Schwerpunktsenergie Collider } \sqrt{s} \propto 2E$$

Zur anschaulichen Beschreibung wird der Ablauf der Schwerionenkollisionen in drei Phasen unterteilt die im Bild 3.1 auf Seite 21 betrachtet werden können. In der ersten Phase bewegen sich die Schwerionen aufeinander zu und kollidieren miteinander. Direkt nach dem Aufeinandertreffen entsteht eine Phase extrem heißer komprimierter Materie, welche als „Fireball“ bezeichnet wird und ein nur sehr kurzlebiger Zustand, mit Lebensdauern von $\tau < 10$ fm/c, ist. Der Zustand breitet sich isometrisch aus und die Verteilung wird durch eine Maxwell Boltzmann Funktion beschrieben. Für höhere Energien sinkt die Zeit in der der Fireball existiert, während dessen Dichte und Temperatur zunimmt. In der drauf folgenden Phase breiten sich die Teilchen des Fireballs weiter aus, was als „Freeze out“ bezeichnet wird.

Auf Teilchen wirkende Effekte ebenfalls in drei Phasen unterteilt und den entsprechenden Kollisionsphasen zugeordnet. Unter „Initial State Effekte“ werden die Effekte der ersten Phase zusammen gefasst. Dabei kann sich die Quark Gluon Verteilung ändern oder eine Veränderung durch Streuung eines Quarks

oder Gluons auftreten. Interessante Effekte sind die „Medium Effekte“, die durch Wechselwirkung mit dem umgebenden Medium in der Fireball Phase auftreten, da sie Informationen über den Materiezustand mitteilen. In der Freeze out Phase finden die „Final State Effekte“ statt.

Ziel ist es, die Dynamik der Reaktion zu verstehen und ein Modell zu entwickeln, um die relevanten Teilcheninformationen und durch Wechselwirkung mit der Materie entstehende Effekte extrahieren zu können. Experimentell kann aufgrund der kurzen Existenz des Fireballs, jedoch nur die Freeze out Phase untersucht werden. Zur Analyse der Medium Effekte müssen aber auch die Initial State und Final State Effekte untersucht werden, um durch deren Subtraktion die reinen Medium Effekte zu erhalten.

1.3 QCD Phasendiagramm

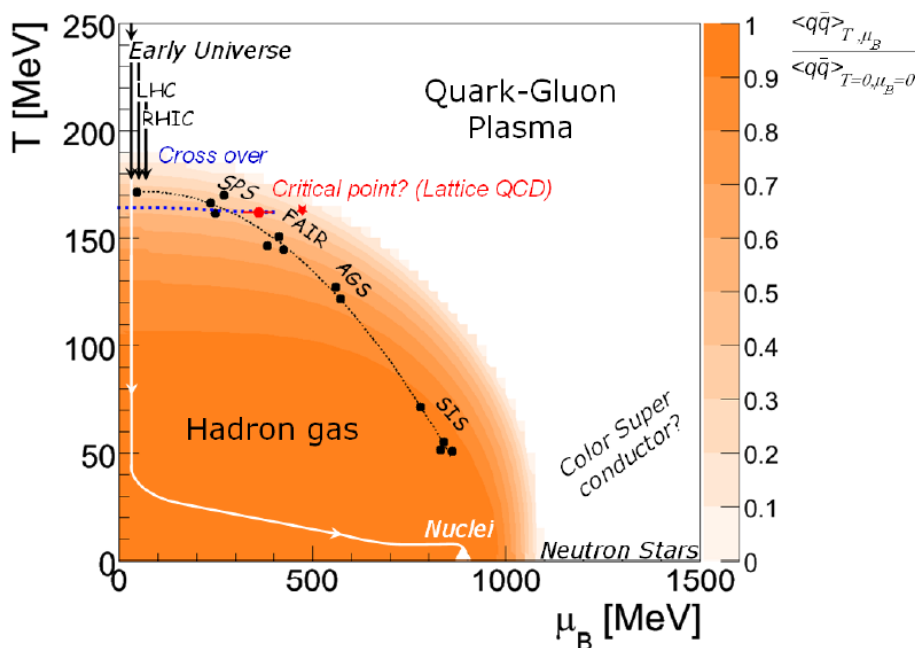


Abbildung 1.2: Phasendiagramm der QCD mit kritischem Punkt (rot), existierenden Experimenten (schwarz) und Entstehung der Materie (weiß).

In der QCD werden die Zustände der Hadronen anhand des QCD Phasendiagramms 1.2 beschrieben. Die Phasen sind abhängig von dem baryon-chemischen Potential und der Temperatur. Die auf der Erde vorherrschende feste Materieform, tritt bei sehr niedrigen Temperaturen im μ_B Bereich von etwa 900 MeV

auf. Bei höheren Temperaturen und niedrigeren Dichten ist, an Stelle von gebundenen Zuständen, nur eine gasförmige Phase von Hadronen vorzufinden. Bei noch größeren Temperaturen, findet ein „cross over“ zum Quark-Gluon Plasma statt. Diese Region beschreibt eine Phase, in der Quarks nicht mehr gebunden sind, sondern genauso wie die Gluonen, welche die Übertragungsteilchen der starken Kraft sind, frei beweglich auftreten. In der Region niedriger Dichten und hoher Temperaturen von 150 - 200 MeV wird der Zustand des frühen Universums vermutet.

Besonderes Interesse ruft der Übergang von hadronischer Materie zum Quark Gluon Plasma hervor. Der Übergang im Bereich hoher μ_B entspricht einem Phasenübergang erster Ordnung. Zudem befindet sich in der Region bei 400 MeV ein kritischer Punkt. Es gibt viele Experimente die verschiedene Phasen am QCD Phasen Diagramm untersuchen. Der Large Hadron Collider (LHC) am CERN, erzeugt Zustände des frühen Universums, bei hoher Energie und niedriger Dichte. Der Fokus liegt im Bereich sehr hoher Temperaturen bei denen bereits Quark Gluon Plasma gebildet wird.

Das HADES Experiment befindet sich bei hohen Dichten und niedrigen Energien in der Nähe der Grenze des Phasenübergangs. In diesem Bereich tritt noch kein Quark Gluon Plasma auf, sondern es wird ein Mischzustand vermutet bei dem nicht nur die bekannten Hadronen auftreten, sondern ebenfalls größerer gebundene Konstrukte aus 6 Quarks und Gluonen oder sogar noch größere Konstrukte existieren. Dieser Zustand wird als Quarkyonische Materie bezeichnet. Wichtig bei der experimentellen Untersuchung ist eine Reduktion unerwünschter Untergrund Einflüsse. Daher wird bei HADES die Untersuchung via Leptonen angestrebt die Information nahezu unbeeinflusst nach außen zu tragen.

1.4 Hadronische Materie

In der Phase fester Materie sind Hadronen die dominanten Objekte. Zusammengesetzt aus Quarks bilden sie wiederum als Ansammlung von bis zu mehreren Hundert Hadronen schwere Atomen. Die Gesamtmasse von Hadronen entspricht 99,9% der gesamten sichtbaren Masse des Universums. Hadronen unterliegen der starken Wechselwirkung wodurch Atomgebilde entstehen.

Die Quarks sind im Standardmodell in Abbildung 1.3 integriert. Es gibt 6 Quarks die in drei Generationen mit zunehmenden Massen angeordnet sind. Das sogenannte „confinement“² verbietet das freie Auftreten von Quarks. Hadronische Materie unterliegen bei der Zusammensetzung der Bedingung, dass sie farbneutral sein müssen. Daher binden sich bei Baryonen drei Quarks, so dass sie ihre Farben ausgleichen und daher farbneutral sind. Bei Mesonen ist dies aufgrund der Kombination von Quark und Antiquark möglich, deren Farben sich ebenfalls neutralisieren.

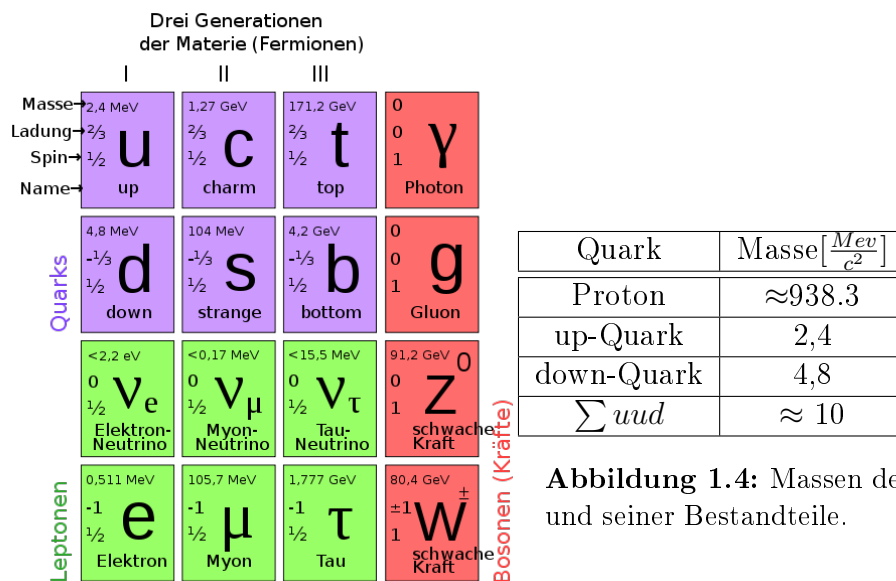


Abbildung 1.4: Massen des Protons und seiner Bestandteile.

Abbildung 1.3: Standardmodell der Teilchenphysik mit Quarks (lila), Leptonen (grün) und Wechselwirkungsteilchen der Kräfte (rot).

Baryonen sind zudem tendenziell schwerer als Mesonen, da sie aus mehr Quarks bestehen. Jedoch entspricht die Sortierung nach Entdeckung vieler neuer Mesonen aus schwereren Quarks nicht immer dieser Tendenz.

²Genaue Erklärung sind in der Vorlesung KP2 [Appelshäuser](#) zu finden.

Bei Betrachtung der Massen von Hadronen fällt auf, dass sie nicht der Summe der Konstituentenmassen entsprechen. (s. Abb. 1.4) Bei Berechnung der Protonenmasse $m_p \approx 938 \frac{MeV}{c^2}$ fällt auf, dass m_p die Masse der Quark-Bausteine um ein vielfaches übersteigt.

Daher liegt es im Interesse den Ursprung der Massen zu erkunden. Es tritt zudem noch die interessante Frage auf ob Mesonen durch Materie beeinflusst werden.

1.5 Ursprung von Dileptonen

Dileptonen bezeichnen ein Paar aus einem Lepton und einem Antilepton. Als Leptonen werden elementare Teilchen zusammengefasst, die nicht an die starke Wechselwirkung koppeln. Die Unterteilung der 6 Leptonen und ihrer 6 Antiteilchen geschieht ebenfalls wie bei den Quarks nach Generationen. Dileptonen entstehen aus Zerfällen von Vektormesonen. (s. Tabelle 1.1)

Die Zerfälle sind anhand von Feynman Diagrammen zu beschreiben. Diese beinhalten die Ausgangsteilchen sowie die Endteilchen und durch welche Kraft die Wechselwirkung statt gefunden hat. Die Kraft wird dabei durch virtuelle Teilchen repräsentiert, die den Energie und Impulstransfer beschreiben. Ein bekanntes Beispiel dazu ist das Photon, welches das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist. Das virtuelle Photon ist bei den betrachteten Zerfällen relevant, da es im Dileptonischen Fall bei der Annihilation von e^+e^- bereit steht. Da virtuelle Photonen der Dileptonenproduktion nur eine kurze Zeit existieren können sie

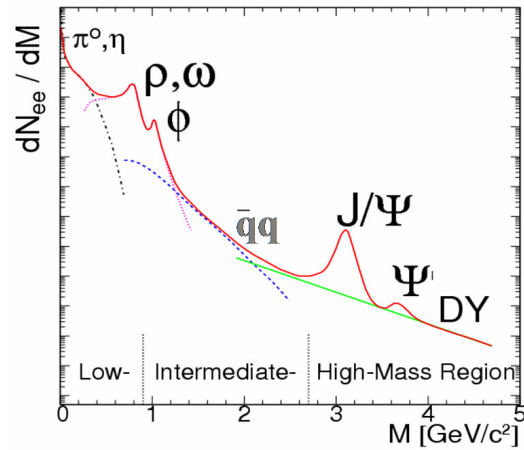


Abbildung 1.5: Spektrum der Vektormesonen.

im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ hohe Energie und somit größere Massen besitzen. Neben der Energie und Impuls, sind auch andere Erhaltungsgrößen erhalten. Zum einen besitzen Vektormesonen den Spin 1 sowie negative Parität, was ebenfalls dem Photon entspricht. Interessant sind Vektormesonen aus dem Spektrum 1.5 im niedrigen Massen-

bereich von $m \leq 1 \frac{\text{GeV}}{c^2}$. Zerfälle von langlebigen Vektormesonen sind durch ein schmales lokales Maximum in der Massenverteilung zu erkennen. Die Zerfallshäufigkeit wird von hadronischen Zerfällen um etwa 4 Größenordnungen übertroffen.

Bei HADES und einer Kollisionsenergie von 1,25 GeV/u gibt es verschiedene Quellen von Dileptonen. Hadronische Zerfälle aus Mesonen ($\pi^0, \eta, \rho^0, \omega, \phi$), die bei zwei Körper Zerfällen zu einem lokalen Maximum führen und Dalitz Zerfälle die aufgrund von drei Körpern zu einer kontinuierlichen Verteilung führen sind eine Ursache. Dileptonenproduktion aus Bremsstrahlung, die jedoch schwer zu bestimmen oder vorherzusagen ist, erklärt eine weitere Quelle. Leptonen oder deren Eltern in Form von Photonen wechselwirken nur schwach und elektromagnetisch, nicht jedoch durch die starke Wechselwirkung. Diese Eigenschaft macht die Dileptonen für experimentelle Untersuchungen interessant. Denn bei Reaktion sind die Medium Effekte die interessantesten Kollisionsergebnisse zur Materieuntersuchung. Da Leptonen nicht stark wechselwirken, sind sie sensitiv aufs Medium in der heißen Phase, aber werden nur wenig durch Final State Effekte beeinflusst.

Vektormeson	Masse $\frac{\text{MeV}}{c^2}$	Dileptonischer Zerfall	Verzweigungsverhältnis
ρ^0	770	$\rho \rightarrow e^+e^-$	$4,71 \pm 0,05 \cdot 10^{-5}$
ω	782	$\omega \rightarrow e^+e^-$	$7,16 \pm 0,12 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1020	$\phi \rightarrow e^+e^-$	$2,97 \pm 0,04 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Dileptonische Zerfälle leichter Vektormesonen.

1.6 Vorangegangene Experimente zur Dileptonenproduktion

Die Dileptonenproduktion wurde schon zuvor an zahlreichen Experimenten untersucht. Elementare Proton Kollisionen wurden am Experiment E325 am KEK Beschleuniger bei 12 GeV untersucht.³ Weitere elementare Kollisionen wurden am CLAS Experiment am JLab bei Energien 0,6-3,8 GeV gemessen. Messungen zu Schwerionenkollisionen wurden am CERN SPS Beschleuniger

³Weitere Informationen zu relevanten früheren Experimenten sind bei [Galatyuk \[2009\]](#) zu finden.

durchgeführt. CERES/HELIOS und NA60 führten die Messungen im Energiebereich von 40-158 GeV/u durch.

Ein für HADES interessantes Experiment ist das DLS Experiment am Bevalac, welches neben dem gleichen Energiebereich auch identische Stoßsysteme wie HADES untersucht hat. Vorangegangene Strahlzeiten am HADES Experiment dienten zur Untersuchung von elementaren Kollisionen und Schwerionenkollisionen. Der Schwerpunkt der Dielektronenrekonstruktion liegt dabei nicht bei den elementaren Reaktion, sondern bei den Schwerionenkollisionen. Dazu zählen C+C bei 1 GeV/u und 2 GeV/u sowie Ar+KCl bei 1,76 GeV/u. Elementare Reaktionen von p+p und p+n bei 1,25 GeV dienen zum besseren Verständnis der Schwerionenkollisionen. Der Fokus liegt dabei auf der Bremsstrahlungskomponente der Dileptonenproduktion.

Die geplante Au+Au Strahlzeit bei 1,25 GeV/u wird das größte untersuchte System sein. Aufgrund der hohen Nukleonenzahl von 197 ist insgesamt eine höhere Energie als bei den vorangegangenen Experimenten vorzufinden, wodurch neue, bei HADES noch nicht beobachtete, Erscheinungen auftreten können.

KollionsSystem	Energie[GeV/u]
n+p	1,25
p+p	1,25
p+p	2,2
p+p	3,5
p+Nb	3,5

Tabelle 1.2: Strahlzeiten mit elementaren Kollisionen.

KollionsSystem	Energie[GeV/u]
C+C	1
C+C	2
Ar+KCl	1,76

Tabelle 1.3: Strahlzeiten mit Schwerionenkollisionen.

2 HADES-Spektrometer

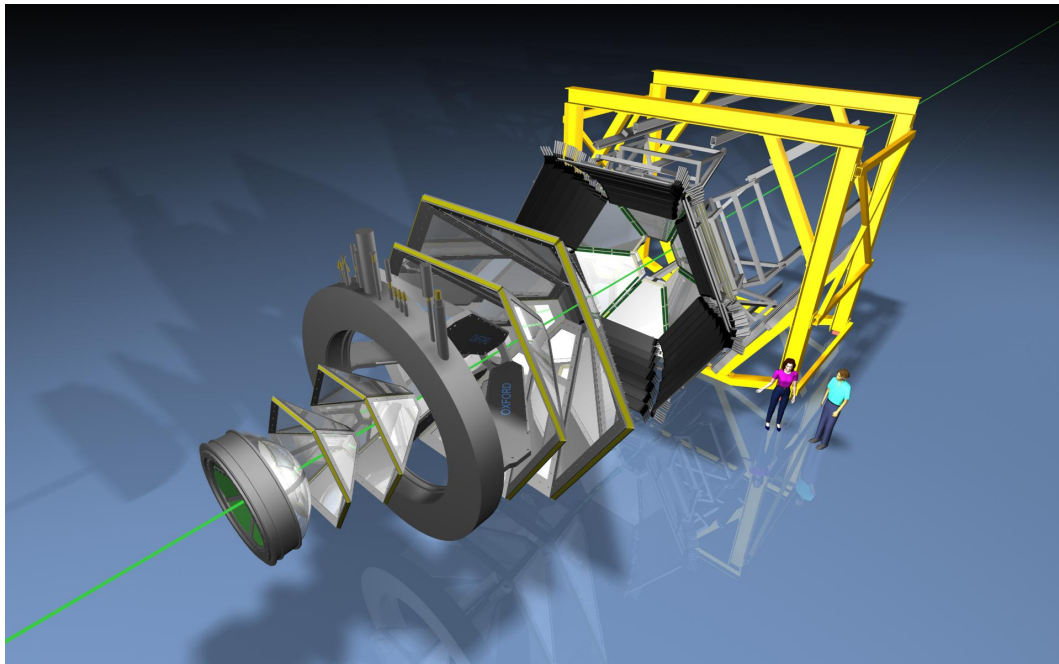


Abbildung 2.1: Aufbau des HADES Spektrometers

HADES ist ein hochauflösendes Spektrometer am SIS 18 (Schwerionensynchrotron). Es dient hauptsächlich zur Untersuchung von dileptonischen Zerfällen, welche bei den untersuchten Fixed Target Schwerionenkollisionen (z.B. Au+Au) auftreten. Komponenten wie RICH oder META Detektor sind dabei auf Dileptonen spezialisiert, um relevante Ereignisse herauszufiltern. Um seltene Proben nachzuweisen wird eine hohe Akzeptanz und die Möglichkeit zur Verarbeitung hoher Raten benötigt. Die hohen Multiplizitäten bei schweren Systemen müssen ebenfalls verarbeitet werden können. Das Spektrometer besteht aus 6 Sektoren die nahezu einen Azimutwinkel von 360° abdecken. Der Polarwinkel Θ deckt einen Bereich von 18° bis 85° ab.

2.1 Start und VETO Detektor

Beide Detektoren bestehen aus 8 Diamantstreifen. Sie sind Oktogonal geformt und nur $100 \mu\text{m}$ dick, um viele Wechselwirkungen und Reaktionen mit dem Strahl zu vermeiden. Die maximalen Aussenabmessungen betragen $25 \times 15 \text{ mm}^2$. Vor dem Target ist in einem Abstand von 5 cm der Start Detektor platziert und legt den Startzeitpunkt für die Flugzeitmessung fest.

Hinter dem Target ist der Veto Detektor in einem Abstand von 40 cm lokalisiert. Mit ihm lassen sich Ereignisse ohne Reaktion zu 96,5% ausschließen. Das von beiden Detektoren umgebene Ziel besteht aus 15 dünnen Goldfolien, die mit einem Abstand von fast 4 mm voneinander getrennt sind.



Abbildung 2.2: Start Detektor

2.2 Ringabbildender Cherenkov Detektor

Der RICH (Ring Imaging Cherenkov Detektor) Detektor besteht aus einem mit C_4F_{10} -Gasgemisch gefüllten Radiator mit einem Durchmesser von 1,50 m, dessen innere Kugelfläche mit einem mit VUV (vacuum ultraviolett) Spiegel beschichtet ist. Dieser bietet hohe Reflektionsraten im UV-Bereich von $150 \text{ nm} < \lambda < 250 \text{ nm}$.

Das durch Elektronen ausgesandte und vom Spiegel reflektierte Licht wird von einem Photonendetektor aufgezeichnet. Dieser ist durch ein CaF_2 Fenster vom Radiatorvolumen abgetrennt und besteht aus drei Drahtebenen in einer CH_4 Gas Umgebung. Die eintreffenden Photonen werden in Photoelektroden zu freien Elektronen konvertiert und können somit registriert werden.

Die Konversion in der Kammer ist sensitiv im UV Bereich und auch der Durchlass des Fensters ist auf den UV Bereich optimiert. Zur Ortsidentifikation stehen ≈ 30000 Pads bereit, dessen Größe von $7 \times 6.6 \text{ mm}^2$ bis $4 \times 6.6 \text{ mm}^2$ variiert, um die Verzerrung durch Reflektion des gekrümmten Spiegels auszugleichen. Das Funktionsprinzip basiert auf dem Cherenkov Effekt, bei dem Elektronen, deren Geschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit von elektroma-

gnetischen Wellen in dem entsprechenden Medium ist, Photonen aussenden, welche wiederum durch Detektion zur Leptonenidentifikation führen. Da Hadronen eine größere Masse besitzen und sich daher langsamer bewegen senden sie keine Photonen aus und RICH ist somit hadronenblind. Deswegen kann der Detektor Hadronen von Leptonen unterscheiden.

Der Ort wird durch Konstruktion eines Ringes, aus vielen einzelnen Treffern, bestimmt. Nach der Kalibrierung der einzelnen gefeuerten Pads im RICH beginnt die Suche nach Ringen. Die Höhe des Musternmatrix Wertes sagt etwas über die Qualität des Treffers aus und wie wahrscheinlich ein Ringtreffer war. Aus der Ansammlung aller naheliegenden Treffer wird versucht ein Ring zu bilden. Ein weiterer Ansatz ist die Hough Transformation. Drei Treffer werden zufällig zu einem Ring kombiniert, woraus ein Ringzentrum bestimmt werden kann. Wenn beide Verfahren bei der Ringfindung übereinstimmen, wird dies als Treffer gewertet. Die Schwellen der gemessen Observablen des RICH dürfen nicht zu niedrig gewählt werden, da sonst bei Ringbestimmung durch Rauschen entstehende Treffer das Ergebnis dominieren würden.

Bei der Photoelektronendetektion wird mit der Konstruktion eine Effizienz von 95% erreicht. Durch konstruierte Ringe kann RICH Leptonen identifizieren und somit zur Dileptonenidentifikation verwendet werden.

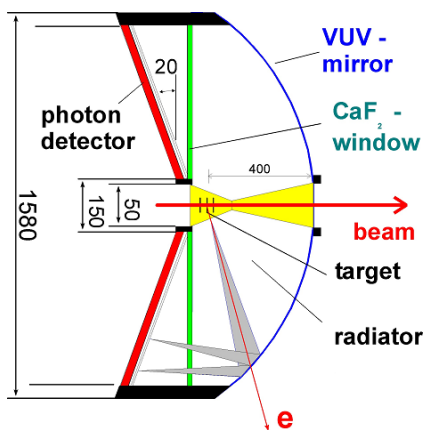
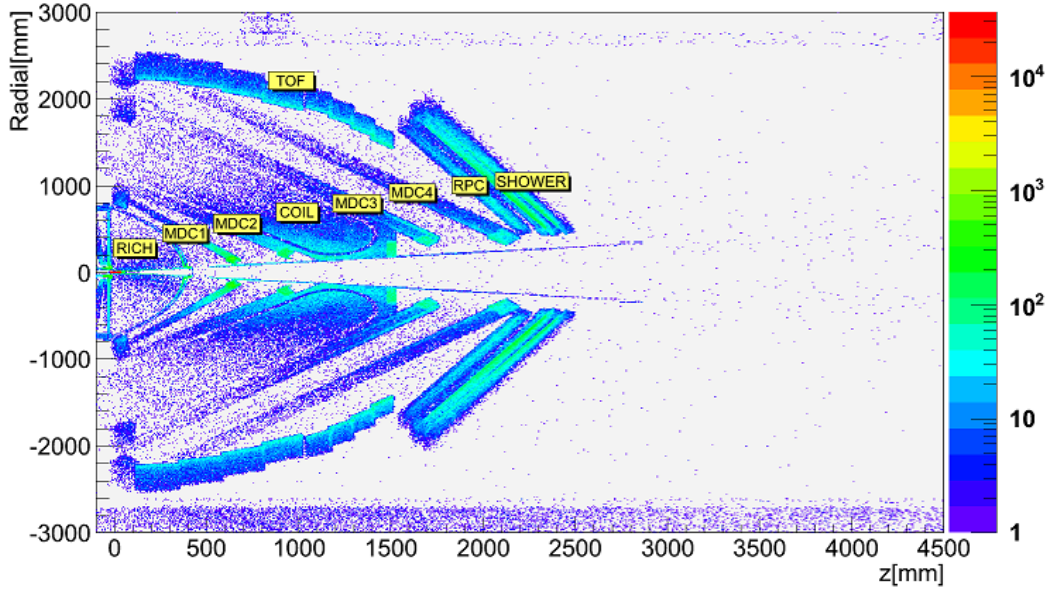


Abbildung 2.3: Seitlicher Blick auf den Aufbau des RICH Detektors.



Abbildung 2.4: Front Ansicht des RICH Detektors.

2.3 Das HADES Tracking System



Radial-Plot des HADES Spektrometers. Sichtbar sind neben den restlichen Komponenten die für das Tracking relevanten MDC-Ebenen, sowie der dazwischen platzierte supraleitende Magnet.

2.3.1 Multi-wire drift chambers

Die Impulsbestimmung von HADES wird mit Hilfe der MDC (Multiwire Drift Chambers) durchgeführt. Dazu stehen 4 Kammerebenen mit jeweils 6 trapezförmigen Kammern zu Verfügung. Ebene 1 und 2 werden als innere Kammern zusammengefasst, welche die Treffer vor dem Magnetfeld registrieren, während die äußeren Ebenen 3 und 4 hinter dem Magnetfeld montiert sind. Die Größe beträgt bei den inneren Kammern $88 \times 80 \text{ cm}^2$ und bis zu $280 \times 230 \text{ cm}^2$ bei den äußeren Kammern. Auch die Zellengröße im inneren der Kammern ist unterschiedlich und steigt von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ bis zu $14 \times 10 \text{ mm}^2$ um eine gleichmäßige Granularität zu ermöglichen. Im Inneren besteht jede Kammer aus 6 Drahtebenen, die wie in Bild 2.6 unterschiedliche Drehwinkel relativ zum Detektor besitzen. Dadurch soll durch

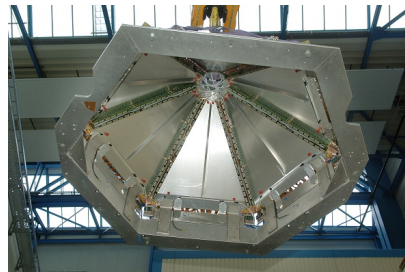


Abbildung 2.5: MDC-Ebene während des Einbaus.

5x5 mm² bis zu 14x10 mm² um eine gleichmäßige Granularität zu ermöglichen. Im Inneren besteht jede Kammer aus 6 Drahtebenen, die wie in Bild 2.6 unterschiedliche Drehwinkel relativ zum Detektor besitzen. Dadurch soll durch

mehrfache Signal Registrierung eine genauere Ortsbestimmung erzielt werden. (s. Abb. 2.7) Das innere Volumen ist mit einem Argon Isobutan Gemisch oder auch $ArCO_2$ gefüllt.

Die Ausleseelektronik befindet sich zudem ebenfalls direkt an der Kammer. Sie muss jedoch so platziert werden, dass sie sich am Rahmen der Kammer und hinter dem Magneten befindet um eine weitere Akzeptanzreduktion zu vermeiden. Für die Driftkammern ist neben einer hohen Akzeptanz eine hohe Stabilität bei kleinem Gewicht zur Vermeidung von mehrfach Streuung, thermischer Stabilität zur Vermeidung von Fehlern durch Ausdehnung, sowie eine hohe Reinheit des Zählgases, wozu die Wahl der Kunststoffe und Klebstoffe sorgfältig beachtet werden muss, erforderlich.⁴

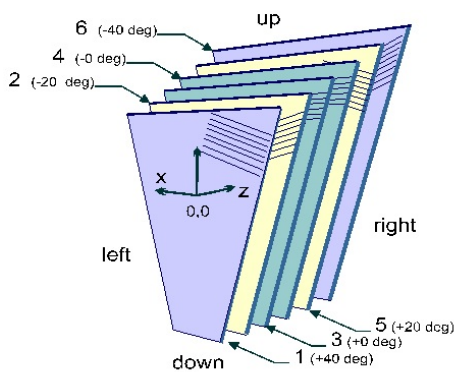


Abbildung 2.6: Ausrichtung der Drahtebenen in den einzelnen Kammern.

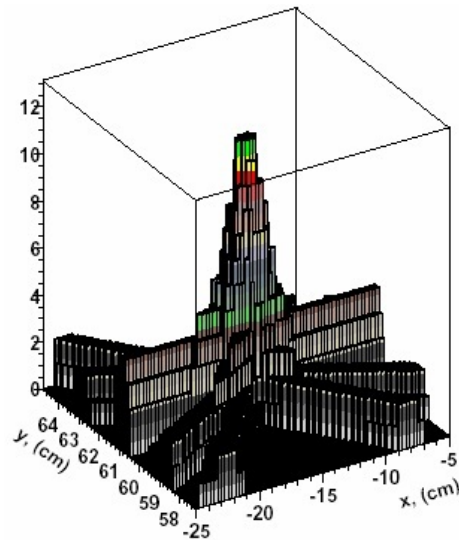


Abbildung 2.7: Signalkonstruktion anhand der Informationen der Einzeldrähte.

2.3.2 Magnet

Ilse (Iron Less Superconducting Electron Magnet) ist ein supraleitender Magnet und erzeugt das Magnetfeld zwischen den inneren und äußeren MDC Ebenen. Die Stromstärke bei maximaler Feldstärke beträgt 3665 A. Dabei wird ein Magnetfeld von bis zu 3,7 T erzeugt. Dies herrscht jedoch nur in den aus Aluminium bestehenden Spulenkästen vor. In der Mitte eines Sektors

⁴Markert [2005]

fällt die Feldstärke auf ca. 0.8 T ab. Aufgrund der hohen Stromstärken wird Supraleitung benötigt, sodass der Magnet durch flüssiges Helium, bei 4,6 K betrieben wird.

Eine weitere konstruktionsbedingte Anforderung ist ein minimaler Akzeptanzverlust, ein minimaler Akzeptanzverlust, daher sind die Spulenkästen schmal gebaut. Zudem ist die Geometrie des Magnetfeldes entscheidend, denn dies soll nur zwischen der 2. und 3. MDC Ebene vorhersehen um eine Beeinflussung der Messung, speziell aufgrund im Driftgas durch geladene Teilchen kreierte Elektronen, die auf Spiralbahnen driften würden und die Rekonstruktion deutlich erschweren würden, zu vermeiden. Im RICH Detektor führt ein zu hohes Magnetfeld zu fehlerhaften Ringabbildungen von Photonen. Auch die Zeitaufösung der Flugzeitwände kann durch hohe Felder verschlechtert werden.

Da das Magnetfeld jedoch nicht so stark eingeschränkt werden kann und eine räumliche Ausdehnung zwischen den MDC-Ebenen besitzt, kann die Ablenkung nicht durch einen einzelnen Impulsübertrag bestimmt werden. Dieser beträgt zwischen 40 MeV/c und 120 MeV/c auf geladene Teilchen, die das Magnetfeld passieren. Anhand der Treffer in den MDC Ebenen kann der Impuls der Spur rekonstruiert werden. (s. Kapitel 2.6)

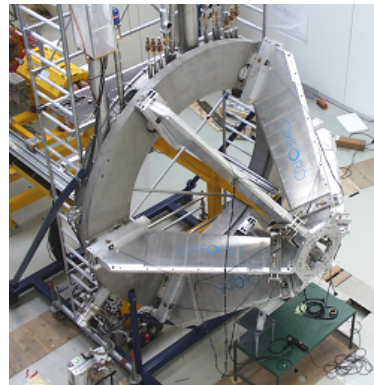


Abbildung 2.8: Magnet während des Einbaus.

2.4 Multiplizitäts und Elektronen Anordnung

Detektoren hinter der letzten MDC Ebene werden zusammenfassend als META (Multiplicity and Electron Trigger Array) bezeichnet. Dazu gehören zwei Flugzeitwände, die unterschiedliche Polarwinkelbereiche abdecken und der Pre-Shower Detektor. Diese Detektorkomponente ist wichtig zur Elektron und Positron Identifikation und somit zur Eliminierung des hadronischen Untergrunds.

Die beiden Flugzeitwände TOF und RPC werden für die Bestimmung der Flugzeit vom Start Detektor bis zur META-Komponente verwendet. Unter Verwendung des rekonstruierten Teilchenimpulses lässt sich somit die Teilchen-

art bestimmen. Desweiteren wird mit beiden Detektoren die Multiplizität von geladenen Teilchen bestimmt, wodurch die Zentralität des Stoßes bestimmt werden kann. Diese Informationen werden vom Triggersystem verwendet und analysiert um uninteressante Ereignisse auszuschließen.

2.4.1 Resistive Plate Chamber

RPC ist die Weiterentwicklung für die Flugzeitmessung im inneren Polarwinkel Bereich. Der alte TOFinio Detektor⁵ besaß zu hohe Wahrscheinlichkeiten für Doppeltreffer und ist daher für hohe Teilchenraten bei Au+Au Kollisionen nicht geeignet. Zudem besitzt TOFinio nur eine Zeitauflösung von $\sigma_\tau=400$ ps. Daher wurde der RPC Detektor, welcher den inneren Winkelbereich von 18° bis 45° abdeckt, entwickelt und in HADES integriert. Die abgedeckte Fläche von

8 m^2 besteht aus 6·1116 Elementen mit variabler Geometrie. Die Breite der Elemente beträgt 2,2 bis 5 cm und deren Länge liegt bei 12 bis 52 cm. Es gibt eine teilweise Überlagerung der Elemente, welche durch redundante Registrierung, die Messung verbessert. Der innere Aufbau besteht aus drei Aluminium Elektroden und zwei Glas Elektroden, die

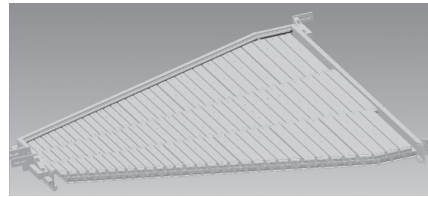


Abbildung 2.9: Spalten- und Reihenstruktur einer RPC Kammer.

abwechselnd montiert sind und einen 0,3 mm großen Zwischenraum besitzen, welcher mit einem Gasgemisch gefüllt ist. Durch vorbeifliegende Teilchen ionisierte Gasatome sind in einer der Spur folgenden Anordnung vorzufinden, und geben ihre Ladung lokal ab. Verantwortlich dafür ist die schlechte Leitfähigkeit der Kondensatorplatten, sodass ein lokalisiertes Signal entsteht.

Die wichtigste Neuerung ist die gesenkte Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von unter 10% auch bei schweren Kollisionen, wie bei Au+Au bei 1-2 GeV/u. Die Zeitauflösung beträgt unter 100 ps, weswegen sich RPC gut zur Flugzeitmessung eignet, und die möglichen Aufzeichnungsraten liegen bei bis zu einem $1\frac{\text{kHz}}{\text{cm}^2}$. Die Wahrscheinlichkeit für korrekte Bestimmung von Einzeltreffern liegt mit dem neuen Detektor bei 95%.

⁵C. Agodi [2002]

2.4.2 Flugzeitmessung

Zur Bestimmung der Flugzeit wird im äußeren Polarwinkelbereich von 44° bis 88° TOF (Time of Flight Walls) verwendet. TOF besteht ebenfalls aus 6 Sektoren, zusammengesetzt aus 8 Modulen mit jeweils 8 Szintillationsstreifen zur Detektion. Die Querschnittsfläche der Streifen im inneren beträgt $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und die der äußeren beträgt $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Auch die Länge der Streifen ist unterschiedlich und steigt von den inneren strahlennahen Segmenten von 1475 mm nach aussen auf 2365 mm an. Jedoch können Teilchenverluste in den 0,8 mm großen Zwischenräumen zwischen den Streifen auftreten. Die Zeitauflösung beträgt $\sigma = 100 \text{ ps}$ bis $\sigma = 150 \text{ ps}$ und die Ortsauflösung liegt bei $\sigma = 1,5 \text{ cm}$ bis $\sigma = 2,3 \text{ cm}$. Jedoch können auch Doppeltreffer auftreten, sodass zwei Signale zu einem breiten lokalen Maximum verschmelzen. Durch die gewählte Streifengröße liegt die Wahrscheinlichkeit bei Au+Au 2 GeV Reaktionen jedoch bei unter 20%. Verglichen mit RPC ist der Wert schlechter, da im TOF Winkelbereich weniger Treffer als im Innenbereich zu erwarten sind und somit das Risiko für Doppeltreffer niedriger ist.

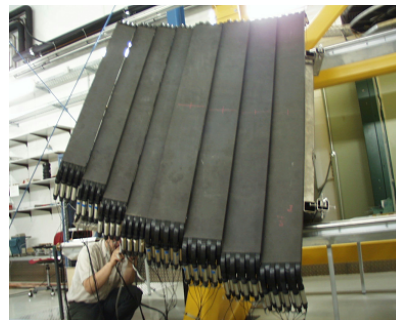


Abbildung 2.10: TOF-Element eines Sektors, während des Einbaus.

2.4.3 PreShower Detektor

Hinter dem RPC befindet sich der PreShower Detektor. Er deckt genauso wie RPC nur den inneren Winkelbereich von 18° - 44° ab und eignet sich gut zur Elektron-/Positron-Identifikation. Er besteht aus drei SQS (Self quenching streamer) Gaskammern, sowie zwei Bleikonvertern.

Die Gaskammern besitzen jeweils eine Drahtebene und sind mit einer Zählgas Mischung aus Argon/i-Butan/Heptan-Gasgemisch (33/65/2)⁶ gefüllt. Die Größe der Pads nimmt wiederum mit größerem Polarwinkel zu von $22 \times 30 \text{ mm}^2$ bis $57 \times 45 \text{ mm}^2$. Daraus ergibt sich bei Au+Au Kollisionen bei 1 GeV/u eine Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer, welche bei unter 5% liegt.

Die Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen basiert auf dem Effekt

⁶Markert [2005]

der Bremsstrahlung und der Paarbildung. Elektronen lösen aufgrund dieser Effekte eine wie in [Abbildung 2.11](#) gezeigte Ladungslawine (elektromagnetischer Shower) aus und verlieren dadurch Energie, während die Effekte bei Hadronen erst bei höheren Energien im 100 GeV Bereich auftreten. Durch Betrachtung und Vergleich der integrierten Ladung vor und nach dem Konverter, ergibt sich bei Elektronen eine deutlichere Vergrößerung, als bei Hadronen.

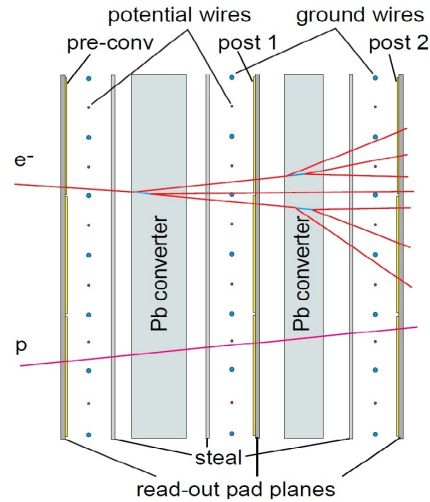


Abbildung 2.11: Funktionsweise des PreShower Detektors.

2.5 Datenaufnahme und das Triggersystem

HADES kann Eventraten von bis zu 10 Mhz verarbeiten. Die gemessenen Daten werden die Daten zunächst als hld Datensatz gespeichert. Die Datensätze enthalten nur Messwerte mit Informationen der einzelnen Auslesekanäle. Durch Konversion werden die Daten zunächst in physikalische und danach in praktische Größen umgewandelt. Bei der Simulation werden die Daten auch nur als physikalische Größen erzeugt, die ebenfalls durch Konversion in praktische Größen umgewandelt werden. Für die Verwendung der Daten werden diese im „ROOT“⁷ Format gespeichert.

Für kleine Systeme wie C+C fielen bei Strahlzeiten Datenmengen von 4Mb/s an, während bei schwereren Systemen wie Ar+KCl 7 bis 14 Mb/s aufgezeichnet wurden. Zur Selektion von relevanten Messwerten wurden dazu 2 Trigger Level verwendet.

Zum einen ein LVL 1 Trigger, der aufgrund der durch META bestimmten Multiplizität die Zentralität eines Ereignisses bestimmt. Zentralere Ereignisse beinhalten mehr Reaktionen und sind daher interessanter um seltene Zerfallskanäle zu beobachten. Ein 2. Trigger Level bietet die Leptonen Identifikation anhand von RICH und META. Die Kombination der Punkte und der dazugehörigen Magnetfeldablenkung lässt die Teilchen genauer bestimmen, sodass aus einem e^+e^- Paar die Invariante Masse bestimmt werden kann. Liegt diese

⁷ROOT [2011]

einem festgelegten Massenbereich, wird das Ereignis ausgewählt. Für die kommende Au+Au Strahlzeit wird jedoch kein LVL2 Trigger verwendet. Da das Kollisionssystem nochmals schwerer ist werden die Datenraten noch größer als bei C+C und Ar+KCl Strahlzeiten sein.

2.6 Spurrekonstruktion

Bei der Spurrekonstruktion werden die Einzeldaten der Komponenten verwendet um daraus eine Spur zu kreieren. Für die Analyse werden nur Spuren mit Treffern in allen Detektorsystem verwendet. Zunächst steht die Impulsbestimmung im Vordergrund, welche durch die magnetische Ablenkung der Teilchen berechnet werden kann.

Dazu wird die Bewegung zwischen den MDC Ebenen 1 und 2 sowie zwischen Ebene 3 und 4 wie in Abbildung 2.12 als gerade Linie angenommen. Die Detektorstruktur wird zudem als Ebenenanordnung betrachtet. Teilchenspuren durchschlagen die

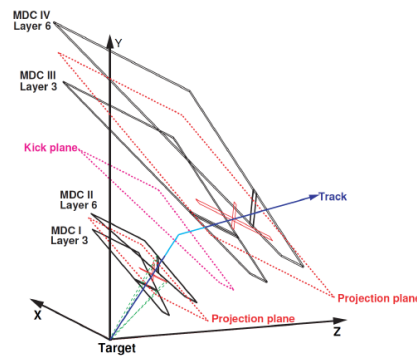


Abbildung 2.12: Spurrekonstruktion mit der dazugehörigen Ebenenstruktur.

MDC Ebenen und die verlängerten Spuren treffen sich in der „Kick“ Ebene, wo sie im Modell instantan eine magnetische Ablenkung erfahren.

Aufgrund der geringeren Abweichungen wird die endgültige Spurbestimmung aufwendiger durch den Runge Kutta Algorithmus durchgeführt. Dadurch ergibt sich auch eine geringere Abweichung bei der Impulsbestimmung. Die Impulsbestimmung wird durch Lösung der Bewegungsgleichungen im Magnetfeld berechnet, wobei die Genauigkeit von der Präzision der bestimmten MDC Positionen abhängt.

Die Anpassung enthält eine durch χ^2 beschriebene Qualität, aus der auch Schlüsse über die Spuren und eventuelle fehlerhaften Treffer enthalten sind. Es können zudem auch Probleme auftreten, wenn die Anpassung nicht konvergiert. Desweiteren ist die Ablenkung der Teilchen in verschiedenen Polarwinkelbereichen unterschiedlich. Positive Teilchen werden nach innen abgelenkt und treten dabei in Regionen mit größeren und inhomogeneren Feldstärken

ein, während negative Teilchen nach aussen durch ein schwächeres und homogeneres Feld abgelenkt werden. Die Genauigkeit der Impulsbestimmung der Positronen ist daher geringer als bei Elektronen.

Für eine gute Trefferkalibrierung kann viel hadronischer Untergrund entfernt werden. Durch die konstruierte Spur und den Informationen aus RICH Ring Rekonstruktion kann ein Qualitätsparameter berechnet werden, der sich an den Winkelabweichungen der konstruierten Spuren orientiert. Die Rekonstruktion bietet den Impuls sowie Observablen zur Bestimmung der Qualität und Teilchenidentität.

3 Simulation

Simulationen bieten die Möglichkeit bevorstehende Experimente zu untersuchen und zugleich festzustellen, ob dabei interessante Ergebnisse erwartet werden können. Durch hohe Produktionsraten von Ereignissen, können schnell genügend Reaktionen erzeugt werden, um erste Analysen zu beginnen. Analysen simulierter Daten, welche im voraus zu geplanten Experimenten durchgeführt werden, führen zudem zu einem schnelleren Verständnis der realen Daten. Vorteilhaft sind ebenfalls zusätzliche bereitgestellte Simulations Parameter, die zu einfacheren Problemanalysen beitragen.

3.1 UrQMD Modell

Schwerionenkollision können mit UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) in dem für HADES interessanten Energiebereich des SIS 18 erzeugt werden. Das Modell bietet die Möglichkeit 55 unterschiedliche Baryonen und 32 Mesonen zu generieren.

Zur Kollisionsgenerierung wird eine theoretische Grundlage benötigt, die sich jedoch als schwierig erweist, da bei Kollisionen in unterschiedlichen Energiebereichen unterschiedliche Effekte wirken. Aufgrund von interessanten Phasen-

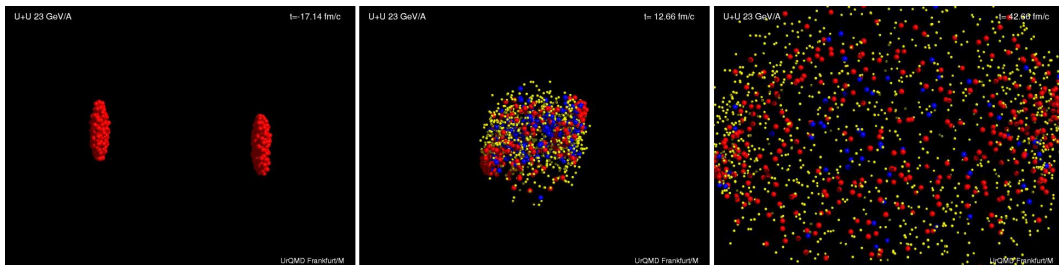


Abbildung 3.1: Simulation einer U-U Kollision. Das 1. Bild bildet die Konstellation kurz vor der 1. Phase ab. 2. Bild beschreibt die Fireball Phase und das 3. Bild die Freeze out Phase. bei 26 GeV/u, Nukleonen (rot), Mesonen (gelb), angeregte Baryonen (blau)

übergängen in hohen Energieregimen würde sich eine thermodynamische Beschreibung anbieten, die gut die globale Entwicklung von heißer oder komprimierter Materie beschreibt. Sie beschreibt jedoch nicht die mikroskopischen Reaktionen selbst. Für ein thermodynamisches Modell ist ein Gleichgewicht nötig, was die dynamischen Effekte jedoch vernachlässigt. Daher wird zur Beschreibung ein mikroskopisches Transportmodell verwendet.

Umgesetzt wird die Simulation durch eine Kombination von Transporttheorie mit Bewegungsgleichung der Quantenmechanik. Dabei beschreibt die Transporttheorie den zufälligen Streuprozess bei Kollisionen und kleinen Abständen. Da Transportmodelle nicht in der Lage sind die gebundenen Zustände zu berücksichtigen, werden für die Effekte bei größeren Abständen die quantenmechanischen Bewegungsgleichungen verwendet.

Bei den Kollisionen ist zu beachten, dass viele Parameter unbekannt sind. Experimentelle Ergebnisse und Produktionswirkungsquerschnitte liefern Parameter und können somit die Simulationsergebnisse beeinflussen.

UrQMD bietet die Möglichkeit zur Beschreibung des Systems im Ungleichgewicht, sowie Produktion von Teilchen und Auftreten von Resonanzen. Kollektive dynamische Prozesse⁸ und Freeze Out werden ebenfalls in die zeitlich schnell entwickelnden Systeme integriert. Desweiteren ist es vorteilhaft bei Untersuchung von bestimmten Effekten, da gewünschte Parameter konstant gehalten werden können, sodass spezifische Abhängigkeiten unabhängig untersucht werden können. Zusammenfassend ist UrQMD in der Lage dichte heiße Materie, mesonische Materie und Antimaterie, seltene Teilchen und Variationen von Strangeness in Materie zu erzeugen.

3.2 Pluto Event Generator

Pluto⁹ bietet die Möglichkeit zur Simulation von Schwerionen-Kollisionen vereinigt mit Fireball Modell. Dabei bezieht sich die Ereignisgenerierung auf reale Entstehungsmechanismen des Feuerballs von gemessenen Kollisionen. Dieser Feuerball wird simuliert und liefert somit den Reaktionsvertex für die Teilchenproduktion.

Die Teilchenenergie spielt dabei die wichtigste Rolle, da sie die Spektren der Teilchen bestimmt. Ein Temperaturbereich wird ebenfalls definiert, führt bei

⁸Bass [1998]

⁹Dr. Ingo Fröhlich [2007], Dr. Ingo Fröhlich [2009]

Variationen, im niedrigen Energiebereich von nur wenigen GeV, jedoch nur zu minimalen bis keinen Änderungen. Letzlich ist dieser Parameter schlecht abzuschätzen, da keine genauen Informationen über die Reaktion vorliegen und die Temperatur, erst durch Analyse von gemessenen Daten des Feuerballs bestimmt wird. Weitere Einstellmöglichkeiten sind Flüsse in x-/y-Ebene und z-Richtung. Doch auch diese Werte spielen in dem betrachteten Energiebereich nur eine geringe Rolle.

Die genauen Ergebnisse werden durch Definition des gewünschten Mesons, sowie dessen Zerfallsteilchen bestimmt. Da Dileptonen untersucht werden, werden e^\pm als Zerfallsteilchen angegeben, die aus unterschiedlichen Teilchensorten entstanden sind. Als Ergebnis erhält man ein Invariante Masse Spektrum, an dessen Verlauf wiederum die Teilchenidentität erkennbar wird.

3.3 GEANT

Mit Hilfe von GEANT¹⁰ werden aus den simulierten „Rohdaten“ einzelne virtuelle Treffer in den Detektorkomponenten erzeugt. Dabei werden auch Verluste durch die Rahmenkonstruktion und Magnete ebenfalls berücksichtigt. Es ist zu beachten, dass ebenfalls die Akzeptanz der Simulation an das reale Experiment angepasst werden muss.

Durch Angabe des experimentellen Aufbaus können die Rückmeldungen der Detektoren simuliert werden, wodurch sich reale Messwerte ergeben, die möglichst genau den realen Messwerten gleichen. Erst eine Verarbeitung der Daten durch eine möglichst genau HADES Abbildung mit GEANT ermöglicht Messwerte, die den Ergebnissen der Strahlzeiten gleichen.

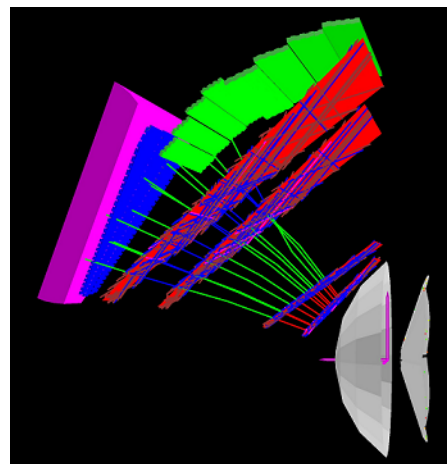


Abbildung 3.2: Seitlicher Blick auf den Detektor mit durch den Detektor transportierten Spuren. Auf den roten MDC-Ebenen sind die gefeuerten Drähte in blau hervorgehoben.

¹⁰GEA [2011]

3.4 Anwendung auf Au+Au Kollision

Für die Analyse wurde zunächst ein Au+Au Datensatz für zentrale Stöße mit 10 Millionen Ereignissen produziert. Der Stoßparameter Grenzwert liegt für diesen Datensatz bei $b_{max} = 4$ fm. Die Kollisionsenergie liegt bei 1,5 GeV/u, die Kollisionstemperatur beträgt 70 MeV und als „radial expansion velocity“ ist der Wert 0 gewählt.

Das Detektorsetup beinhaltet alle Detektor-Komponenten und das Target besteht aus 12 Goldfolien. Mit den gegebenen Parametern, wurden mit Pluto erzeugte, dileptonische ω Zerfälle in die UrQMD Daten integriert.

Zur Vergleichbarkeit mit den realen Daten wurden weitere Datensätze mit einem Stoßparameter von 9 fm produziert. Bis auf die neue Strahlenergie von 1,25 GeV/u sind die restlichen Simulationsparameter unverändert. Neben der auf 15 erhöhten Targetfolienanzahl, ist hinter dem RICH eine 3 mm Plastikschicht zur Abschirmung von δe^- installiert. 4 Millionen Ereignisse enthalten einen dileptonischen ω Zerfall und ω Dalitz, ρ^0 und ϕ Zerfälle sind in Datensätzen mit jeweils 2 Millionen Ereignissen integriert. Für periphere Stöße wird eine Reduktion der Teilchenanzahl gegenüber voll zentralen Stößen um einen Faktor von etwa 4 erwartet.

4 Analyse

Ziel der Analyse ist die Verbesserung des Leptonen zu Untergrund Verhältnisses. Durch störende Untergrundereignisse von Hadronen sind Leptonen zu Beginn noch nicht sichtbar.

Die RICH Komponente ist eine große Hilfe zur Erkennung von Leptonensignalen, denn durch jene Information werden Leptonen von Hadronen unterschieden, sodass die Hadronen ausgeschlossen werden können. Häufig entstehen die unerwünschten Ereignisse durch Fehlkombinationen der Detektortreffer, welche hauptsächlich durch fehlerhafte konstruierte Ringe, des RICH entstehen. Die Auflösung der Detektoren ist begrenzt, weswegen zufällige örtliche Korrelationen von Detektortreffern falsch miteinander verknüpft werden. Wenn die Teilchenidentität nicht mehr anhand von Observablen eindeutig unterschieden werden kann führen diese Fehlkombinationen zu hadronischem Untergrund.

Betrachtungen der gemessenen Observablen und Eigenschaften der erzeugten Treffer soll zu einer Analysestrategie führen, die es erlaubt zufällige Signale zu diskriminieren. Dies ist nötig, da die gesuchten Resonanzen aus Zerfällen nur sehr selten auftreten.

Der Ablauf der Analyse wird in Schema 4.1 aufgezeigt. Vor der Spurselektion existiert eine Liste von Spurkandidaten. Die Spurkandidaten werden nach dem Produkt von einer Runge Kutta Spur mit einem META Qualitätsparameter (META Match Qualität) sortiert. Danach werden die Spurkandidaten nach der besten META Match Qualität ausgewählt. In der Selektion wird keine mehrfache Verwendung von Detektortreffern erlaubt. Einschränkungen der Spurselektion sind nur weniger selektiv um möglichst wenig gute Spurkandida-

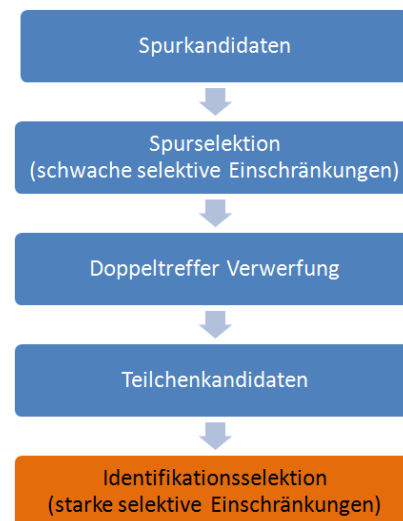


Abbildung 4.1: Schematischer Darstellung des Analyseablaufs.

ten zu entfernen. Erst bei der Identifikationsselektion werden starke selektive Einschränkungen verwendet.

4.1 Spurselektion

Zunächst werden in der Spurselektion schwache selektive Einschränkungen verwendet. Ziel ist die Erhaltung des Signalanteils bei gleichzeitiger Reduktion des offensichtlichen Untergrunds. Die Reduktion äußert sich bei der Anzahl der möglichen Kombinationen zur Spurrekonstruktion. Bei passenden Einschränkungen wird die Anzahl der möglichen Partner zur Spurzusammensetzung reduziert. Dadurch werden zum einen falsche Spuren nicht kombiniert, desweiteren reduziert sich auch der Rechenaufwand, da weniger Kombinationsmöglichkeiten vorhanden sind. Zu beachten ist jedoch, dass die Einschränkungen nicht zu stark sein dürfen, da in diesem Fall schnell gute Spuren entfernt werden können.

4.1.1 Spurqualitätsbedingungen

Voraussetzung einer relevanten Spur sind ein Treffer im RICH, inneren MDC, äußeren MDC und META Detektor, sowie eine erfolgreiche Runge Kutta Rekonstruktion. Wobei der RICH Detektor am wichtigsten ist um einen Großteil der Hadronen zu entfernen. Sein Effekt wird bei der Geschwindigkeits Verteilung [4.2](#) und [4.3](#) sichtbar, da erst mit einem rekonstruierten RICH Ring die Leptonenverteilung bei kleinen Impulsen und $\beta \approx 1$ sichtbar wird. Die Hadronenansammlung wird dabei um über einen Faktor 10 reduziert.

Zur weiteren groben Beseitigung irrelevanter Spuren, werden nur $\Delta\Theta$ und $\Delta\phi$ Winkel von bis zu $\pm 10^\circ$ ausgewählt. Da sie die Abweichungen der Signale zwischen RICH und MDC beschreiben werden die Werte so selektiert, dass nur Werte unter dem Grenzwert verwendet werden und das komplette Signal erhalten bleibt, sowie der offensichtliche Untergrund reduziert wird.

Auch das χ^2 der Spuren im inneren Spursegment muss positiv sein um in die nähere Auswahl zu gelangen. Die Qualität des Runge Kutta Fits führt ebenfalls zu Ausschluss von schlechten Spurkandidaten. Runge Kutta Anpassungen mit $\chi^2 \geq 1000$ werden aussortiert, da der Wert eine schlechte Spur oder auch eine falsch kombinierte Spur signalisiert.

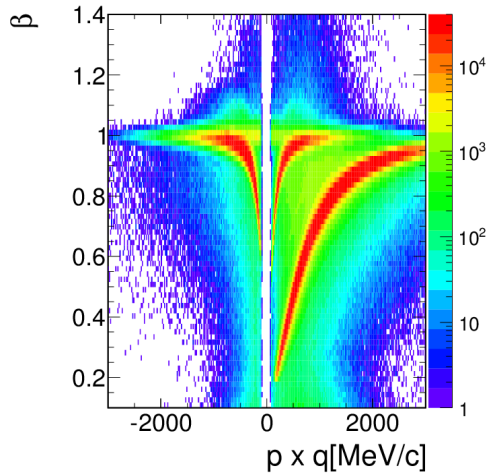


Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsverteilung ohne RICH Auswahlbedingung.

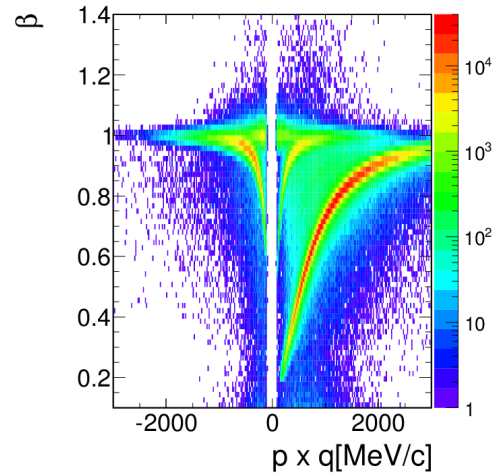


Abbildung 4.3: Geschwindigkeitsverteilung mit RICH Auswahlbedingung.

Spuren, die die erwähnten Bestimmungen erfüllen, werden als Lepton Kandidaten bezeichnet, da sie laut RICH Treffer Leptonen sind, jedoch können durch Fehlbestimmung und Fehlkombinationen immer noch einige Hadronen enthalten sein.

4.1.2 Selektionskriterien für RICH Observablen

Nach Anwendung der Spurqualitätsbedingungen werden auf die reduzierte Spurkandidatenanzahl weitere Einschränkungen durch Verwendungen von RICH Observablen vollzogen. Die Average Charge and Number of fired Pads (ACNP) Verteilung ist eine konstruierte Verteilung aus den RICH Observablen. Die Ladung pro Anzahl der gefeuerten Pads bestimmt die durchschnittliche Ladung eines Treffers und diese wird gegenüber der Anzahl der gefeuerten Pads aufgetragen (s. Abbildung 4.4).

Im Bereich von $5 < \text{NumPads} < 30$ und $10 < \text{ACNP} < 50$ ist eine große Signalansammlung vorzufinden. Interessanter ist jedoch der Bereich bei noch niedrigeren Werten, wo eine immense Anzahl von Treffern lokalisiert ist. Eine niedrige Anzahl ausgelöster Pads ist häufig mit schlechten oder falschen Ereignissen verbunden. Dies gilt ebenfalls für eine sehr niedrige Ladung. Daher kommen die Treffer nicht als relevantes Signal in Frage und werden somit entfernt. Nur eine durchschnittliche Ladung $\text{ACNP} > 8$, sowie eine Anzahl

gefeuerter Pads $n > 5$ wird ausgewählt.

Über den verbleibenden Bereich in Abbildung 4.5 sind keine markanten Strukturen die auf Teilchenidentitäten hindeuten zu erkennen, weswegen keine schärfere Selektion möglich ist. Auch die weiteren RICH Observablen, wie Ring Schwerpunkt oder Mustermatrix ermöglichen in der Spurselektion keine verbesserte Diskriminierung.

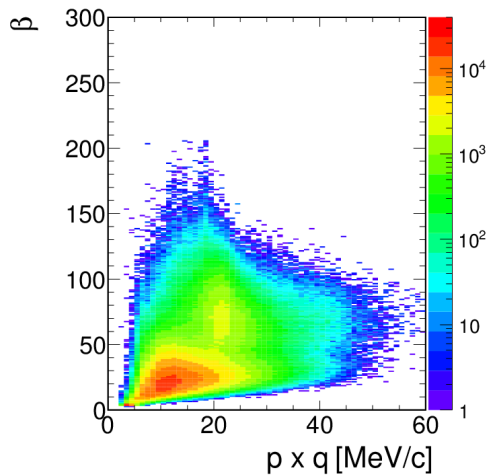


Abbildung 4.4: ACNP Verteilung vor der Einschränkung.

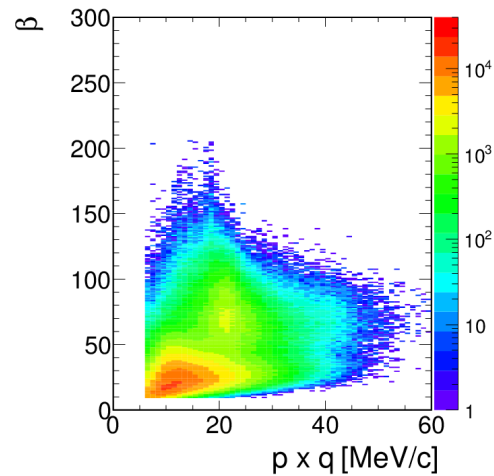


Abbildung 4.5: ACNP Verteilung nach der Einschränkung.

4.1.3 META Match Qualität

Nachdem die Anzahl der Spurkandidaten durch die Selektionskriterien der RICH Observablen erneut reduziert wurden, wird die Menge der Spurkandidaten durch Bedingungen an Meta Match Qualität erneut eingegrenzt. Anhand von Qualitätsbetrachtungen der Spuren soll nun das Verhältnis von Hadronen zu Leptonen weiter verbessert werden. META Match Qualität beschreibt wie gut die Signale der äußeren MDC Ebene und des META Detektors räumlich korrelieren.

Die Verteilungen 4.6 und 4.7 geben keinen Aufschluss über die Teilchenspezies, da META Match Qualität nur ein Qualitätsmerkmal ist. Ziel ist es daher offensichtlichen Untergrund zu entfernen ohne dabei große Signalverluste zu verzeichnen. Deswegen wurde der Grenzwert $METAMatchQa > 4$ verwendet, sodass nur niedrige Werte mit guten Qualitäten erhalten bleiben.

Bei den Verteilungen 4.8 und 4.9 werden jeweils Bereiche mit schlechten Qualitäten entfernt, wobei die die Ansammlungen bei niedrigen META Match Qualitäten unberührt bleiben. Jenes Ergebnis ist auch an der Impulsverteilung zu sehen. Da nur wenig Hadronen entfernt wurden, verbessert sich das Verhältnis von Hadronen zu Leptonen nur leicht, weswegen die Verwerfung verglichen mit anderen Spurselektionen eine niedrigere Effizienz besitzt.

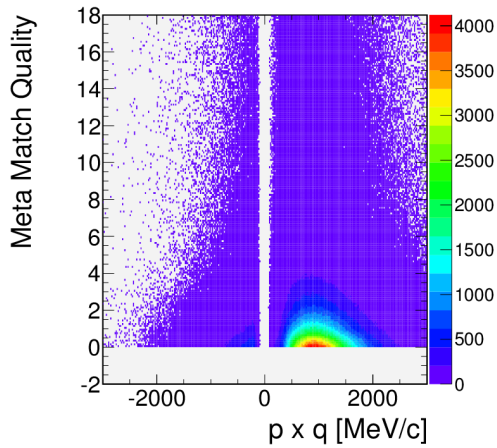


Abbildung 4.6: METAMatch-Qa Verteilung für Hadronen ohne Grenzwert.

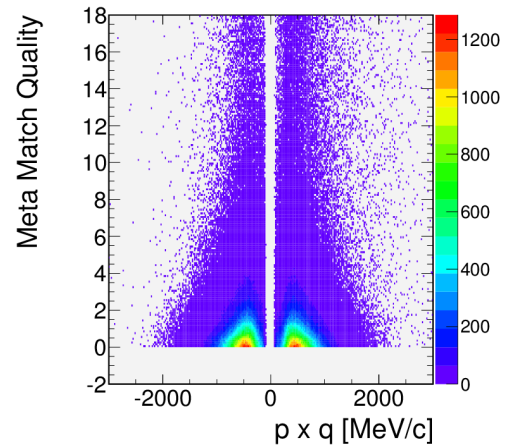


Abbildung 4.7: METAMatch-Qa Verteilung für Leptonen ohne Grenzwert.

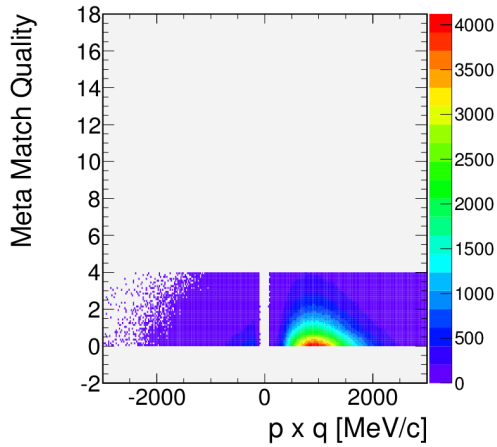


Abbildung 4.8: METAMatchQa Verteilung für Hadronen mit Grenzwert bei 4.

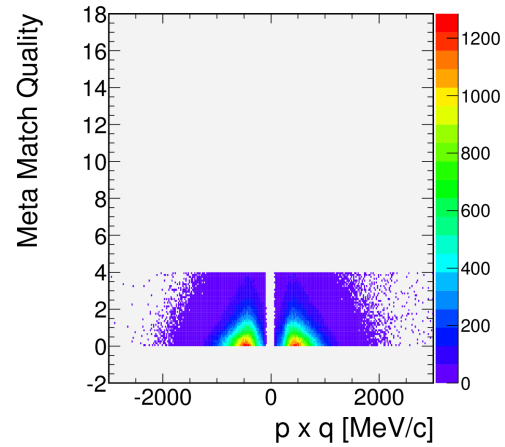


Abbildung 4.9: METAMatchQa Verteilung für Leptonen mit Grenzwert bei 4.

4.1.4 MDC dE/dx Selektion

Durch Selektion anhand von dE/dx Werten können die drei vorherigen Bedingungen durch eine weitere ergänzt werden. Grundlage der Eingrenzung ist der Energieverlust pro Längeneinheit, welcher durch die Bethe-Formel beschrieben werden kann. Der Energieverlust ist abhängig von der Ordnungszahl Z , der Atommassenzahl A sowie der Geschwindigkeit β . Schwerere und langsamere Teilchen verlieren mehr Energie pro Weglänge und sind somit bei höheren dE/dx Werten angeordnet. Gemessen wird der Energieverlust in allen MDC Kammern, da der Fehler bei einer Einzelmessung zu groß ist. Es ist jedoch zu beachten, dass exakte dE/dx Werte eine genaue Kalibrierung der einzelnen MDC Kammern erfordert.

Die simulierten Daten bieten die Möglichkeit einer separierten Betrachtung der einzelnen Teilchenspezies. Elektronen und Positronen befinden sich in Abbildung 4.10 tendenziell bei höheren Werten als Hadronen. Etwa die Hälfte der Hadronen kann entfernt werden, wenn der Grenzwert bei einem dE/dx Wert über 2 angesetzt wird. Doch dabei bieten sich mehrere Varianten an.

Während dE/dx > 2,15 in Verteilung 4.11 die schwächere Variante mit nahezu keinen Leptonenverlusten ist, werden bei einem Schwellenwert dE/dx > 2,5 viel mehr Hadronen entfernt, wobei jedoch auch etwa 5% Leptonen entfernt werden. Bei 2,5 in Abbildung 4.12 wird der Peak der Hadronenverteilung erreicht, Leptonen werden dabei fast gar nicht entfernt. Als Ergebnis zeigt sich ein fast halbiertes lokales Hadronenmaximum und ein nahezu unangetastetes lokales Leptonmaximum.

Zusätzlich kann auch eine weitere Eingrenzung im hohen dE/dx Bereich getätigt werden. Grundlage dazu ist die größere Breite der Hadronenverteilung, sodass im Bereich rechts des lokalen Maximums ebenfalls ein hoher Hadronenüberschuss vorliegt. Als Grenzwert wurde 5 gewählt, da dabei die Leptonenverteilung in Bild 4.13 nahezu unberührt bleibt.

Aus dem Vergleich der Werte in Tabelle 4.1 und den daraus folgenden Verhältnissen, wird die Entscheidung für einen Schwellenwert bei 2,5 getroffen, da wesentlich mehr Untergrund entfernt wird und in der Simulation ein exakter Energieverlust vorliegt. Dieser Grenzwert wird nochmals durch einen oberen Grenzwert dE/dx < 5 ergänzt, da damit das Hadronen zu Leptonenverhältnis nochmals reduziert werden kann. Bei realen Daten sollte vermutlich eine schwächere Einschränkung verwendet werden, da eine gute Kalibrierung der Kammern benötigt wird.

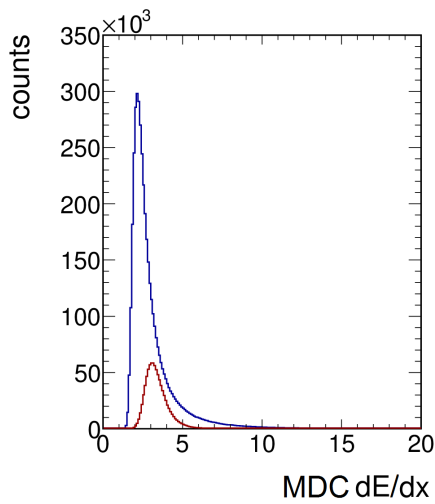


Abbildung 4.10: MDC dE/dx Verteilung ohne Einschränkung.

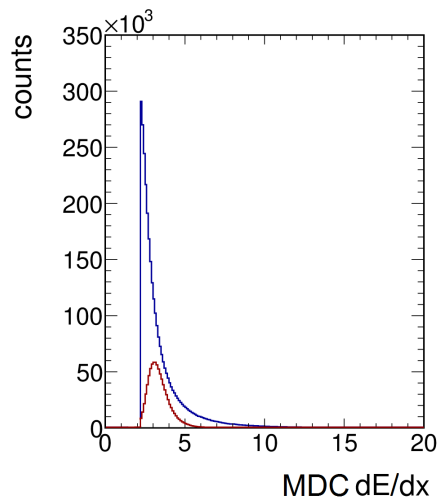


Abbildung 4.11: MDC dE/dx Verteilung mit einem Grenzwert bei 2,15.
md

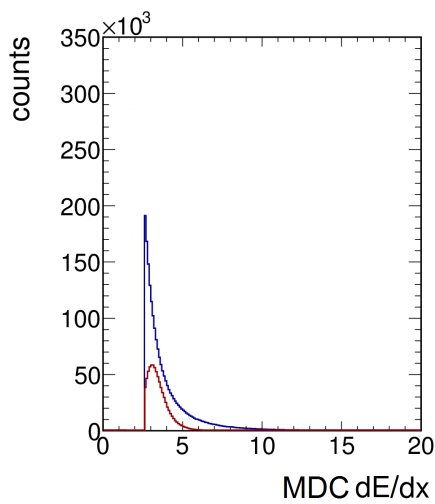


Abbildung 4.12: MDC dE/dx Verteilung mit einem Grenzwert bei 2,5.

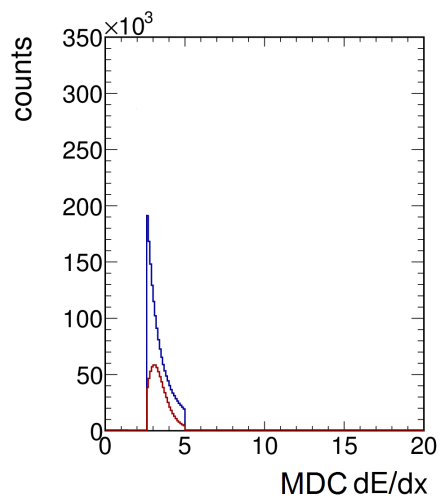


Abbildung 4.13: MDC dE/dx Verteilung mit Einschränkungen an beiden Seiten.

Bereich	Hadronen	Had[%]	Leptonen	Lep[%]	Had/Lep
Keine Einschränkung	4200350	100	860636	100	4,881
$dE/dx > 2,15$	3016620	71,82	851560	98,95	3,542
$dE/dx > 2,5$	2211040	52,64	807542	93,83	2,738
$2,5 < dE/dx < 5$	1870190	44,525	779207	90,54	2,400

Tabelle 4.1: Hadronen- und Leptonenanzahl und deren Verhältnisse für verschiedene dE/dx Selektionen. Die gewählte Einschränkung in der letzten Zeile führt zu einer Halbierung des Verhältnisses von Hadronen zu Leptonen.

4.1.5 Räumliche RICH-MDC Korrelation

Durch Selektion anhand von RICH-MDC Korrelationen auf die bereits reduzierte Spurkandidatenmenge können weitere schlechte Spurkandidaten verworfen werden. Mit Hilfe von Qualitätsbetrachtungen der Leptonen Kandidaten lässt sich weiterer Untergrund entfernen. Der relevante Parameter ist dazu die

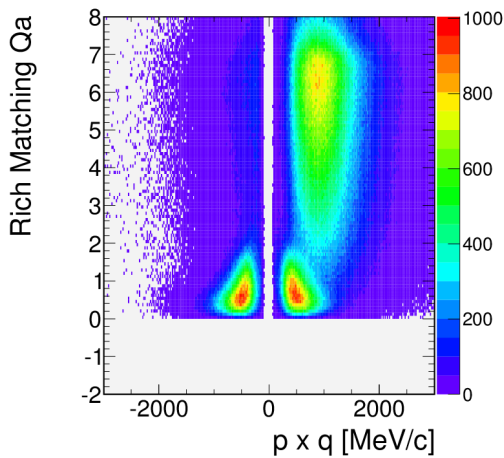


Abbildung 4.14: RICHQa Verteilung ohne Grenzwert.

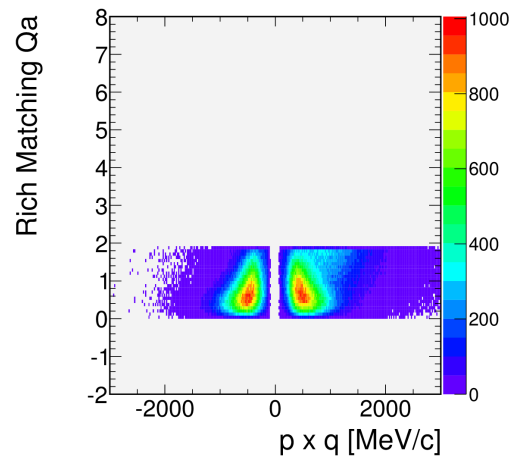


Abbildung 4.15: RICHQa Verteilung mit Grenzwert bei 1,85.

RICH Matching Qualität, welche entsprechend dem Namen die Qualität einer Spur beschreiben soll. Da nur eine Qualitätsvariable betrachtet wird sind keine eindeutigen Zuordnungen von Teilchenidentitäten zu Ansammlungen möglich. Bei Betrachtung der Verteilung 4.14 mit Impuls·Ladung, sind jedoch auffällige Segmente zu erkennen. Niedrige Qualitätswerte entsprechen einer guten Spurqualität. Die zwei dreieckförmigen Ansammlungen bei niedrigen RICHQa entsprechen daher zum größten Teil dem Signalanteil und somit auch den Leptonen. Der Verlauf bei höheren RICHQa Werten findet bei RICHQa ≈ 6 ein

leichtes Maximum und wird durch den Untergrund erzeugt. Die Hadronensammlung befindet sich also bei hohen Impulsen und stark impulsabhängigen variablen Qualitätsbereich.

Ziel ist die Reduktion des offensichtlichen Untergrunds. Aufgrund der Verteilung lässt sich ein Grenzwert bei 1,85 auswählen um wie in Abbildung 4.15 hauptsächlich Leptonen zu erhalten.

Bei der Geschwindigkeits Verteilung liefert die Einschränkung ein sichtbares Ergebnis. Viele Hadronen, die zu fehlerhaft konstruierten Ringen führen, werden dadurch entfernt. Es ist jedoch immer noch ein Ansatz einer Proton- und Pion-Kurve zu sehen. Diese ist jedoch verglichen mit den beiden Stellen der Leptonen um einiges reduziert. Besonders der Untergrund außerhalb markanter Linien von Teilchen wird reduziert. Dies war auch zu erwarten, da nicht zusammen gehörende Ereignisse sich an frei definierten Orten außerhalb der Anhäufungen befinden. Beim Vergleich im RPC und TOF System sind gleiche Resultate feststellbar.

Für eine weitere Ergebniskontrolle bietet sich der $\Delta\Theta$ Plot 4.17 an. Zur Erklärung der Verteilung ist die Eingrenzung bei $\pm 1,85$ besonders auffällig, da nur Werte innerhalb des Winkelbereichs $\pm 1,85^\circ$ vorzufinden sind. Auch die $\Delta\phi$ Verteilung 4.19 liefert ein ähnliches Ergebnis, mit einer Winkelbegrenzung für $\pm 1,85^\circ$ für niedrige Qualitäten. Die Verteilung ist im Gegensatz zu $\Delta\Theta$ achsensymmetrisch zur Impuls-Achse und liefert ebenfalls ein deutliches Leptonensignal.

Bei Blick auf die komplementären Verteilungen 4.16 und 4.18 für hohe Qualitätswerte ist der Großteil der Teilchen im Bereich mit Winkeldifferenzen über $\pm 1,85^\circ$ zu finden. Es sind ebenfalls Treffer im Bereich von $-1,85^\circ$ bis $+1,85^\circ$ sichtbar.

Die Verteilungen 4.16 bis 4.19 bestätigen die Formel zu Berechnung der RICH Qualitätswerte. Die Werte setzen sich aus einer Kombination der Winkeldifferenz zusammen. Wenn beide Winkeldifferenzen im inneren Intervall liegen, dann werden die Teilchen beibehalten. Bei $\Delta\Theta$ ist jedoch eine tendenzielle Verschiebung der Leptonen zu niedrigeren Winkeln sichtbar. Dies deutet auf ein Problem bei der Datenverarbeitung hin, denn auch bei früheren Strahlzeiten realer Daten war diese Tendenz sichtbar.

$$\sqrt{\Delta\Theta^2 + \Delta\Phi^2}$$

Nach der Teilchenselektion ist ein verbessertes Hadronen zu Leptonen Verhältnis vorhanden. Zu beachten ist jedoch, dass in der Leptonenregion einige Signale, vermutlich interessante Signale, entfernt wurden. Es eine starke Reduktion der Hadronen bei höheren Impulsen $p > 1200$ MeV. Auch die Pionen werden reduziert, doch da sie leichter als Protonen sind, sind sie den Leptonen ähnlicher und befinden sich daher tendenziell bei niedrigen Qualitätswerten und somit im Bereich des Signals. Stärkere Einschränkungen der RICH Matching Qualität sind daher bei der Spurselektion nicht möglich.

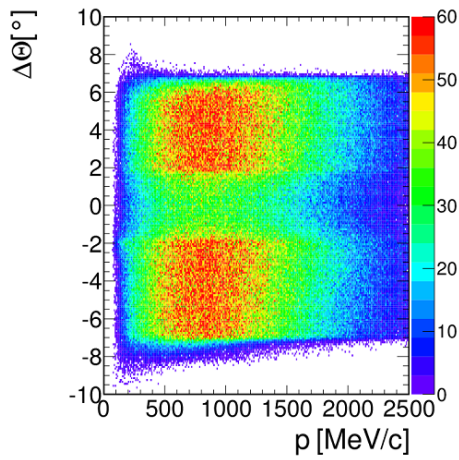


Abbildung 4.16: $\Delta\Theta$ Verteilung für $\text{RICHQa} \geq 1,85$ im TOF System.

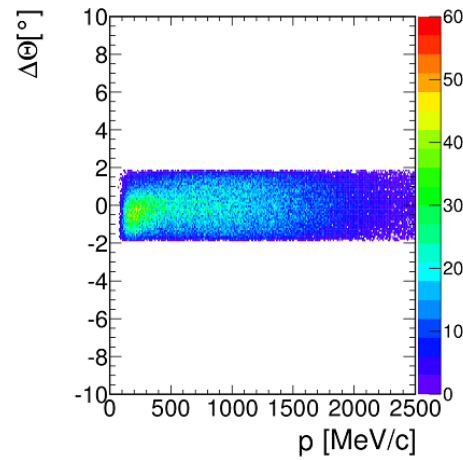


Abbildung 4.17: $\Delta\Theta$ Verteilung für $\text{RICHQa} < 1,85$ im TOF System.

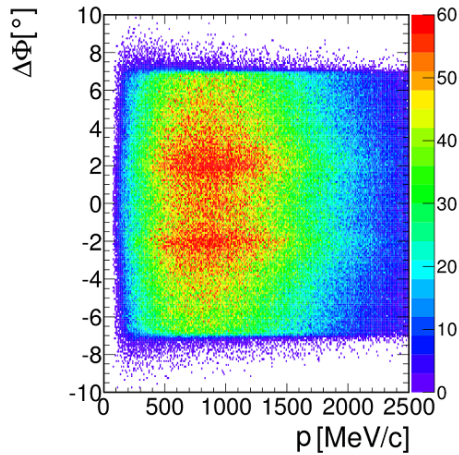


Abbildung 4.18: $\Delta\Phi$ Verteilung für $\text{RICHQa} \geq 1,85$ im TOF System.

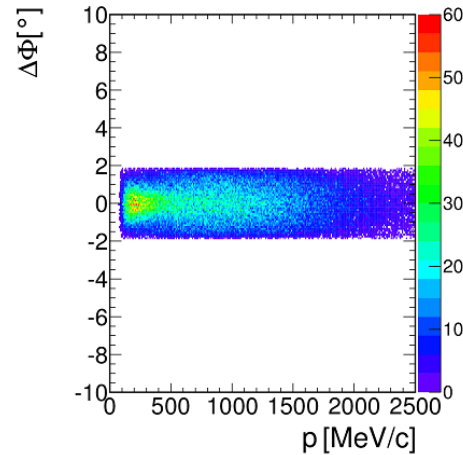


Abbildung 4.19: $\Delta\Phi$ Verteilung für $\text{RICHQa} < 1,85$ im TOF System.

4.1.6 Geschwindigkeits Bedingung

Mit Hilfe von Bedingungen an die Geschwindigkeit können die aus den vorherigen Selektionen bereits reduzierten Spurkandidaten nochmals verringert werden. Dabei wurden jedoch für diesen Abschnitt nicht die starken Selektionskriterien der dE/dx Verteilung bereits zur Reduktion der Spurkandidatenanzahl verwendet.

Die in diesem Abschnitt betrachtete Verteilung beschreibt die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von den Impulsen multipliziert mit der Ladung. Die Verteilungen für TOF 4.25 und

RPC 4.26 unterscheiden sich aufgrund der schlechteren Zeitauflösung von TOF. Bei dieser Verteilung sind 5 auffällige Strukturen sichtbar.

Zum einen zwei dominante Anhäufungen bei hohem β mit positiver und negativer Ladung. Es ist bekannt, dass e^\pm einen Impuls $p \geq 50 \frac{MeV}{c}$ und somit aufgrund ihrer niedrigen Masse in der Region $\beta \approx 1$ lokalisiert sind. Daher können diese beiden Strukturen e^\pm zugeordnet werden.

Da Hadronen eine größere Masse als Leptonen besitzen, müssen die Hadronen niedrige Geschwindigkeiten besitzen und sich dabei bei niedrigeren β Werten befinden. Daher können die unteren Kurven Hadronen zugeordnet werden. Wegen der niedrigen Geschwindigkeit und der positiven Ladung wird die rechte Kurve in der Verteilung 4.21 Protonen zugeordnet. Die in der mitte liegenden Kurven haben einen sehr ähnlichen Verlauf und entsprechen daher dem π^\pm .

Bei der Leptonenisolation stellen die Protonen kein großes Problem dar. Sie sind in einer viel niedrigeren Geschwindigkeitsregion lokalisiert. Problematischer sind jedoch die Pionen, da diese bei größeren Impulsen nicht mehr von den Leptonen separiert werden können. Daher ist in der Spurselektion nur die Protonenkurve im positiven Impulsbereich interessant für die Selektion interessant.

Dabei ist zu beachten, dass sich die meisten Leptonen in Bild 4.22 bei hohen Geschwindigkeits Werten aufhalten, manche Leptonen im Impulsbereich von bis zu $700 \frac{MeV}{c}$ jedoch auch bei niedrigeren Werten zu finden sind. Daher

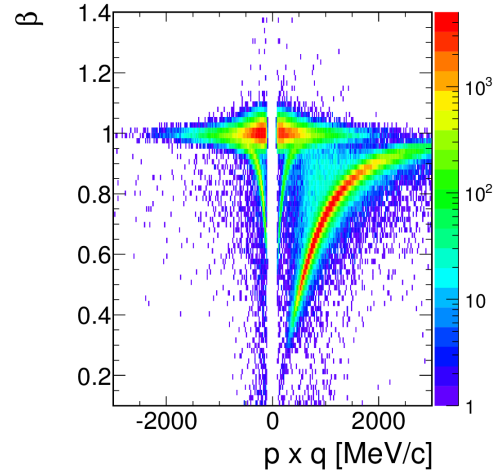


Abbildung 4.20: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung vor der Selektion.

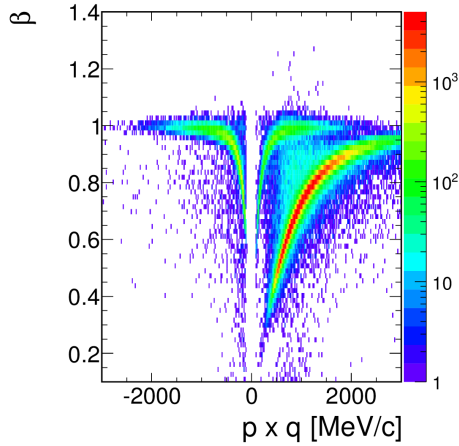


Abbildung 4.21: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Hadronen vor der Selektion.

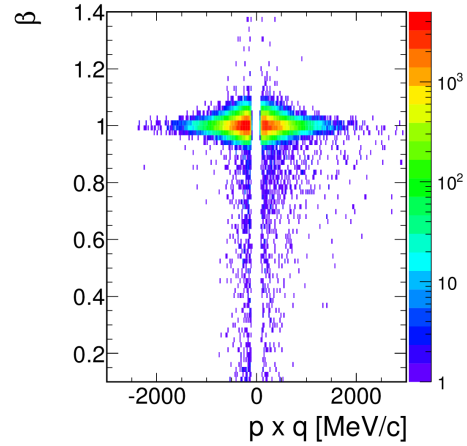


Abbildung 4.22: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Leptonen vor der Selektion.

wird ein Grenzwert gewählt, der sich dem Kurvenverlauf anpasst, sodass fast nur Protonen entfernt werden. Dazu wird eine Kombination aus verschiedenen Funktionen, die in Tabelle 4.2 zu sehen sind, gewählt.

Die in Abbildung 4.23 gezeigte Funktion schmiegt sich nah an die Protonen-

Impulsbereich [$\frac{MeV}{c}$]	Funktion
$p \leq 200$	$\beta=0$
$p > 200$	$\beta=0,02\sqrt{p}+0,2$
$p \geq 1400$	$\beta = 7,142 \cdot 10^{-5} \cdot p + 84571,428 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4.2: Funktion des Geschwindigkeits Grenzwerts für den jeweiligen Impulsbereich.

kurve an und tritt im hohen Impulsbereich ebenfalls in hohe Geschwindigkeits Regionen ein. Doch dies ist nicht riskant, da Leptonen nicht in diesem hohen Impulsbereich vorzufinden sind. Die angewandte Einschränkung in Abbildung 4.24 entfernt die Protonenkurve. Bei Betrachtung der Impulsverteilung der Hadronen ist ebenfalls eine Reduktion sichtbar. Verbleibende Hadronen sind zum Großteil den Pionen zuzuordnen und wurden daher nicht durch die Beta Bedingung entfernt.

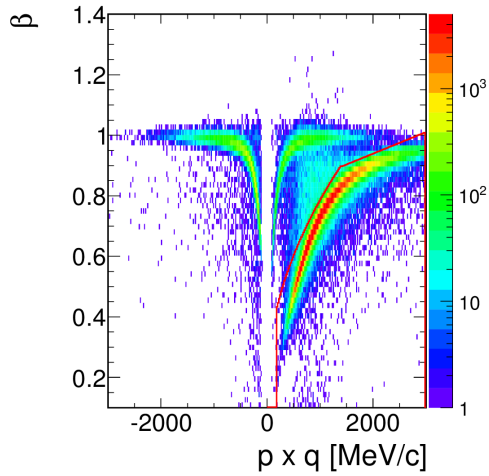


Abbildung 4.23: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung vor der Selektion, wobei die rote Linie die noch folgende Eingrenzung andeutet.

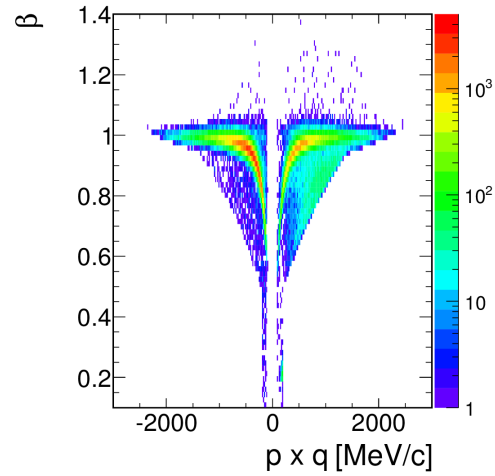


Abbildung 4.24: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung nach der Selektion, an der links angezeigten Linie.

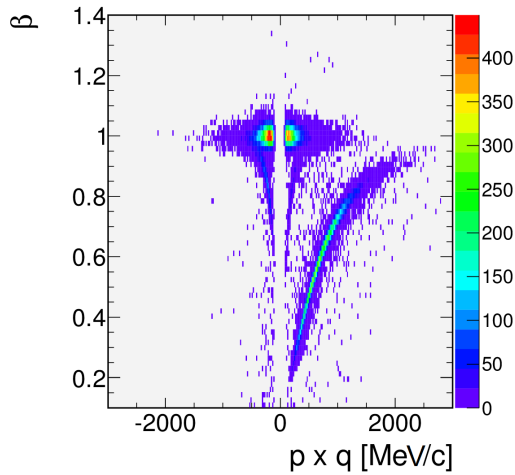


Abbildung 4.25: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung vor der Selektion für das TOF System.

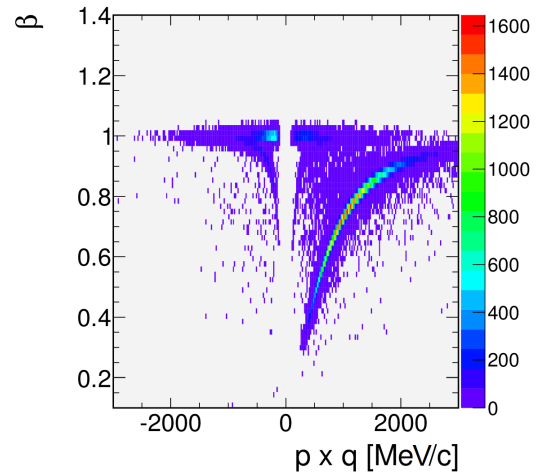


Abbildung 4.26: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung vor der Selektion für das RPC System.

4.1.7 Ergebnis

Der Erfolg, durch die einzelnen Einschränkungen, folgt aus den Impulsverteilungen nach den verschiedenen Einschränkungen, wozu in Abbildung 4.27 bis 4.30 die finalen Impulsverteilungen der Spurselektion dargestellt sind.

META Match Qualität und ACNP Bedingung erzielen, verglichen mit Geschwindigkeits, RICHQa oder MDC dE/dx Selektion, eine geringere Verbesserung. Nicht nur die einzelne Wirkung ist ausschlaggebend, sondern auch die Kombination und deren Wirkung auf das Gesamtergebnis. Dazu wurde als Grundlage die RICHQa Bedingung gewählt. Dort sind klare Strukturen, die sich nicht überlagern sichtbar. Die Eingrenzung von Average Charge und Number of fired Pads bietet eine geringe Reduktion des Untergrunds, da dabei fast keine Leptonen entfernt werden, wird sie in die Spurselektion integriert. Dazu wird auch die META Match Qualitäts Bedingung ergänzt, welche zwar nur eine geringe Menge an Hadronen verwirft, was nicht zu einer relevanten Verbesserung des Singal zu Untergrund Verhältnisses führt, jedoch zusätzlich die Anzahl, der Kombinationspartner und somit den Rechenaufwand, reduziert. Ein tieferes Verständnis der Wirkung der einzelnen Selektionen und besonders deren Korrelation. Dazu wurden verschiedene Einschränkungen kombiniert. Zudem werden die Ergebnisse nach der Spurselektion sowie nach der Identifikationsselektion betrachtet.

Zunächst ist dabei festzustellen, dass die Anwendung des dE/dx Selektion zu einer erheblichen Verbesserung des Ergebnisses führt, was aufgrund der Verwerfung einer großen Hadronenmenge zu erwarten war. Ein Vergleich der verschiedenen Selektionsvarianten wird in Tabelle 4.5 gegeben. Bei der Integration des Geschwindigkeits Bedingung in die Spurselektion (s. Tabelle 4.3) tritt, nicht wie vermutet eine weitere Reduktion, sondern eine Zunahme von Hadronen auf. Die Erhöhung tritt nach allen Einschränkungen, auch den noch in Kapitel 4.2 folgenden Identifikationsselektionen auf Seite 41, auf.

Ohne jegliche Identifikationsselektionen, wie in Tabelle 4.4, ist mit MDC dE/dx und Geschwindigkeits Bedingung noch eine verstärkte Untergrundreduktion vorhanden.

Ein besseres Verständnis liefert der Vergleich unterschiedlicher Spurselektion Kombinationen in Tabelle 4.6. Grundlage bilden dabei RICH, ACNP und METAMatchQa Verwerfungen. Einmal nur mit MDC dE/dx , mit Geschwindigkeits und zusätzlich eine Kombination aus einer schwachen MDC dE/dx , welche lediglich die Eingrenzung $dE/dx < 5$ enthält, und Geschwindigkeits Be-

dingung. Alle drei Varianten bieten nahezu identische Ergebnisse. Die dE/dx Variante ist jedoch die Beste.

Aus den Werten lässt sich schließen, dass die Verwerfungen an beiden Observablen ähnliche Hadronenmengen diskriminieren. Da beide Einschränkungen fast immer mit Leptonenverlusten verbunden sind, treten die Probleme bei Kombination der Einschränkungen auf. Schlechte Treffer werden durch den vorherigen Selektion entfernt, sodass die zusätzliche Selektion überwiegend gute Signale schneidet, was zu der Verschlechterung des Ergebnisses führt. Die Kombination aus MDC dE/dx und Geschwindigkeits Bedingung deutet auf den speziellen Bereich der Überlagerung. Daraus folgt, dass die Protonenverteilung den Teilchen mit den Werten $dE/dx < 2,5$ gleicht. Ein Grenzwert bei hohen dE/dx Werten führt daher nicht zu einer negativen Beeinflussung des Ergebnisses.

Die Untersuchung, der unterschiedlichen Selektionskombinationen führt zu dem Ergebnis, dass nur der dE/dx Selektion verwendet werden sollte, da er das beste Ergebnis liefert. Doch die anderen beiden Varianten sind auch nicht zu vernachlässigen, besonders bei realen Daten. Denn der Vorteil bei simulierten Daten ist die perfekte Kalibrierung der MDC Kammern und somit des Energieverlusts, welche bei realen Daten nicht erreicht werden, wodurch die Selektion des Energieverlusts an Qualität verlieren. Daher ist es interessant, dass die Geschwindigkeits Bedingung nahezu das gleiche Ergebnis liefert, da die Anwendung bei realen Daten, aufgrund der nach Teilchenidentität separierten Strukturen, einfacher ist.

Selektionen	Leptonen	p	π^\pm	Deuteron	Ghost Tracks
RICH	3472	6	155	0	194
RICH $+\beta$	3124	8	22	0	206
Alle Schnite	3124	8	22	0	208

Tabelle 4.3: Nach den Identifikationsselektionen. Alle Einschränkungen beinhaltet neben RICH, METAQA, Geschwindigkeits Bedingung den ACNP und kompletten dE/dx Selektion.

Selektionen	Leptonen	p	π^\pm	Deuteron	Ghost Tracks
RICH	7298	7415	2708	2	1066
RICH $+\beta$	7280	871	2700	1	1064
Alle Selektionen	5919	196	571	1	776

Tabelle 4.4: Vor den Identifikationsselektionen. Alle Selektionen beinhaltet neben RICH, METAQA, Geschwindigkeits Bedingung den ACNP und kompletten dE/dx Selektion.

Selektionen	Leptonen	p	π^\pm	Deuteron	Ghost Tracks
ohne β	3123	6	22	0	194
kurvenförmiger β	3124	8	22	0	208
β Grenze 0,9	3125	8	22	0	208

Tabelle 4.5: Nach den Identifikationsselektionen. Grundlage sind ACNP, RICH, METAQA, und die komplette dE/dx Selektion. Die Selektionen werden ohne Geschwindigkeits, mit kurvenförmigen Geschwindigkeits und mit Geschwindigkeits 0,9 Grenzwert kombiniert

Selektionen	Leptonen	p	π^\pm	Deuteron	Ghost Tracks
Basis+dE/dx	17390	89	178	0	947
Basis+ β	17357	108	178	0	939
Basis+ β +dE/dx	17378	109	178	0	965

Tabelle 4.6: Nach den Identifikationsselektionen. Als Basis wird ACNP, RICH und METAQA Bedingung gewählt. Bei Kombination von Geschwindigkeits dE/dx, wird dE/dx lediglich bei 2,5 selektiert, während die alleinige dE/dx Selektion einen zusätzlichen Grenzwert bei 5 hat.

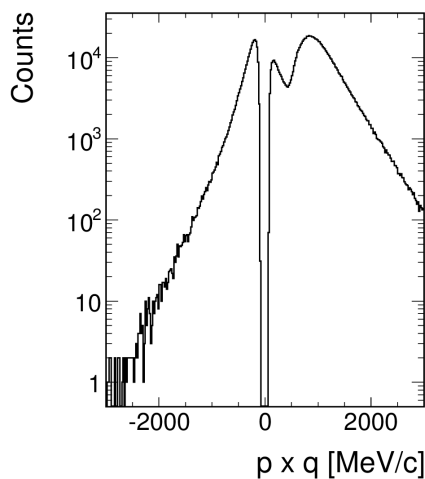


Abbildung 4.27: Impulsverteilung nach der Spurselection.

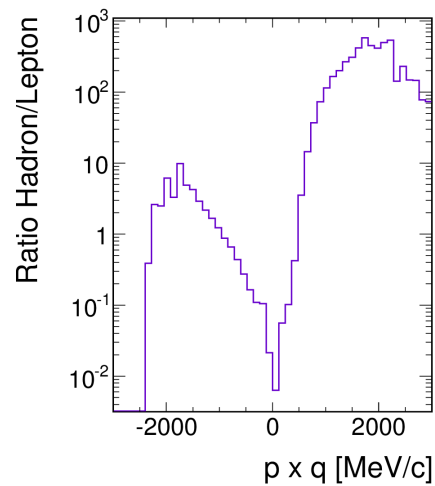


Abbildung 4.28: Verhältnis der Impulsverteilung von Hadronen und Leptonen.

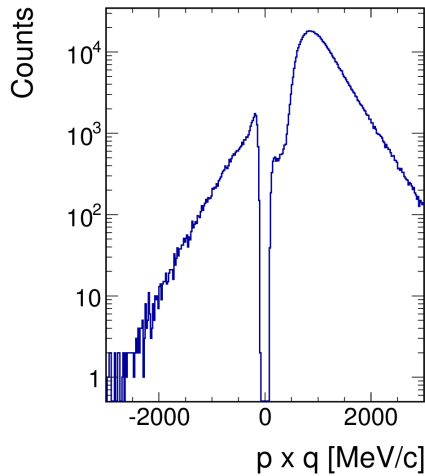


Abbildung 4.29: Impulsverteilung der Hadronen nach der Spurselektion. Die Asymmetrie im positiven Impulsbereich deutet auf verbliebene Protonen im hohen Impulsbereich hin.

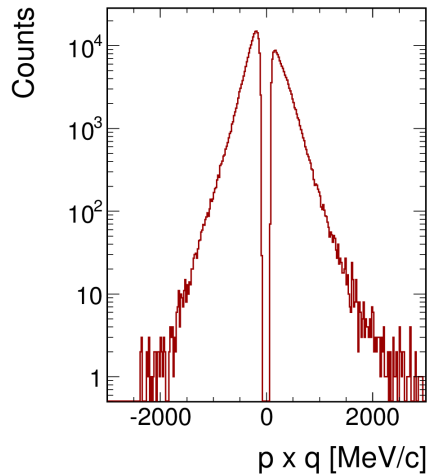


Abbildung 4.30: Impulsverteilung der Leptonen nach der Spurselektion. Nahezu symmetrisches Spektrum mit niedrigerem Positronanteil, da sie nach innen abgelenkt wurden.

4.2 Identifikationsselektion

Stärkere Selektionen können bei der Identifikationsselektion gewählt werden. Jene wird nach der Spurselektion angewandt. Zu beachten sind dabei die schon zuvor relevanten Hadronen zu Leptonen Verhältnisse. Es ist ebenfalls möglich bereits in der Spurselektion verwendete Einschränkungen zu verstärken, da die Gefahr viele gute Signale zu schneiden, nach der Spurbildung, nicht mehr so groß ist. Jedoch sollte beachtet werden Leptonen mit höheren Impulsen bis $1800 \frac{\text{MeV}}{c}$ nicht zu diskriminieren, um nach der Analyse massereichere Teilchen wie ω bilden zu können.

4.2.1 Räumliche RICH-MDC Korrelation

Die in der Spurselektion bereits verwendete RICH Matching Qualität Verteilung kann nun nochmals verwendet und durch eine stärkeren Bedingung ergänzt werden. Wie in Kapitel 4.1.5 auf Seite 32 bereits erwähnt, ist immer noch eine leichte Hadronenansammlung über der Leptonenansammlung vorzufinden. Da die Verteilung 4.31 nicht mit einem Grenzwert entfernt werden kann, wird ein grafischer Eingrenzung verwendet (4.32). Ein Dreieck ist die grundlegende Form des Einschränkung, da die Leptonenverteilung ebenfalls dreieckig

ist. Jedoch wird das Dreieck flacher abfallend gewählt um einige Leptonen im höheren Impulsbereich zu behalten. Die Verstärkung der Einschränkung wird in der Impulsverteilung sichtbar, da dort immer noch einige Hadronen entfernt werden. Jedoch gehen auch einzelne hochenergetische Leptonen verloren, da die Breite des RICHQa Bereichs mit einer Dreiecks Eingrenzung eingeschränkt wird. Verglichen mit dem vorherigen RICHQa Bedingung bei 1,85 ist die Verbesserung gering. Sie soll jedoch auch nur als Verstärkung dienen, da vorher vorsichtiger verworfen werden musste.

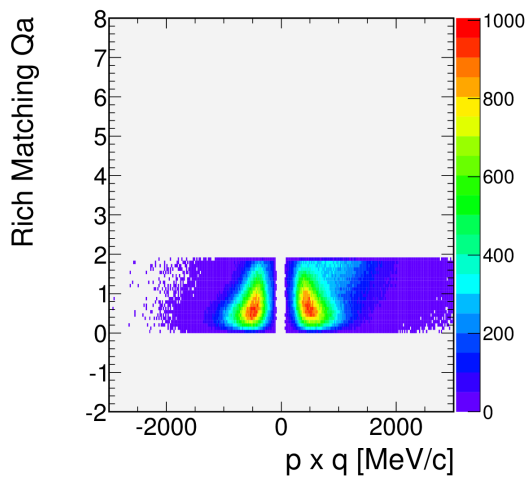


Abbildung 4.31: RICHQa Verteilung vor der Eingrenzung.

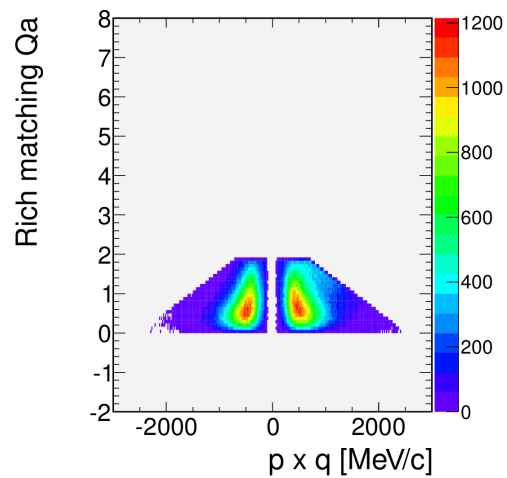


Abbildung 4.32: RICHQa Verteilung nach der grafischen Eingrenzung.

4.2.2 Geschwindigkeits Bedingung

Nachdem die meisten Protonen bereits anhand der Geschwindigkeits-Verteilung entfernt wurden, kann eine weitere Geschwindigkeits Bedingung verwendet werden um die Pionen zu entfernen. Die betrachtete Menge von Leptonen Kandidaten enthält bereits die Verwerfung anhand der Rich Matching Qualität. Dazu eignet sich ein weiterer stärkerer grafischer Eingrenzung. Dabei wird ein e^\pm Intervall mit 2β Grenzwerten gewählt, sodass der Bereich ausserhalb des Intervalls diskriminiert wird. Grundsätzlich soll ein Band um den Geschwindigkeits-Bereich 1 gewählt werden, wobei die Breite des Bandes unbekannt ist und physikalisch begründet sein soll. Dazu wird zunächst nur der Bereich mit Impulsen $|p| < 400 \frac{\text{MeV}}{c}$ betrachtet, da in diesem Bereich nahezu nur Leptonen vorhanden sind. Zunächst wird der Impuls Bereich, wie in Abbil-

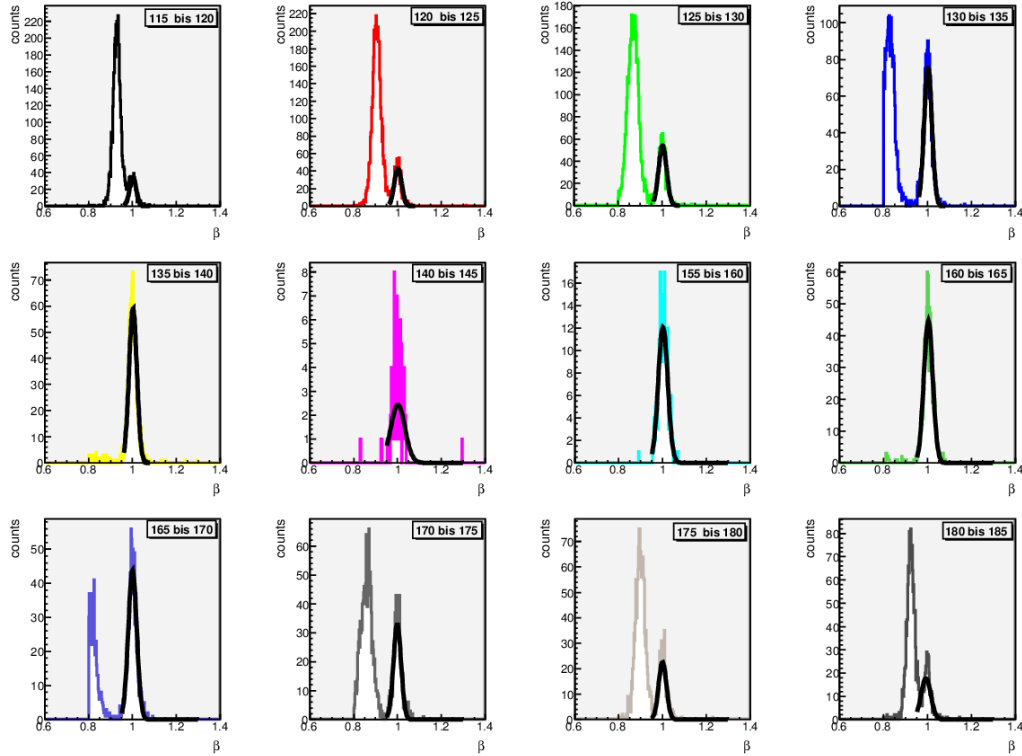


Abbildung 4.33: Geschwindigkeits Verteilungen mit Gaußanpassung der verschiedenen Impulsbereiche. (30 MeV/c pro Bin) In der mittleren Reihe liefern die Anpassungen gute Parameter. Durch die Pionenanhäufung in der oberen und unteren Reihe wird die Anpassung schwieriger und die Gaußverteilungen verschieben sich. Der Bereich von 145 bis 155 wurde nicht berücksichtigt, da die Teilchenanzahl in diesem Impulsbereich sehr niedrig ist.

Abbildung 4.33 zeigt, in 12 Abschnitte unterteilt, von welchen die Projektion auf β analysiert wird. Die Geschwindigkeits Verteilung, der einzelnen Abschnitte, entspricht einer Gaußverteilung, deren Breite durch die Auflösung des Detektors beeinflusst wird. In dem Innenbereich erhält man einen Mittelwert ≈ 1 und vom System abhängiges σ , welche in Tabelle 4.7 notiert sind. Orientiert an diesen Werten wurden auch die anderen Bereiche angepasst, welche jeweils einen Impulsbereich von $50 \frac{MeV}{c}$ abdecken. Aufgrund der Pionen werden die Anpassungen für größere Impulse ungenauer, da das lokale Maximum der Pionen mit dem der Leptonen verschmilzt. Bei Verschmelzen der Peaks ergibt sich ein nicht vernachlässigbarer Untergrund welcher durch ein Polynom 0. Ordnung berücksichtigt wurde. Für den Mittelwert ergibt sich ein konstanter Wert, während das Sigma besonders im linken Teilabschnitt schwankt und tendenziell leicht abnimmt. Dies war auch zu erwarten, da die Breite der Leptonenvertei-

System	Mittelwert	σ	Lineare Funktion(2σ)
TOF	1,00036	0,02	$\beta = 2 \cdot 10^{-5} \cdot p + 0,95$
RPC	1,00037	0,01	$\beta = 1 \cdot 10^{-5} \cdot p + 0,98$

Tabelle 4.7: Geschwindigkeits Funktion der Eingrenzung für das jeweilige System.

lung nicht vom Impuls abhängen sollte. Die Fluktuationen sind durch einen höheren Pionanteil zu erklären und den daraus Variationen bei der Gausanpassung, welche nicht durch eine simple Polynom Anpassung auszugleichen sind. Im Bereich mit Impulsen um $1000 \frac{MeV}{c}$ ist eine Abnahme des Mittelwertes festzustellen, welcher durch den Einfluss der Pionen zu erklären ist, da diese aufgrund ihrer größeren Masse niedrigere Geschwindigkeiten besitzen, was zu einer Verschiebung der Parameter führt. Deswegen wird nur ein konstantes σ für den Eingrenzung gewählt, was aus dem positiven Impulsbereich gewählt wird.

Nun ist zu überlegen welcher der σ Bereiche aus Tabelle 4.34 gewählt werden soll. Es wurden daher in Bild 4.35 und 4.36 alle drei Bereiche verglichen um Unterschiede der Einschränkungen zu erkennen. Zum einen ist dabei fest-

Intervall	Wertemenge
1σ	68,27%
2σ	95,45%
3σ	99,73%

Abbildung 4.34: Theoretischer Anteil einer Normalverteilung im Intervall 1-3 σ um den Mittelwert.

zustellen, dass alle drei Bereiche Teilchen mit zu hohen Impulsen entfernen, zum anderen sind die Abweichungen der unterschiedlichen Bereiche sichtbar aber nicht groß. Zudem ist fraglich welche Teilchen entfernt wurden, da aus dem Plot nicht zu erkennen ist ob dies Leptonen oder Hadronen sind. Für die weitere Analyse wurde der 2σ Bereich gewählt, da er wie in der Auflistung erwähnt etwa 95% der Messwerte beinhalten soll, jedoch den Aussenbereich mit größerem Risiko für uninteressante Teilchen nicht berücksichtigt. Eine Optimierung bietet noch der höherer Impulsbereich. Für größere Impulse wird die Anzahl akzeptierter Pionen immer größer. Daher soll die Breite des Leptonenbandes für größere Impulse reduziert werden und sich dem Wert 1 annähern. Daraus folgen die in der Tabelle 4.7 gegebenen linearen Funktionen.

Dies ermöglicht auch noch eine erweiterte Reduktion besonders bei Pionen und ebenfalls bei den Protonen werden weitere Teilchen aussortiert. Insgesamt lassen sich die Ergebnisse in den Abbildungen 4.37 bis 4.42 mit den zusätzlichen Informationen der Simulation überprüfen. Durch die ParticleID (PID) Information kann die Teilchenart bestimmt werden. So können die unterschiedli-

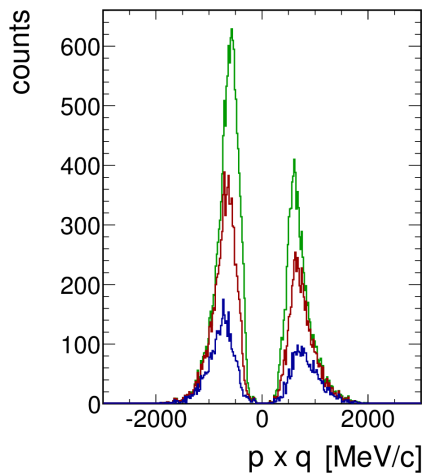


Abbildung 4.35: Impulsverteilung der Hadronen bei unterschiedlichen Sigma. 1σ (grün), 2σ (rot), 3σ (blau)

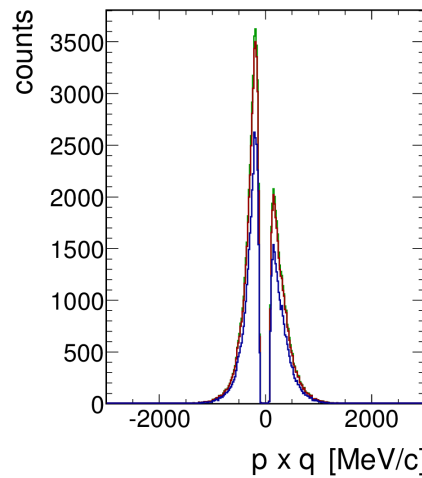


Abbildung 4.36: Impulsverteilung der Leptonen bei unterschiedlichen Sigma. σ (grün), 2σ (rot), 3σ (blau)

chen Teilchensorten unterschiedlich betrachtet werden. Die Vermutungen der Verteilungen der verschiedenen Teilchensorten werden bestätigt. Durch einen genaueren Blick auf die Lepton Pion Region ist festzustellen, dass die Bedingung die meisten Pionen entfernt. Daher wird klar, dass noch weitere Schritte getätigt werden müssen um das gewünschte Signal zu verbessern.

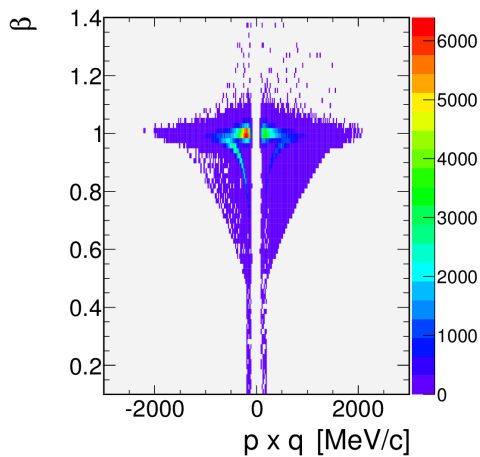


Abbildung 4.37: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung vor der Selektion.

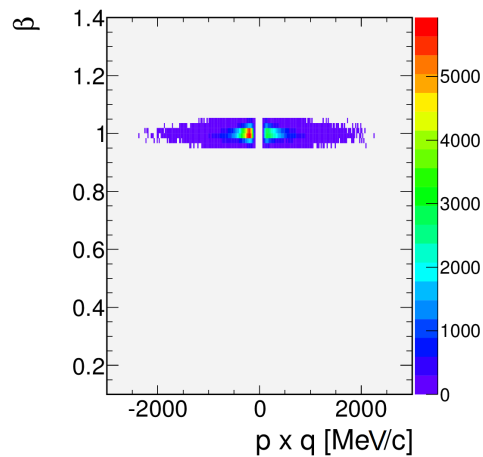


Abbildung 4.38: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung nach der Selektion.

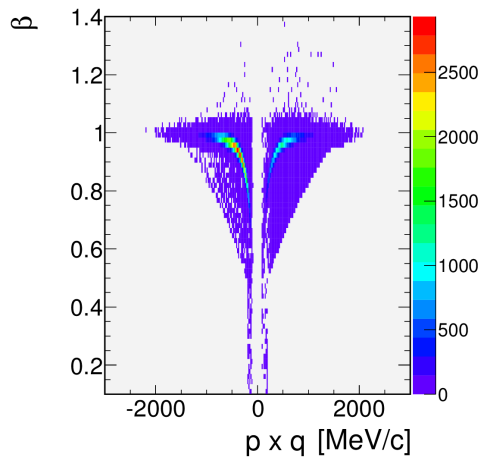


Abbildung 4.39: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Hadronen vor der Selektion.

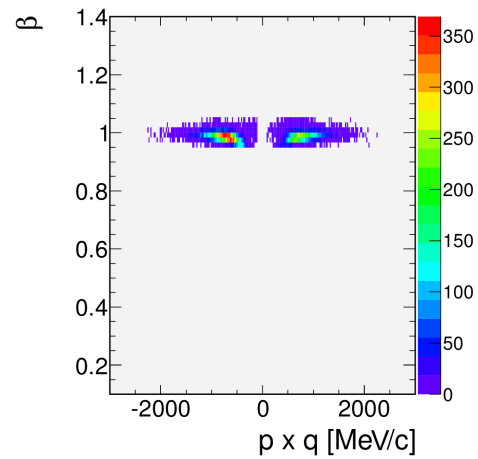


Abbildung 4.40: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Hadronen nach der Selektion.

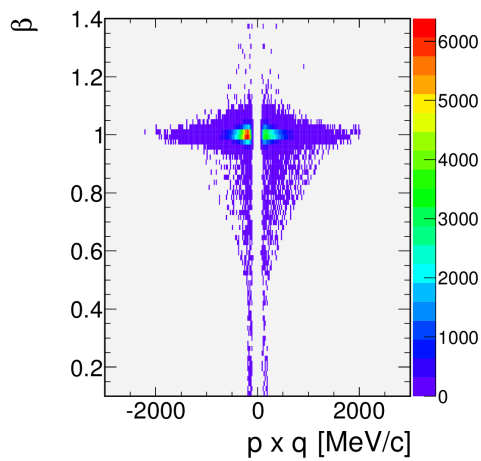


Abbildung 4.41: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Leptonen vor der Selektion.

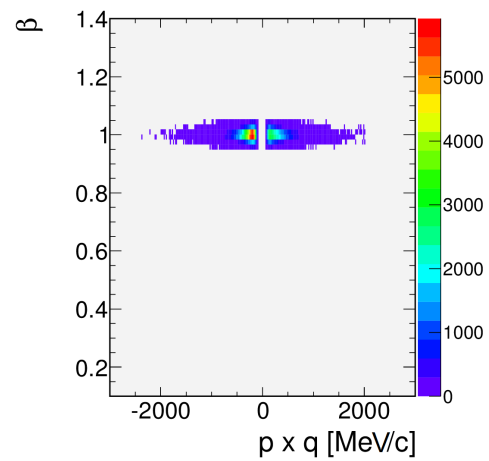


Abbildung 4.42: Geschwindigkeits - $p \times q$ Verteilung der Leptonen nach der Selektion.

4.2.3 Selektion anhand elektromagnetischer Shower Informationen

Die Leptonen Kandidaten wurden bereits durch Bedingungen an die RICH Matching Qualität und Geschwindigkeit eingeschränkt. Basierend auf den Messwerten des PreShower Detektors und damit für Polarwinkel kleiner 45° ist nun noch ein weitere Einschränkung möglich. Die betrachtete Größe setzt sich aus Addition der integrierten Ladungen der post-Shower Ebenen, von denen die integrierte Ladung der PreShower Ebene abgezogen wird, zusammen.

$$\sum Q_{post1}(p) + \sum Q_{post2}(p) - \sum Q_{sum}(p) \geq Q_{Thr}(p)$$

Die Summation der integrierten Ladungen wird als PreShower Wert bezeichnet. Zu Unterscheidung von Hadronen und Leptonen wird ein Grenzwert berechnet. PreShower Werte die unter dem Schwellenwert liegen werden verworfen, da Leptonen theoretisch größere PreShower Werte als Hadronen besitzen.

Für Einschränkungen werden nur Teilchen mit Impuls $p > 100 \frac{MeV}{c}$ gewählt. Bei praktischer Betrachtung der Verteilung 4.43, jedoch besonders durch Vergleich der PreShower Verteilungen von Leptonen und Hadronen (s. Abb. 4.46 und 4.47 nach der Selektion), ergibt sich eine größtenteils überlagernde Verteilung. Die meisten Werte sind bei niedrigen PreShower Werten lokalisiert. Zudem befinden sich die Hadronen häufiger bei niedrigeren Shower Werten, da diese in ihrem Energiebereich nicht so viel Ladung deponieren. Beim Blick auf das Signal zu Untergrund Verhältnis ergibt sich jedoch, dass sich die meisten Teilchen im mittleren Teil überlagern.

Die Einschränkung in den Verteilungen 4.44 bis 4.47 selbst zeigt dass der Großteil der Hadronen entfernt wurde. Nach der Selektion ist feststellbar, dass jedoch auch einige Leptonen verworfen wurden. Aufgrund des Bildes bietet sich auch eine grafische Eingrenzung an. Doch diese wurde nicht angewandt, da sie immer mit großen Leptonenverlusten verbunden wäre. Problematisch ist zudem, dass das größte Hadron zu Lepton Verhältnis im Bereich großer Impulse liegt. Leptonen mit großen Impulsen sind jedoch notwendig um schwerere Teil-

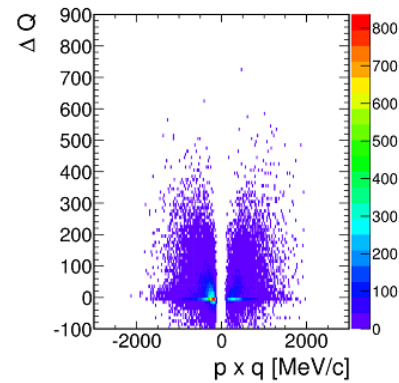


Abbildung 4.43: PreShower Verteilung vor der Selektion.

chen wie ω zu rekonstruieren. Deshalb wurde nur der mit Hilfe des Grenzwertes eingeschränkt.

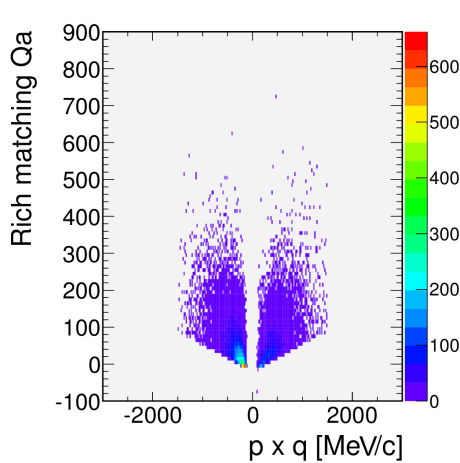


Abbildung 4.44: PreShower Verteilung nach der Selektion.

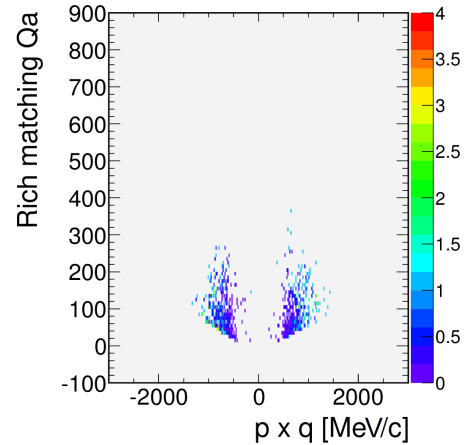


Abbildung 4.45: PreShower Verteilung des Hadronen zu Leptonen Verhältnisses nach der Selektion.

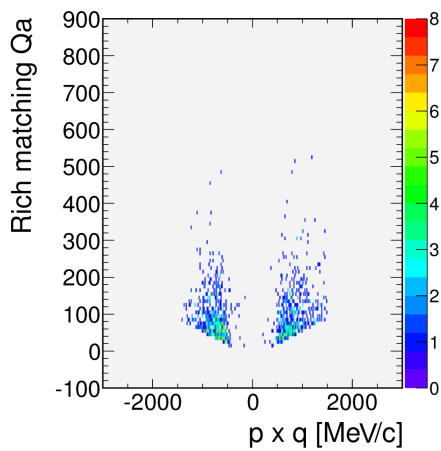


Abbildung 4.46: PreShower Verteilung der Hadronen nach der Selektion.

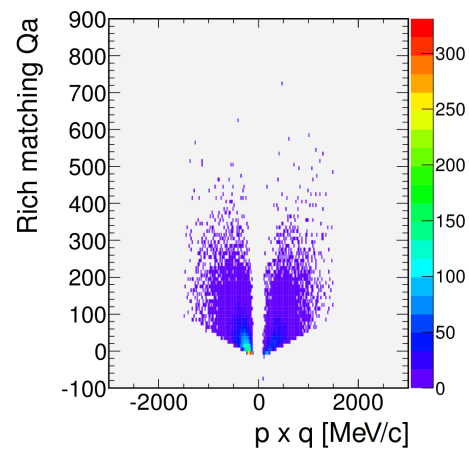


Abbildung 4.47: PreShower Verteilung der Leptonen nach der Selektion.

4.2.4 Zusätzliche leichte Selektionen

Nach den 3 vorherigen Selektionen werden noch weiter zusätzliche Einschränkungen angewendet. Zunächst bietet der Impuls eine Möglichkeit zu schneiden. Da die Leptonen tendenziell niedrigere Impulse als Hadronen haben kann ein oberer Impulsgrenzwert gesetzt werden. Dazu wurden Teilchen mit Impul-

sen größer als $1800 \frac{MeV}{c}$ entfernt, da der RICH Detektor in diesem Bereich Leptonennicht mehr von Myonen unterscheiden kann. Denn ab dieser Energie besitzen neben den Leptonen auch Myonen Geschwindigkeiten, die hoch genug sind um im RICH als Treffer registriert zu werden. Da sehr viele Myonen aus schwachen Pion Zerfällen vorzufinden sind, würde im hohen Impulsbereich ein großer, schwer zu eliminierender Untergrund vorhanden sein. Das Problem kann jedoch durch den Grenzwert gelöst werden.

Desweiteren können auch Spuren mit niedrigen Impulsen entfernt werden, denn die Spurrekonstruktion ist im niedrigen Impulsbereich sehr schwierig. Dabei werden häufig falsche Spuren, welche als „ghost tracks“ bezeichnet werden, konstruiert. So folgt ein Grenzwert für Impulse $100 \frac{MeV}{c} < p < 1800 \frac{MeV}{c}$. Eine weitere Option ist eine Einschränkung bei $\chi^2_{RungeKutta}$. Es werden nur Spuren gewählt, deren $\chi^2_{RungeKutta} < 80$ ist. Dies ist nochmal eine stärkerere Selektion, als die in der Spurselektion angewandte. Sie kann jetzt verstärkt werden, da die Gefahr gute Spuren zu entfernen gesunken ist.

Falls in der Spurselektion nicht die komplette dE/dx Selektion $2,5 < dE/dx$ und $dE/dx < 5$ verwendet wurde, kann sie in diesem Fall verwendet werden. Eine stärkerere Bedingung macht wenig Sinn, da dadurch zu viele Leptonen eliminiert werden.

Im Gegensatz zu MDC dE/dx macht bei der META Match Qualität eine stärkerere Bedingung Sinn. Während vorher eine schwache Schwelle $METAMatchQa < 4$ gewählt wurde, kann jetzt $METAMatchQa < 2$ gewählt werden.

Zusätzlich können einige Einschränkungen auf Parameter des RICH Detektors angewandt werden. Davor wurde die Anzahl der gefeuerten Pads schon in der Spurselektion integriert. Zusätzlich kann diesmal noch der Ring Centroid Parameter aus Abbildung 4.48 und 4.49 verwendet werden. Als Bedingung wird $0 < RC < 2.5$ gewählt, da durch Rauschen erzeugte Werte, größtenteils außerhalb des genannten Bereichs liegen. Eine weitere Einschränkung auf dem MusterMatrix Wert bringt keine Verbesserung, sodass nur bei den Einschränkungen auf die 3 restlichen RICH Observablen verblieben wird.

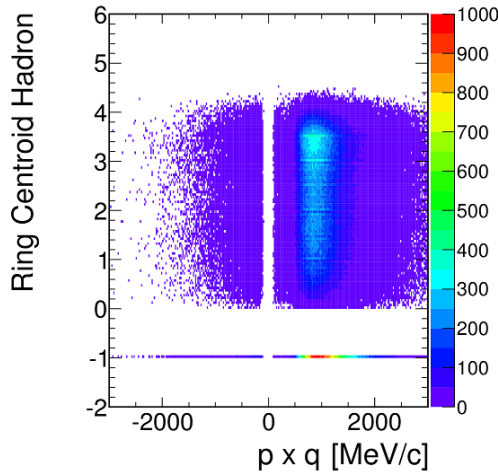


Abbildung 4.48: RICH Ring Centroid Verteilung für Hadronen.

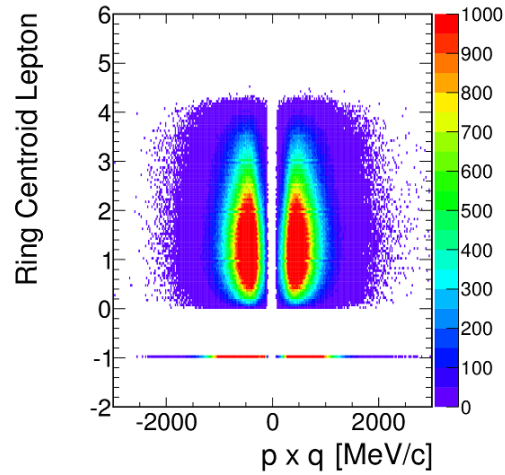


Abbildung 4.49: RICH Ring Centroid Verteilung für Leptonen.

4.2.5 Ergebnis

Zur Ergebniskontrolle bieten sich die Impulsverteilungen 4.50 bis 4.53 an. Das Ergebnis nach der Identifikationsselektion bringt verglichen mit der Situation nach der Spurselektion eine Hadronen Reduktion in der Größenordnung von 10^2 oder mehr. Als sehr effektiv erweisen sich der RICH und Geschwindigkeits Bedingung. Der PreShower Grenzwert bringt keine große Verbesserung, jedoch vielleicht auch dadurch bedingt, dass schon viel Untergrund vorher entfernt wurde. Bei der Impulsverteilung der Leptonen ergibt sich ein positives Bild. Die Summe der Leptonen nimmt nur leicht ab. Etwas größere Veränderungen sind lediglich im hohen Impulsbereich vorzufinden. Doch bis $1800 \frac{\text{MeV}}{c}$ sind immer noch Leptonen vorzufinden.

In dem kompletten Spektrum ist eine erhebliche Teilchenreduktion festzustellen. Die auf Protonen zurück zuführende Erhöhung im positiven Impulsbereich wird stark reduziert, sodass sich nahezu ein symmetrisches Impulsspektrum ergibt.

Vor den Identifikationsselektion liegt das Hadronen-Leptonen Verhältnis bei Werten bis zu 10^3 . Nach allen Selektionen liegt das Verhältnis bei unter 1. Häufig liegt die Leptonenanzahl um die Faktor 10 oder 100 über der Hadronenanzahl.

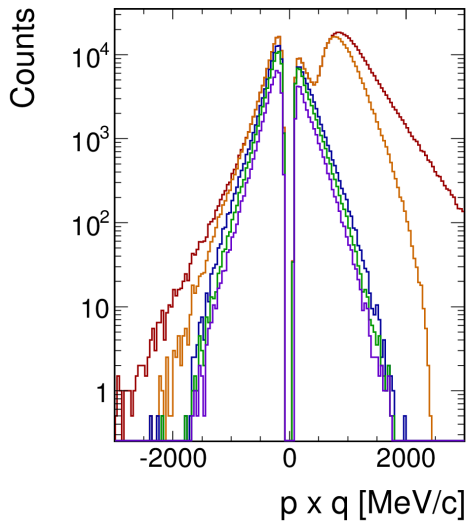


Abbildung 4.50: Impulsverteilung nach den einzelnen Identifikationsselektionschritten.

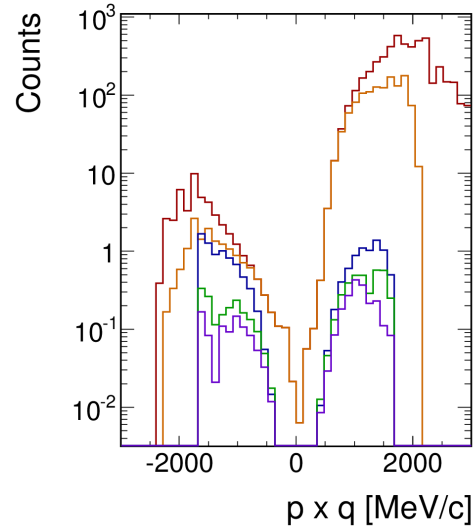


Abbildung 4.51: Verhältnis der Hadronen zu Leptonen nach den einzelnen selektionschritten.

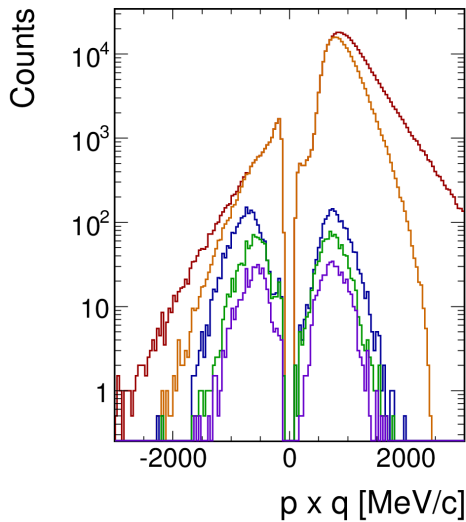


Abbildung 4.52: Impulsverteilung der Hadronen nach den einzelnen Identifikationsselektionschritten.

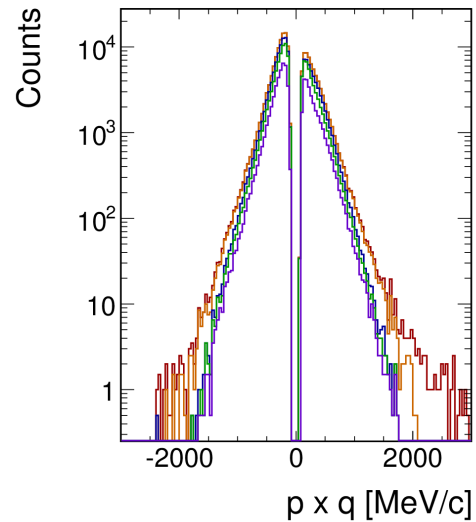


Abbildung 4.53: Impulsverteilung der Leptonen nach den einzelnen Identifikationsselektionschritten.

Abbildung 4.54: Farben: Rot=Spurselektion, Orange=Grafische RICH Bedingung, Blau=Geschwindigkeits Bedingung, Grün=PreShower Selektion, Lila=Nach allen Selektionen.

4.3 Gesamtergebnis

Nach den Identifikationsselektionsschritten liegt nun ein Endergebnis der Analyse vor. Ziel war es die Hadronenzahl erheblich zu reduzieren und ein symmetrisches Spektrum zu erzeugen. Zum einen sieht man die Reduktion an der Impulsverteilung und der Geschwindigkeitsverteilung. Jedoch fällt bei Vergleich der negativen und positiven Impulsverteilungen auf, dass sich die Linien nicht exakt decken.

Die Asymmetrie der Verteilung wird auch in anderen Darstellungen sichtbar. Bei Betrachtung des Positron Elektron Verhältnisses 4.56, ist in der niedrigen Impulsregion von 100 - 500 MeV/c ein Elektronenüberschuss zu sehen. Grund dafür ist die Ablenkung von Positronen zu kleinen Polarwinkeln durch das Magnetfeld. Für kleine Impulse gehen so mehr Positronen als Elektronen an der Akzeptanzgrenze bei kleinen Polarwinkeln verloren. Obwohl die Impulse für $p < 100 MeV/c$ eingegrenzt wurden, ist immer noch ein leichter Überschuss im niedrigen Bereich vorhanden. Im mittleren Impulsbereich um $p = 1000 MeV/c$ liegt der Wert bei etwa 1. Dies entspricht der Erwartung.

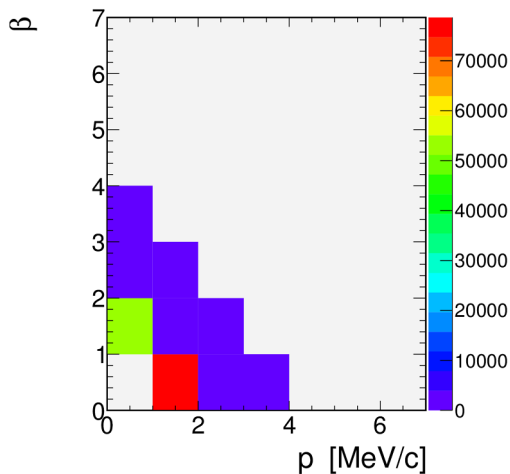


Abbildung 4.55: Anzahl positiv und negativ geladener Leptonen pro Ereignis.

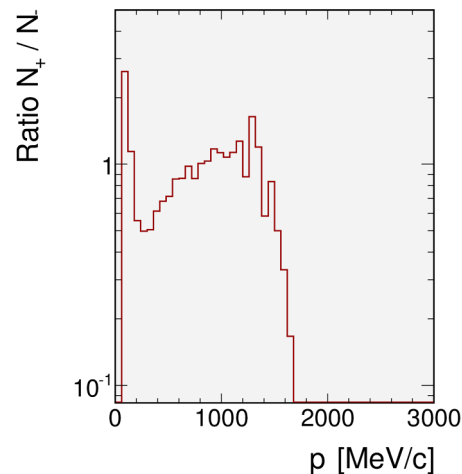


Abbildung 4.56: Verhältnis positiver/negativ geladenen Leptonen.

Eine andere Blickweise auf die Symmetrie der Ereignisse erhält man durch den Blick der Elektronen und Positronen Anzahl pro Ereignis. Beim Blick der Verteilung 4.55 von einzelnen Ereignissen fällt auf, dass meistens 1 Elektron und Positron pro Ereignis auftreten. Selten treten auch bis zu 4 Elektronen und Positronen auf. In dem Bild ist ebenfalls der negative Überschuss festzustellen, denn Ereignisse mit einem Elektron und keinem Positron sind häufiger als Ereignisse mit einem Positron und keinem Elektron.

5 Invariante Masse

5.1 Erzeugung des Massenspektrums

Die Massen der zerfallenen Teilchen können aus Elektronen und Positronen Paaren rekonstruiert werden. Quellen der interessanten Leptonenpaare sind die dileptonischen Zerfälle der Mesonen aus Tabelle 5.1. Zur Kombination werden die Leptonen eines einzelnen Ereignisses gewählt und dazu alle möglichen Kombinationen gebildet. Diese Methode wird „kombinatorischer Same Event Untergrund“ bezeichnet.

Dabei treten jedoch auch zahlreiche zufällige und somit falsche Kombinationen auf, welche auf Bild 5.1 und 5.2 zu sehen sind und einen kombinatorischen Untergrund erzeugen. Ursachen der falschen Kombinationen sind hauptsächlich viele unerwünschte Leptonenquellen. Durch γ -Konversion, π^0 , η , Dalitz Zerfälle und falsch identifizierte Hadronen entstehen die unerwünschten Teilchen.¹¹ Der kombinatorische Untergrund wird je nach Entstehungsursache in korrelierten und unkorrelierten Hintergrund unterteilt. Beim korrelierten Untergrund werden Teilchen eines Ereignisses falsch miteinander verknüpft, während beim unkorrelierten Untergrund Leptonen aus unterschiedlichen Quellen kombiniert werden. Im Gegensatz zum unkorrelierten Untergrund führt der korrelierte zu lokalen Maxima in dem Spektrum.

Die Kombinationen von e^+e^- werden als Paarkombinationen entgegengesetzter Polarität oder auch als „Unlikesign“ bezeichnet und e^+e^+ oder e^-e^- Kombinationen werden als Paarungen gleicher Polarität oder auch „Likesign“ bezeichnet und sind für die Bestimmung des Untergrundes relevant. Grundgedanke bei Bestimmung des Untergrundes ist, dass der Untergrund von Paarkombinationen entgegengesetzter Polarität dem gleicher Polarität gleich und somit der Untergrund der Paarkombinationen gleicher Polarität zur Bestimmung des Untergrundes der Paarkombinationen entgegengesetzter Polarität verwendet werden

¹¹[Galatyuk \[2009\]](#)

kann. Je nach Berechnungsformel spricht man dabei vom Geometrischen oder Arithmetischen Untergrund.

$$Bg_{Geom} = 2\sqrt{N_{++} + N_{--}}$$

$$Bg_{Arith} = N_{++} + N_{--}$$

$$N_{++} = \text{Anzahl der } e^+e^+ \text{ Paare}$$

$$N_{--} = \text{Anzahl der } e^-e^- \text{ Paare}$$

Der Untergrund ist abhängig von der Menge und Art der falsch kombinierten Spuren, die immer noch im betrachteten Teilchenspektrum liegen. Die Menge wächst quadratisch mit der Anzahl der Untergrundteilchen, weswegen die vorherige Untergrundreduktion wichtig ist. Dabei ist besonders zu beachten, dass Zerfälle eines Mesons in die leptonischen Zerfallskanäle selten sind (s. Tab. 5.1), wodurch schon ein leichter Untergrund viele Probleme bereiten kann. Doch zusätzlich stehen nun weitere Selektionsparameter zur Analyse und Reduktion zur Verfügung.

Meson	Zerfall	Verzweigungsverhältnis [%]
π^0	$\gamma\gamma$	99
	γe^+e^-	1
	$e^+e^+e^-e^-$	$3 \cdot 10^{-5}$
η	$\gamma\gamma$	39
	γe^+e^-	$7 \cdot 10^{-3}$
	$e^+e^+e^-e^-$	$7 \cdot 10^{-5}$
ρ	e^+e^-	$5 \cdot 10^{-5}$
ω	e^+e^-	$7 \cdot 10^{-5}$
ϕ	e^+e^-	$3 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.1: Verzweigungsverhältnisse für verschiedenen Zerfälle mit e^\pm als Tochterteilchen.

5.2 Relevante Observablen

Die Parameter der Leptonenkombination beziehen sich nun auf ein Teilchenpaar. Die angegebenen Grenzwerte für Selektionen sollen zur Omegaidentifikation dienen.

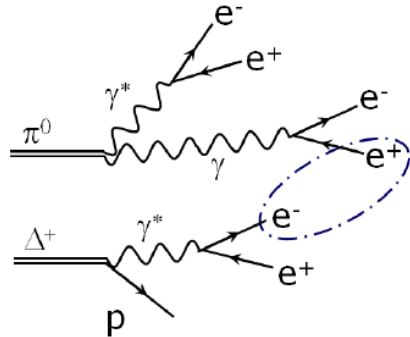


Abbildung 5.1: Beispiel einer Kombination die zu unkorreliertem Untergrund führt.

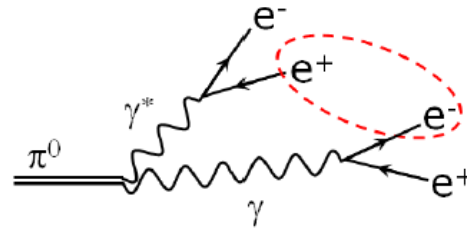


Abbildung 5.2: Beispiel einer Kombination die zu korreliertem Untergrund führt.

Der Öffnungswinkel beschreibt den Winkel zwischen zwei Teilchen, welcher bei Zerfällen von leichten Teilchen niedriger sein sollte. Bei Betrachtung der Verteilung 5.3 fällt auf, dass das relevante Signal einen sehr großen ($40^\circ < \alpha < 150^\circ$) Winkelbereich abdeckt, während leichte

Teilchen wie vermutet, im niedrigen Winkelbereich auftreten. Dies erlaubt die Elimination von Teilchen mit niedrigen Massen und daher geringen Impulsen. Daher sind besonders γ bei sehr kleinen Winkeln zu finden und deswegen leicht zu entfernen. Laut Verteilung bietet sich ein Grenzwert für Winkel $\alpha > 40^\circ$ oder $\alpha > 50^\circ$ an.

Eine weitere Abstandsangabe in Grad wird durch die „Nächster Nachbar“ Variable geliefert. Für die Bestimmung des Winkels wird zunächst ein Leptonenkandidat gewählt. Dazu werden alle möglichen Kombinationen mit nahen Leptonenkandidaten durchgeführt, welche zudem schon durch Einschränkungen entfernt worden sein können. Für die kombinierten Paare gibt es ebenfalls ein Abstandswert, welcher in Grad angegeben wird. Dabei wird bei Betrachtung von Untergrund und Signal in Abbildung 5.4 sichtbar, dass sich für

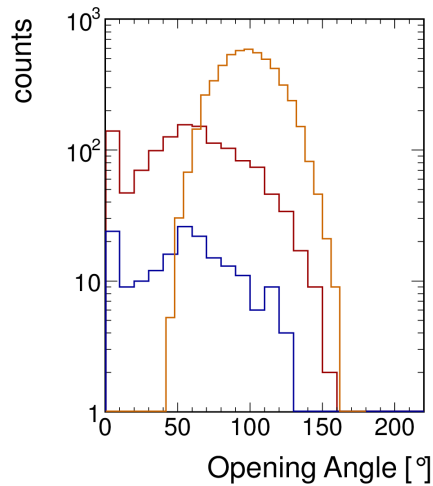


Abbildung 5.3: Öffnungswinkelverteilung für Signal (orange), π^0 (rot), η (blau)

kleine Winkel ein Untergrundüberschuss ergibt. Insgesamt ist die Ansammlung jedoch breit verteilt, sodass der Untergrund nicht ohne Signalverlust entfernt werden kann. Das Signal zu Untergrund Verhältnis ist für Werte < 3 oder < 4 nahezu bei 1, während es im Bereich höherer Werte größer ist. Daher sollte bei diesen Werten eine Eingrenzung gewählt werden.

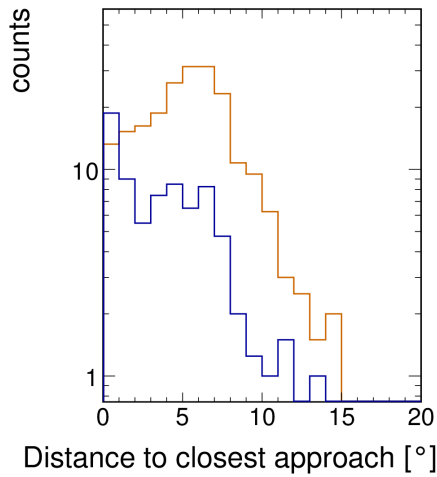


Abbildung 5.4: Verteilung der nächsten Nachbarn. Signal (orange), Untergrund (blau)

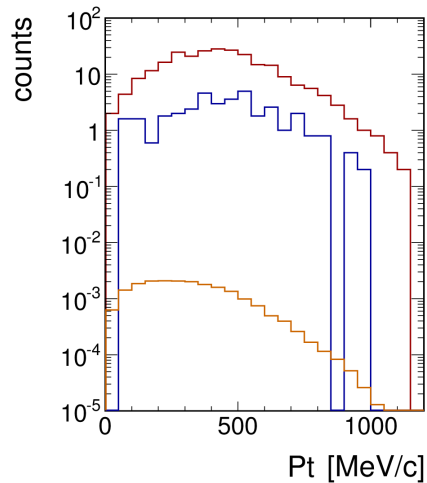


Abbildung 5.5: Pt Verteilung für Signal (orange), π^0 (rot), η (blau)

Der transversale Impuls ist die letzte Beobachtungsgröße, die sich für Einschränkungen eignen könnte. Dazu wird der Teilchenimpuls in eine longitudinale und transversale Komponente unterteilt. Die Longitudinalkomponente wird jedoch, durch die lorenz invariante Rapidität¹² ausgedrückt und ist daher auch für hohe Geschwindigkeiten additiv. Beim transversalen Impuls ist dies nicht notwendig, weshalb dieser als klassischer Impuls unter der Bezeichnung „Pt“ verwendet wird. Für Bedingungen ist nur ein Blick auf Pt von Bedeutung. Das Histogramm 5.5 bietet jedoch eine Überlagerung der ω -Signale aber auch der π^0 - und η -Signale. Lediglich die Breite des ω übertrifft die der anderen beiden Teilchen. Daher ist eine Einschränkung nur schwer möglich, weswegen zunächst nur Einschränkungen an den anderen beiden Größen vorgenommen werden.

Doch es ist zu beachten, dass sich die Effekte der Einschränkungen überlappen können. Die korrekten Ergebnisse ergeben sich durch Analyse verschiedener Kombinationsvarianten.

¹²Bailhache

5.3 Einschränkungen zur Omegaidentifikation

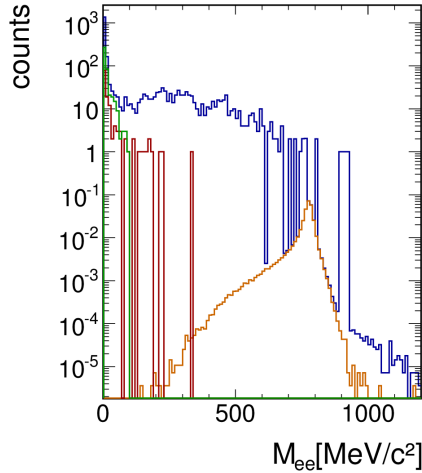


Abbildung 5.6: Invariante Masse Verteilung Inv Masse (blau), Signal (orange), π^0 (grün), η (rot).

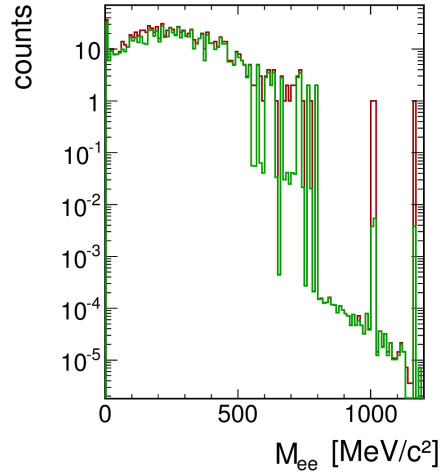


Abbildung 5.7: Vergleich des Arithmetischen (rot) mit dem Geometrischen (grün) Untergrund.

Ziel ist es in dem Massenbereich um $\approx 700 \frac{MeV}{c^2}$ das Signal hervorzuheben. Die Optimierung für diesen Bereich soll anhand ω durchgeführt werden. Beim Blick auf das Ausgangsspektrum 5.6 ist in der logarithmischen Skala bereits ein ω Signal sichtbar. Doch der Untergrund aus übertrifft das Signal um etwa zwei Größenordnungen bei der ω -Polmasse und um etwa 4 Größenordnungen im niedrigeren Massenbereich. Das ω ist ab etwa $500 \frac{MeV}{c^2}$ zu finden. Ziel ist es nun den Untergrund aus Plot 5.7 zu reduzieren.

Für Einschränkungen stehen die im vorherigen Unterkapitel 5.2 behandelten Größen zur Verfügung. Dazu können zunächst die Werte basierend auf den Spektren der Größen gewählt werden. Für Öffnungswinkel größer als 40° oder 50° ergibt sich keine große Verbesserung. Für die Verwendung eines Grenzwerts bei Nächster Nachbar 3° ergibt sich eine Verbesserung. Auffällig ist die starke Reduktion des Untergrunds im Bereich mittlerer Massen, mit vergleichsweise geringen Verlusten beim Signal. Diese Observable ist daher zur Reduktion des Untergrunds geeignet. Eine Einschränkung von Pt bietet jedoch keine weitere Verbesserung, was auch schon beim ersten Blick auf die Pt Verteilung zu vermuten war.

Wie in Bild 5.8 zu erkennen ist, wird der Untergrund reduziert. Doch das Signal ist immer noch größer als die Untergrundansammlungen. An der Struktur des ω -Peaks ist zudem zu erkennen, dass dabei auch Signal in der Höhe von

fast 2 Größordnungen verloren geht.

Natürlich können auch stärkere Einschränkungen gewählt werden. Interessant ist dabei eine Verstärkung der Nächster Nachbar Bedingung, da durch die breite Überlagerung von Signal und Untergrund überall viel Untergrund vorhanden ist. Durch Variation des Grenzwertes ergibt sich 4 als optionale Variante, da für noch größere Werte zu viel Signal entfernt wird. Als letzte Möglichkeit bietet sich eine starke Selektion am Öffnungswinkel an, welcher für 100° eine verbesserte Reduktion des Untergrundes liefert.

Für diese Selektionskombination ergibt sich ein nochmals reduziertes Omega-signal 5.9, dass nun um über 2 Größenordnungen verringert wurde. Jedoch ist auch der Untergrund nochmals kleiner geworden. Der Untergrund besteht aus wenigen spitzen Ansammlungen, woraus sich schließen lässt, dass eine größere Statistik benötigt wird.

Für Untersuchungen mit einer größerer Statistik würde sich eine sanftere Verteilung als bei Bild 5.9 ergeben. Bei weiteren Analysen mit größerer Statistik, sollten zunächst Einschränkungen an der Nächster Nachbar Variable getätigt werden. Sicherlich können auch leichte Einschränkungen am Öffnungswinkel vorgenommen werden, während Selektionen an Pt vermutlich keine Verbesserung liefern werden.

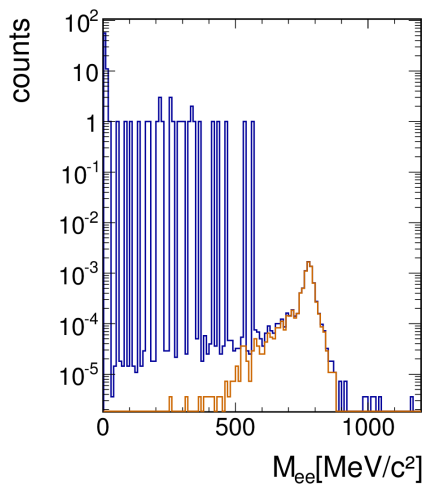


Abbildung 5.8: Invariante Masse (blau) Verteilung mit Signalanteil (orange) mit Bedingung nächster Nachbar $> 3^\circ$.

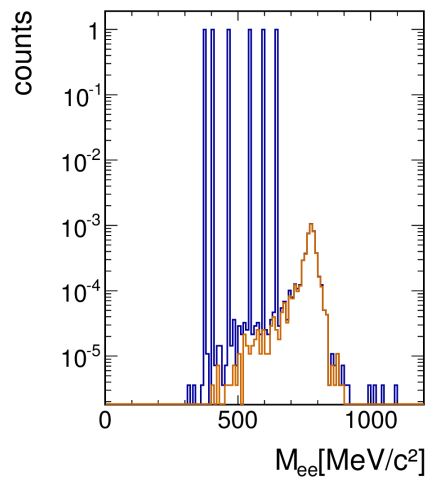


Abbildung 5.9: Invariante Masse (blau) Verteilung mit Signalanteil (orange) mit Einschränkungen bei Öffnungswinkel $> 100^\circ$ und nächster Nachbar $> 4^\circ$.

6 Fazit und Ausblick

Relevant zur Bewertung der Ergebnisse ist das Invariante Masse Signal, welches im vorherigen Kapitel betrachtet wurde. Doch grundlegend dazu ist die davor durchgeführte Analyse, bei der noch Spielraum zur Optimierung bei der Stärke der Selektion, vorhanden ist.

In der Spurselektion könnten die Bedingungen an den Qualitätsobservablen verstärkt werden. Auch die Beta Bedingung kann noch Potential zur Verbesserung bieten. Aber es ist sehr fraglich ob mehr Pionen ohne große Leptonenverluste entfernt werden können. Ein wichtiger Aspekt bei Betrachtung der Spurselektion ist die deutlich werdende Wichtigkeit der Selektionskombination. Für simulierte Daten wurde nur die MDC dE/dx Selektion gewählt, da er das beste Ergebnis liefert. Für reale Daten bietet sich jedoch die Beta Bedingung an. Er ist von den Ergebnissen nahezu äquivalent, jedoch einfacher anzuwenden, da die Teilchenidentität an den Strukturen in den Spektren der Observablen zu erkennen ist.

Auch die Identifikationsselektion bieten noch einige Möglichkeiten zur Optimierung, indem die Einschränkungen nochmals genauer angepasst werden. Sicherlich sind auch kleine Abweichungen im Gegensatz zur Simulation vorhanden, sodass die verwendeten Werte nur als guter Ausgangspunkt anzusehen sind. Für eine weitere Verbesserung liegt besonders der Shower Grenzwert im Blickfeld. Bei der Kalibrierung der Parameter gibt es noch Spielraum zur Optimierung. Zudem ist es vielleicht möglich ein verbessertes Ergebnis durch eine grafische Selektion anhand der Shower Verteilung zu erzielen.

Insgesamt ist das erhaltene Hadronen pro Leptonen Verhältnis jedoch gut genug um ein Invariante Masse Signal zu erkennen. Das Signal ist ohne Selektionen schon zu erkennen und mit den Selektionen wird es besser sichtbar. Es sind jedoch immer noch markante Untergrundanhäufungen vorhanden, deren Reduktion hauptsächlich durch eine Verbesserung der Spurselektions- und Identifikationsselektion Eingrenzungen möglich ist. Aber auch das Signal wird reduziert, weswegen zu starke Einschränkungen zur Reduktion des Untergrunds zu vermeiden sind. Das Signal besitzt desweiteren nicht mehr den weichen Verlauf

des Ursprungssignals. Zusammen mit den spitzen Untergrundansammlungen deutet dies darauf hin, dass mehr Statistik benötigt wird. Für weitere Analysen mit erhöhter Statistik, dienen die Erfahrungen über die möglichen Selektionen zur Orientierung.

Die niedrigeren Massenbereiche mit den Mesonenmassen $M_{ee} < 800 \frac{MeV}{c^2}$ müssen ebenfalls noch untersucht werden, und darin können Eingrenzungen von Pt wiederum eine wichtige Rolle spielen. Zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds kann zudem ebenfalls der kombinatorische gemischte Ereignis Untergrund bestimmt werden. Bei diesem Verfahren werden Leptonen aus verschiedenen Ereignissen kombiniert. Dies führt zu einer guten Statistik des Untergrunds, kann aber zur Verletzung der Energieerhaltung der Einzelereignisse führen.

Zudem wurde bisher nur der Stoßparameter von bis zu $b=4$ fm verwendet. Bei realen Datensätzen entspricht der Grenzwert $b=9$ fm. Die Einschränkungen sollten bei Daten mit größeren Stoßparametern ähnliche Ergebnisse liefern, jedoch beträgt die Teilchenanzahl vermutlich nur 25% derer bei zentraleren Stößen. Dies wirkt sich erheblich auf die Hintergründe der Invarianten Masse aus, da der Untergrund quadratisch mit der Teilchenzahl steigt. Dieses Verhalten kann demnächst anhand der Daten der Teststrahlzeit im August durchgeführt werden.

Dabei werden somit Daten mit einer Rate von 5 kHz aufgenommen. Alle 15 Minuten werden in der Teststrahlzeit bis zu 10 Millionen Ereignisse aufgezeichnet. Die Datenmengen werden die 10 Millionen simulierte Ereignisse also schnell übersteigen. Die komplette Analyse folgt nach der 2012 geplanten Strahlzeit. Diese Analyse von Au+Au Kollisionen zeigt, dass eine Untersuchung des Gold Kollisionssystems mit HADES durchführbar ist und zu interessanten Ergebnissen führt.

Literaturverzeichnis

PDG 2008

PARTICLE PHYSICS BOOKLET 2008, particle data group, 07.2011.
2008

Inv 2011

[http://gruppo3.ca.infn.it/usai/images/
DileptonInvariantMass.jpg](http://gruppo3.ca.infn.it/usai/images/DileptonInvariantMass.jpg). 07 2011

ROO 2011

<http://root.cern.ch/drupal/>. 07 2011 7

Std 2011

[http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/
1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg/
553px-Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.png](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg/553px-Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.png).
07 2011

UrQ 2011

<http://urqmd.org/~weber/CERNmovies/index.html>. 07 2011

TOF 2011

<http://www-hades.gsi.de/gallery/06-99-TOF-Mounting/>. 07 2011

Phy 2011

[http://www-hades.gsi.de/gallery/09-99-RICH-I/big/
pic00001.jpg](http://www-hades.gsi.de/gallery/09-99-RICH-I/big/pic00001.jpg). 07 2011

MDC 2011

<http://www-hades.gsi.de/mdc/PIC/>. 07 2011

Sta 2011

<http://www-hades.gsi.de/start/>. 07 2011

Imp 2011

http://www-np.ucy.ac.cy/HADES/physics/impact_parameter_fireball.png. 07 2011

GEA 2011

http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/node8.html. 07 2011 **10**

RIC 2011

<http://www.e12.physik.tu-muenchen.de/groups/rich/Detektor?lang=en>. 07 2011

Appelshäuser

APPELSHÄUSER, Prof. H.: *Kernphysik II*. – Vorlesung SoSe2011 **2**

Bailhache

BAILHACHE, Dr. R.: *Ergaenzungen zu Kernphysik II*. – Vorlesung SoSe2011 **12**

Bass 1998

BASS, S. A.: Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions. In: *arxiv.org* arXiv:nucl-th/9803035v2 (1998), S. 1 bis 130 **8**

Belver 2009

BELVER, D.: The HADES RPC inner TOF wall. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 602 (2009), S. 687–690

C. Agodi 2002

C. AGODI, et. a.: The HADES time-of-flight wall. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 492 (2002), S. 14–25 **5**

Dr. Ingo Fröhlich 2007

DR. INGO FRÖHLICH, et. a.: Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics. In: *arxiv.org* arXiv:0905.2568v1 (2007), S. 1 bis 46 **9**

Dr. Ingo Fröhlich 2009

DR. INGO FRÖHLICH, et. a.: Design of the Pluto Event Generator. In: *arxiv.org* arXiv:0905.2568v1 (2009), S. 1 bis 13 **9**

G. Agakishiev 2008

G. AGAKISHIEV, et. a.: Study of dielectron production in C+C collisions at 1 A GeV. In: *Physics Letters B* 663 (2008), S. 43 bis 48

Galatyuk 2009

GALATYUK, Dr. T.: *Di-electron spectroscopy in HADES and CBM*, Goethe-Universität Frankfurt am Main, Diss., 2009 3, 11

Markert 2005

MARKERT, Dr. J.: *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Goethe Universität Frankfurt, Diss., 2005 4, 6

Povh 2006

POVH, Scholz Z. Rith: *Teilchen und Kerne*. Springer, 2006

Rapp 2009

RAPP, Ralf: Dileptons, Charm and Charmonium at Finite Temperature and Chemical Potential. In: *arxiv.org* arXiv:0908.3344v1 (2009), S. 1 bis 16

Rehnisch 2009

REHNISCH, Laura: *Produktion der $\Sigma(1385)$ -Resonanz in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV*. 2009

Sober 2005

SOBER, D.: An Introduction to Cross Sections. In: *Physics 537/635* (2005), S. 1 bis 5