INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen
Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Björn Lenkeit
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Dezember 1998

Elektron-Positron-Paar Emission in Pb-Au-Kollisionen bei 158 A GeV

Gutachter:	Prof. Dr. Hans Joachim Specht
	Prof. Dr. Dirk Schwalm

Elektron-Positron-Paar Emission in Pb-Au-Kollisionen bei 158 A GeV

Das CERES Experiment am CERN-SPS studiert die Produktion von Elektron-Positron Paaren in ultrarelativistischen Kern-Kern Kollisionen. Dabei wurde in S-Au Kollisionen ein Überschuß an Paaren mit Massen oberhalb 200 MeV/c^2 über den aus p-Be Kollisionen extrapolierten Erwartungen hadronischer Zerfälle beobachtet. Erste Messungen in Pb-Au Kollisionen 1995 haben diese Erkenntnis bestätigt. Zur Fortführung dieser systematischen Studien hat die CERES Kollaboration während der Datennahme 1996 $60 \cdot 10^6$ Ereignisse zentraler Pb-Au Kollisionen bei 158 A GeV akkumuliert, 5 mal mehr als in der vorherigen Strahlzeit. Die Analyse dieser Daten ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Neben der Verbesserung der statistischen Fehler war das Ziel, ein wesentlich tieferes Verständnis der Analyse zu erlangen. Deshalb liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit in einer detaillierten Monte Carlo Simulation des CERES Experiments. Im Vordergrund stand dabei eine quantitative Simulation des kombinatorischen Paaruntergrundes.

Die untersuchten Daten bestätigen die Ergebnisse der vorhergehenden Analysen. Es wird ein signifikanter Überschuß an Paaren relativ zu den erwarteten hadronischen Zerfällen um einen Faktor 2.6 $\pm$0.5 (stat.) $\pm$0.5 (system.) im Massenbereich $250 < m < 700\,\mathrm{MeV/c^2}$ beobachtet. In den Massenbereichen unter 250 MeV/c^2 sowie $700 < m < 1500\,\mathrm{MeV/c^2}$ sind die Daten dagegen mit den klassischen Erwartungen verträglich. Der Überschuß wächst quadratisch mit der Multiplizität der Ereignisse und ist am ausgeprägtesten für Paare mit einem Transversalimpuls kleiner 400 MeV/c. Das Signal/Untergrund Verhältnis von 1/13 für Paare $m > 200$ MeV/c^2 wird zu 70% durch nicht vollständig rekonstruierte π_0-Dalitz Zerfälle und zu 30% durch Photon-Konversionen erklärt.

Emission of electron-positron pairs in Pb-Au-collisions at 158 A GeV

The CERES Experiment at the CERN-SPS studies the production of electron-positron pairs in ultrarelativistic nuclear collisions. In S-Au collisions it has observed an excess of pairs with mass larger than 200 MeV/c^2 compared to expectations of hadron decays scaled from p-p collisions. First measurments in Pb-Au collisions 1995 have confirmed this finding. For the continuation of these studies, CERES has accumulated $60 \cdot 10^6$ events of central Pb-Au collisions during the runtime 1996, five times more statistics than before. The analysis of these data is the aim of this thesis.

Apart of the better statistics, it was the main goal to improve the understanding of the analysis. Therefore a major part of this work consists of a detailed Monte

Carlo simulation of the experiment, mainly to do a quantitative simulation of the combinatorial pair background.
The analysed data confirm the previous results. A significant excess of a factor 2.6 $\pm$0.5 (stat.) $\pm$0.5 (system.) compared to hadronic expectations is observed in the mass region $250 < m < 700\,\mathrm{MeV/c^2}$. In the other massregions the data are consistent with the classical expectations. The enhancement grows quadratically with the event multiplicity and is most pronounced for pairs with a transvers momentum below 400 MeV/c. The signal to background ratio of 1/13 for pairs with mass m >200 MeV/c^2 can be explained to 70% by not fully reconstructed π_0-dalitz decays and to 30% by photon conversions.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit Mitte der achtziger Jahre werden am CERN-SPS Schwerionen-Kollisionen im ultrarelativistischen Bereich durchgeführt. Sinn dieser Experimente ist es, etwas über den Zustand hadronischer Materie bei großer Energiedichte zu erfahren. Insbesondere in der frühen Phase der Kollision hofft man eine Energiedichte zu erreichen, wie sie vermutlich auch 10^{-5} sec nach dem Urknall existierte.
Bei diesen Energiedichten erwartet man, daß Quarks nicht mehr in Hadronen gebunden sind und ein Übergang in einen Plasmazustand erfolgt, in dem sich Quarks und Gluonen frei bewegen [1]. Es gibt mehrere indirekte Signaturen für einen solchen Plasmazustand.
Die im Moment am häufigsten diskutierte ist der Effekt der J/Ψ Unterdrückung. Durchläuft das Kollisionssystem die Phase eines Quark-Gluon Plasmas, so erwartet man auf Grund von Abschirmung eine Zerstörung primär produzierter J/Ψ Mesonen. In der Tat beobachtet NA50 [4] eine sprunghafte Unterdrückung dieser Resonanz, die nicht mehr mit konventionellen hadronischen Szenarien erklärbar ist.
Die Tatsache, daß das Kollisionssytem zum Zeitpunkt, an dem die produzierten Hadronen den Kontakt zueinander verlieren, sich im thermischen und chemischen Gleichgewicht befindet [2], sowie kollektive Flußeffekte geben möglicherweise ebenfalls Hinweise darauf, daß das System zuvor einen Übergang vom partonischen in den hadronischen Zustand durchlaufen hat.
Die einzigen direkten Observablen der Frühphase der Kollision sind aber Photonen und Leptonen. Während stark wechselwirkende Teilchen immer den Zustand des Systems zur Zeit des Ausfrierens der Hadronen wiederspiegeln, sind die elektromagnetischen Proben in der Lage, nach ihrer Produktion das Reaktionsvolumen ohne weitere Wechselwirkung zu verlassen.
In einem Quark-Gluon-Plasma werden über den Prozess der q-$\bar{q}$ Annihilation und q-g Compton Streuung Photonen und Leptonpaare produziert. Mit dem Übergang von Confinement zu Deconfinement erwartet man auch, daß der im QCD-Vakuum

von Null verschiedene $<q\bar{q}>$-Erwartungswert vernachlässigbar wird und als Folge die QCD bei hohen Temperaturen und/oder großer baryonischer Dichte chiralsymmetrisch wird [3]. Hierdurch werden Mesonen von ihren chiralen Partnern ununterscheidbar. Somit erwartet man, daß sich die Massen und/oder Breiten der mesonischen Resonanzen ändern. Da im Vergleich zu den anderen Mesonen das ρ eine sehr kurze Lebensdauer hat, zerfällt es noch während der heißen und dichten Phase in Leptonpaare und manifestiert sich somit in dem Zustand, in dem es sich zu diesem Zeitpunkt befindet. Somit erwartet man in den elektromagnetischen Endzuständen auch aus dieser Phase des Übergangs vom hadronischen zum partonischen Zustand ein Signal.
Eine Reihe von CERN-SPS Experimenten hat sich auf die Beobachtung dieser Observablen spezialisiert. Myonpaare werden von NA34 und NA38/50 untersucht, Elektron-Positron Paare von CERES und Photonen von WA80/98 und CERES. Eines der wichtigsten Resultate war dabei die Entdeckung eines Überschusses an Leptonpaaren im Massenbereich $0.2 < m < 1.5GeV/c^2$ gegenüber den aus Proton induzierten Kollisionen extrapolierten Erwartungen hadronischer Zerfälle [6]-[11]. Diese von CERES zuerst in Schwefel-induzierten Kollisionen gemachte Beobachtung konnte in einer ersten Analyse von Pb-Au Kollisionen bestätigt werden. Zum genaueren Studium dieses Überschusses hat CERES während der Bleistrahlzeit 1996 einen Datensatz von 60 Millionen Ereignissen zentraler Pb-Au Kollisionen bei 158 A GeV akkumuliert, was gegenüber der vorangegangenen Strahlzeit einer um einen Faktor 5 verbesserten Statistik entspricht. Die Analyse dieser Daten ist Gegenstand dieser Arbeit.
Bei den bisherigen CERES Analysen traten zwei wesentliche Probleme zu Tage. Zum einen gab es eine unverstanden hohe Zahl an kombinatorischen Untergrund-Paaren, verursacht durch Paare, bei denen nur eine Spur rekonstruiert wird, und zum anderen fehlte es an objektiven Beurteilungsmöglichkeiten zur Einstellung der Schnitte, mit denen man versucht, diesem Untergrund zu begegnen. Zur Lösung dieser Probleme bestand ein Schwerpunkt dieser Arbeit aus einer detaillierten Monte Carlo Simulation des CERES Experimentes.
Im Einzelnen gliedert sich die Arbeit wie folgt: Kapitel 2. gibt einen Überblick über die bisherigen Erkenntnisse von Dileptonproduktion in Proton-Proton und Kern-Kern Kollisionen. In Kapitel 3. wird das CERES-Experiment vorgestellt. In Kapitel 4 wird die Rekonstruktion von Elektronenspuren aus den Rohdaten beschrieben. In Kapitel 6 wird die Verwerfung von physikalischen Untergrundspuren, unter Zuhilfenahme der in Kapitel 5 beschriebenen Monte Carlo Simulation, sowie die Paarrekonstruktion erläutert. In Kapitel 7 werden die Resultate vorgestellt und kritisch diskutiert. In Kap. 8 werden Vergleiche mit anderen CERN-SPS Experimenten sowie mit theoretischen Erklärungsversuchen durchgeführt. Im abschließenden Kapitel wird noch ein Ausblick auf zukünftige CERES Projekte gegeben.

Kapitel 2

Leptonpaare in hadronischen Kollisionen

Elektromagnetische Proben, also Leptonpaare und Photonen sind die einzigen direkten Observablen, die Informationen aus der frühesten Phase der Kollision übermitteln. Da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, verlassen sie

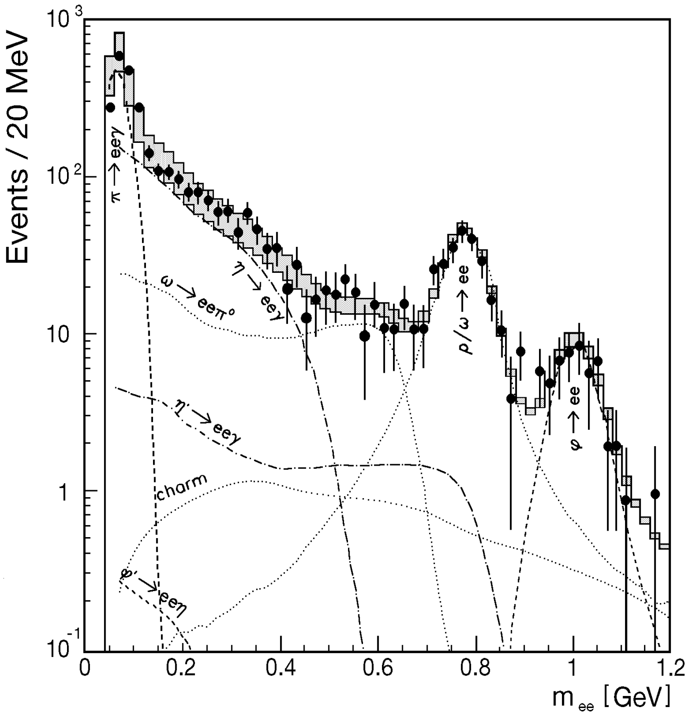


Abbildung 2.1: e^+e^--Paarspektren in 450 GeV/c^2 p-Be Kollisionen (HELIOS/NA34-1). Innerhalb der Fehler ist die Messung konsistent mit den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen.

nach ihrer Produktion das Reaktionsvolumen ohne weitere Wechselwirkung. Produktionsprozesse dieser elektromagnetischen Observablen gibt es jedoch nicht nur aus der Frühphase der Kollision, sondern während der gesamten Zeitentwicklung des Systems. Im Gegensatz zu Photonen bieten Leptonpaare die Möglichkeit, unterschiedliche Produktionsprozesse anhand ihrer Masse voneinander zu trennen. Die wichtigste Quelle sind dabei die leptonischen und semileptonischen Zerfälle von Mesonen, die hauptsächlich zu einem Zeitpunkt stattfinden, wenn diese Mesonen den Kontakt zum Kollisionssystem verloren haben.
Um ein Signal aus der Frühphase der Kollision zu extrahieren, benutzt man deshalb als Referenzmessung dieser klassischen Produktionsquellen Proton-induzierte Kollisionen. Nur eine nicht-triviale Abweichung von diesen Messungen kann Hinweise auf neue physikalische Prozesse in der Frühphase der Kollision geben.

Die ersten sehr präzisen Messungen von Leptonpaaren in Proton induzierten Kol-

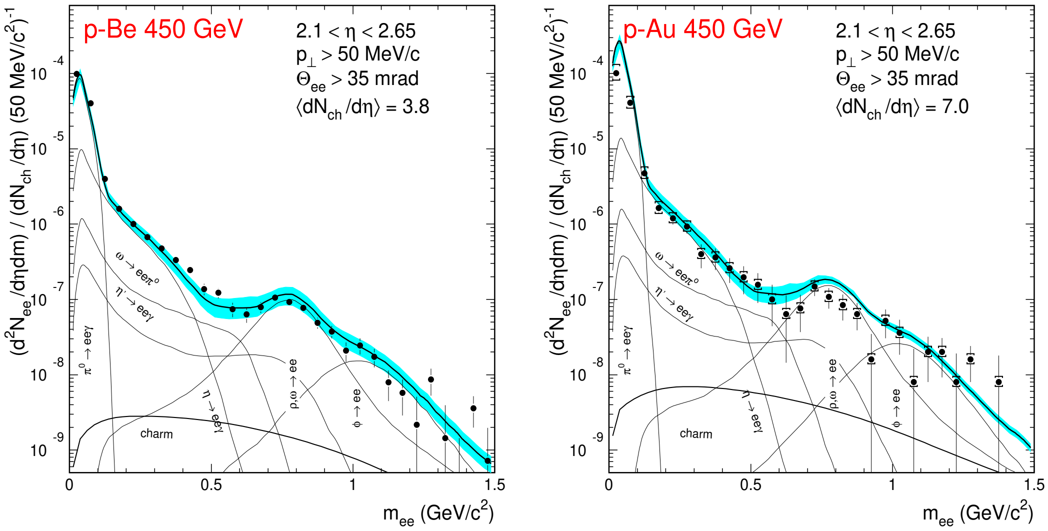


Abbildung 2.2: e^+e^--Paarspektren in 450 GeV/c^2 p-induzierten Kollisionen, gemessen von der CERES-Kollaboration [17]. Sowohl in p-Be als auch in p-Au Kollisionen entspricht die gemessene Paarrate den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen.

lisionen im ultrarelativistischen Bereich wurden von der Helios-1/NA34 Kollaboration durchgeführt. Dabei wurden Daten in p-Be Kollisionen bei einer Strahlenergie von 450 AGeV akkumuliert. Untersucht wurden sowohl e^+e^-- als auch $\mu^+\mu^-$-Paare mit Massen kleiner 1.5 GeV. In diesem Bereich wird die Dileptonrate dominiert durch mesonische Zerfälle. Durch eine koinzidente Messung der Photonen und Dileptonen war es möglich, insbesondere die Zerfälle $\eta \to e^+e^-\gamma$ bzw. $\eta \to \mu^+\mu^-\gamma$ exklusiv zu rekonstruieren. Das Ergebnis der Messungen von e^+e^--Paaren ist in Abb. 2.1 zu sehen. Verglichen werden die Daten mit einem Generator, der

die erwartete Paarrate mesonischer Zerfälle simuliert. Dieser berücksichtigt in p-p gemessene mesonische Produktionsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse der leptonischen und semileptonischen Zerfälle. Die schattierte Fläche verdeutlicht dabei die systematische Unsicherheit des Generators. Das e^+e^--Paarspektrum ist für Massen kleiner 500 MeV/c^2 dominiert durch die Dalitz Zerfälle von π_0, η, η' und ω. Bei größeren Paarmassen beobachtet man die Zerfälle von ρ, ω und Φ.
CERES in Verbindung mit TAPS, einem elektromagnetischen Kalorimeter zum

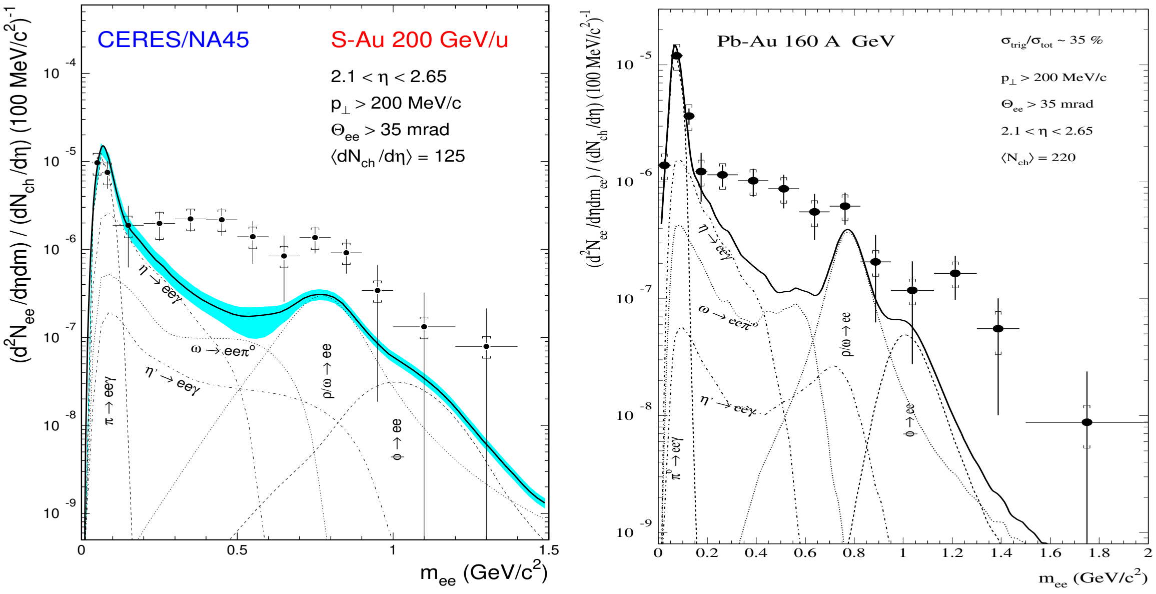


Abbildung 2.3: CERES e^+e^-Paarspektren in Schwerionen-Kollisionen. Im Vergleich zu den aus p-p skalierten Erwartungen beobachtet man einen Überschuß an Paaren, am ausgeprägtesten im Bereich $200 < m < 700$ MeV

Nachweis von Photonen, hat diese Messung mit größerer Präzision wiederholt[17] [37]. Wie in Abb. 2.2 zu sehen ist, wurden dabei sowohl die statistischen Fehler der Messung als auch die systematischen Fehler des Generators verbessert. Die wesentliche Erkenntnis beider Experimente war, daß sich die Produktionsraten im Massenbereich unterhalb 1 GeV/c^2 vollständig durch die mesonischen Zerfälle erklären lassen. Insbesondere wurde dadurch die jahrelange Spekulation über die Produktion anomaler Paare im Massenbereich unterhalb 600 MeV/c^2 [15][16] beendet. Sie war durch eine Unterschätzung des in diesem Bereich dominierenden η-Beitrags zustande gekommen.
Diese Erkenntnis bleibt auch noch wahr, wenn man zu Proton-Kern Kollisionen übergeht. Ebenfalls in Abb. 2.2 ist das Resultat der CERES-Messung für p-Au Kollisionen zu sehen [55]. Erneut läßt sich die gemessene Paarrate innerhalb der Fehler durch hadronische Zerfälle beschreiben.

Beim Übergang zu Kern-Kern Kollisionen ändert sich diese Situation grundlegend. In Abb. 2.3 sind die Ergebnisse der CERES-Kollaboration zur Produktion von e^+e^-Paaren in S-Au Kollisionen bei 200 AGeV und Pb-Au Kollisionen bei 158 AGeV zu sehen. In beiden Messungen beobachtet man einen Überschuß an Paaren, verglichen mit den aus Proton Kollisionen extrapolierten Beiträgen hadronischer Zerfälle. Dieser Überschuß setzt bei 200 MeV/c^2 ein und ist am stärksten ausgeprägt im Massenbereich zwischen der zweifachen Pionenmasse und der ρ/ω Resonanz.
Diese Resultate werden von der Helios-3 Kollaboration qualitativ bestätigt. In Abb. 2.4 ist ein Vergleich der Dimyonenproduktion zwischen p-W und S-W Kollisionen bei CERN-SPS Energien zu sehen. Dabei ist auf der y-Achse die Zahl der Paare pro produziertem geladenem Teilchen aufgetragen. Hierdurch wird der triviale Effekt höherer Produktionswirkungsquerschnitte aufgrund des höheren Wirkungsquerschnittes von S-W Kollisionen ausgeglichen, und die Produktionsraten werden vergleichbar. Die Dimyonenrate ist dabei in S-W Kollisionen über den gesamten Massenbereich von 200 MeV bis hin zum J/Ψ überhöht. Am ausgeprägtesten ist der Überschuß aber wieder im Massenbereich zwischen 400 und 600 MeV/c^2.

Die Entdeckung des Dileptonenüberschusses hatte eine Vielzahl von theoreti-

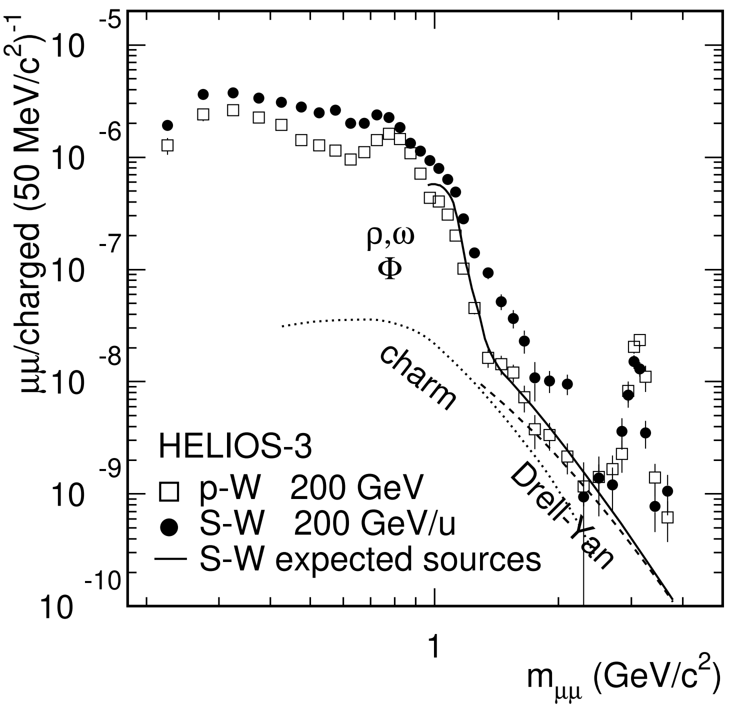


Abbildung 2.4: $\mu^+\mu^-$-Paarspektren aus Messungen des HELIOS-3 Experimentes [12].

schen Rechnungen zur Folge. Im Mittelpunkt standen dabei die Berechnungen der Emission aus einem heißen Hadronengas, welches in Kern-Kern Kollisonen am

SPS ausgebildet wird. In einer solchen hadronischen Phase müssen Zerfälle, Annihilationsprozesse, Bremsstrahlung und andere Reaktionen von Baryonen (p, n, Δ, $N^{\star}$, ...) und Mesonen (π, K, ρ, ω, a_1, ...) in Betracht gezogen werden. Man erwartet, daß der dabei wichtigste Beitrag zum Dileptonenspektrum die paarweise Annihilation von Pionen ist. Abb. 2.5a und 2.6a gibt einen Überblick über eine repräsentative Auswahl an Berechnungen dieses Beitrags zum Dileptonenspektrum im Vergleich mit den von CERES und Helios-3 gemessenen Daten. Dabei wurden auch andere hadronische Prozesse wie $\pi\rho \rightarrow \pi e^+e^-$ [29] berücksichtigt. Zur Berechnung dieser Produktiosraten benötigt man Annahmen über die Kollisionsdynamik. Zur Beschreibung dieser Dynamik wurden unterschiedliche Modelle entwickelt. Ungeachtet der unterschiedlichen Annahmen über die Kollisionsdynamik stimmen alle Berechnungen recht gut miteinander überein. Während die Absolutrate der Dileptonenproduktion recht gut mit den Messungen verträglich sind, können sie jedoch die Form nicht reproduzieren. Alle Rechnungen sagen eine breite Resonanz mit dem Scheitelpunkt bei 780 MeV/c^2 voraus. Dies liegt daran, das die $\pi\pi$-Annihilation resonant über das ρ Meson erfolgt.
Diese Diskrepanz läßt sich lösen, wenn man annimmt, daß sich die Eigenschaften der Mesonen in dichter Kernmaterie ändern. Solche Änderungen wurden als Signal der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie vorgeschlagen [32] [33]. G.Q.Li, C.M und G.Brown haben als erste ein Szenario entwickelt, bei dem die Veränderung der mesonischen Eigenschaften mit einer Massenänderung, dem sogenannten $Brown-Rho\ scaling$, berücksichtigt wurde [33]. Ein ähnliches Resultat ist auch aus einer Analyse der QCD-Summenregeln bei endlichen Dichten abgeleitet worden [34]. Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen mit sich ändernder Masse des ρ-Mesons sind in Abb. 2.5b und 2.6b zu sehen. Mit einem solchen Szenario lassen sich die von CERES und Helios-3 gemessenen Daten gut beschreiben.
Verschiedene Autoren haben Änderungen der mesonischen Eigenschaften aufgrund von Mehrfachstößen im dichten hadronischen Gas untersucht [25] [28] [28] [35]. Solche Mehrfachstöße führen zu einer Verbreiterung der Resonanzen, insbesondere der ρ-Resonanz. Wie in Abb. 2.5c zu sehen ist, führen auch solche Rechnungen zu einer guten Beschreibung der Daten.

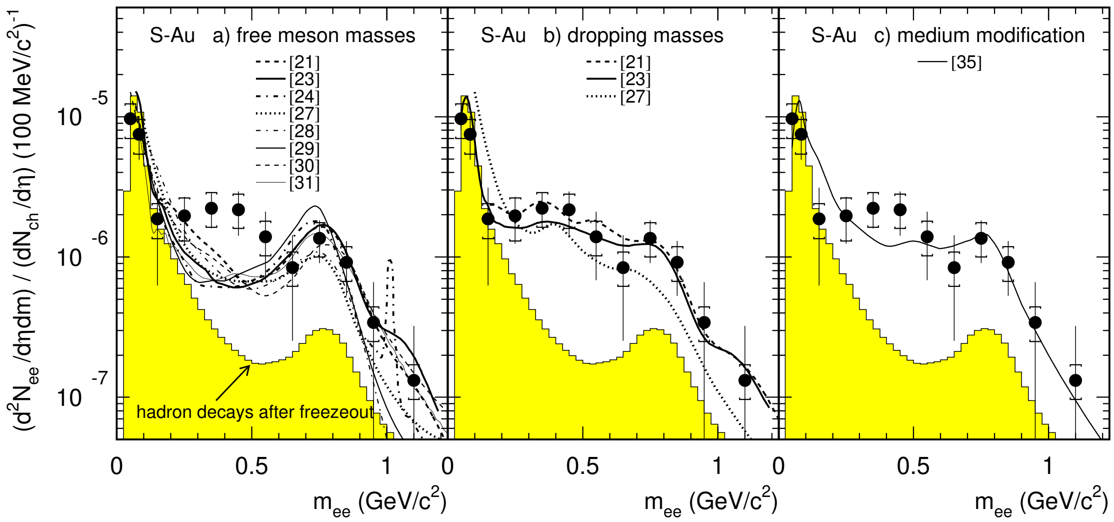


Abbildung 2.5: Theoretische Modelle zur Erklärung des von CERES gemessenen e^+e^--Paarspektrums in S-Au [8] Kollisionen durch $\pi\pi$-Annihilation (a) unter Benutzung der Massen freier Mesonen, (b) bei fallenden Mesonmassen, (c) Mediumverbreiterung der ρ-Resonanz. Die Modelle enthalten die kinematischen Schnitte des Experimentes und berücksichtigen die Detektorauflösung.

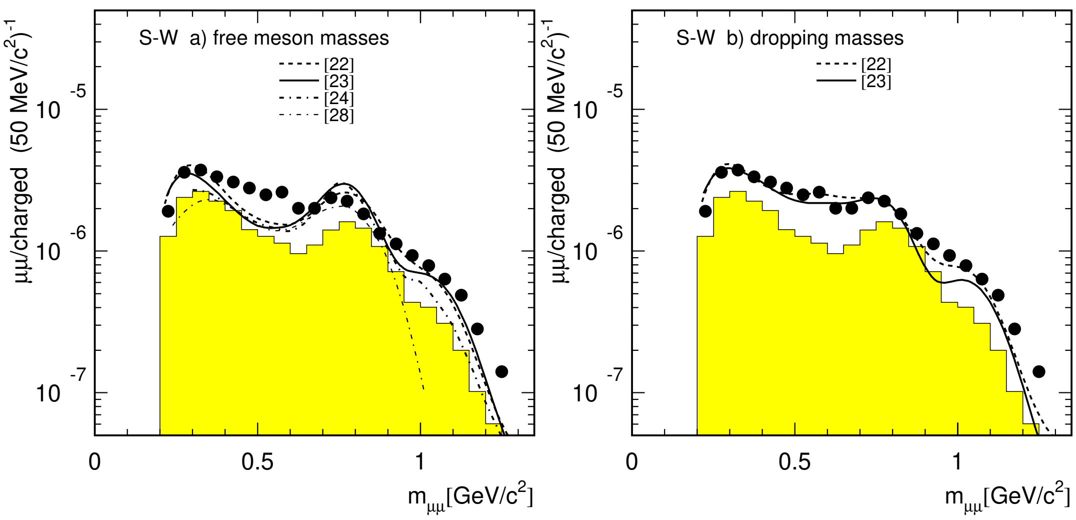


Abbildung 2.6: Theoretische Modelle zur Erklärung des von HELIOS-3 gemessenen $\mu^+\mu^-$ Paarspektrums in S-W Kollisionen.

Kapitel 3

Das CERES-Experiment

CERES (ČErenkov Ring Electron Spectrometer)/NA45 ist ein Experiment am CERN-SPS. Es ist darauf spezialisiert, Elektron Positron Paare, produziert in ultrarelativistischen Kern Kern Kollisionen, nachzuweisen. Hauptinteresse gilt dabei den Paaren mit einer Masse größer 200 MeV/c^2. Der Anteil dieser Signal Paare im Verhältnis zu allen produzierten geladenen Teilchen beträgt 10^{-5}. Das Verhältnis zur Zahl der produzierten Photonen ist von derselben Größenordnung. Konvertieren diese innerhalb der Spektrometermaterialien in e^+e^- Paare, tragen deren Einzelspuren durch Kombination mit den Spuren anderer Paare zum Untergrund bei. Dasselbe gilt für Paare mit einer Masse kleiner 200 MeV/c^2. Diese Paare, hauptsächlich produziert in π_0-Dalitz Zerfällen, sind um einen Faktor 10^3 häufiger als Signal Paare.
Hieraus ergeben sich die Grundideen des CERES-Experiments:

1. Die Detektoren müssen die Möglichkeit besitzen, Elektronen/Positronen sehr effizent von geladenen Hadronen zu separieren. Dies wurde durch zwei ringabbildende Čerenkov Detektoren mit einer hohen Čerenkov Schwelle ($\gamma_{th} = 32$) realisiert. Während Elektronen bereits ab einem Impuls von 50 MeV/c nachweisbar werden, liegt diese Schwelle für Pionen, den leichtesten Hadronen, bei 4.5 GeV/c, was zur Folge hat, daß 95% der geladenen Hadronen unsichtbar sind.

2. Die Strahlungslänge innerhalb der Spektrometerakzeptanz muß möglichst gering sein, um die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen in e^+e^- Paare zu minimieren. Dem wurde Rechnung getragen bei der Anordnung des Targets, sowie einer genauen Auswahl der Materialien aller Detektorkomponenten, insbesondere des Spiegels im ersten RICH Detektor.

3. Das Spektrometer muß den ursprünglichen Öffnungswinkel der Paare rekonstruieren können. Dies ist die wichtigste Signatur zur positiven Erkennung

von Photonkonversionen und π_0-Dalitz Zerfällen. Deshalb muß die Form des zur Impulsmessung nötigen Magnetfeldes so geschaffen sein, daß die ersten Detektoren nach dem Target feldfrei sind.

In Abb. 3.1 ist ein Überblick über das gesamte CERES Spektrometer der beiden Bleistrahlzeiten 1995/96 gezeigt. Das RICH Detektorsystem wird ergänzt durch 3 externe Spur Detektoren, zwei Silizium Drift Detektoren und eine Proportionalkammer. Diese dienen zur Verbesserung der Winkel- und damit auch Impulsmessung der Spuren sowie zur zusätzlichen Unterdrückung von Zufallsspuren. Die Impulsmessung der Elektronen erfolgt durch ein azimutal symmetrisches Magnetfeld zwischen den beiden RICH Detektoren.
Im folgenden werden die Einzelkomponenten des Spektrometers im Detail beschrieben.

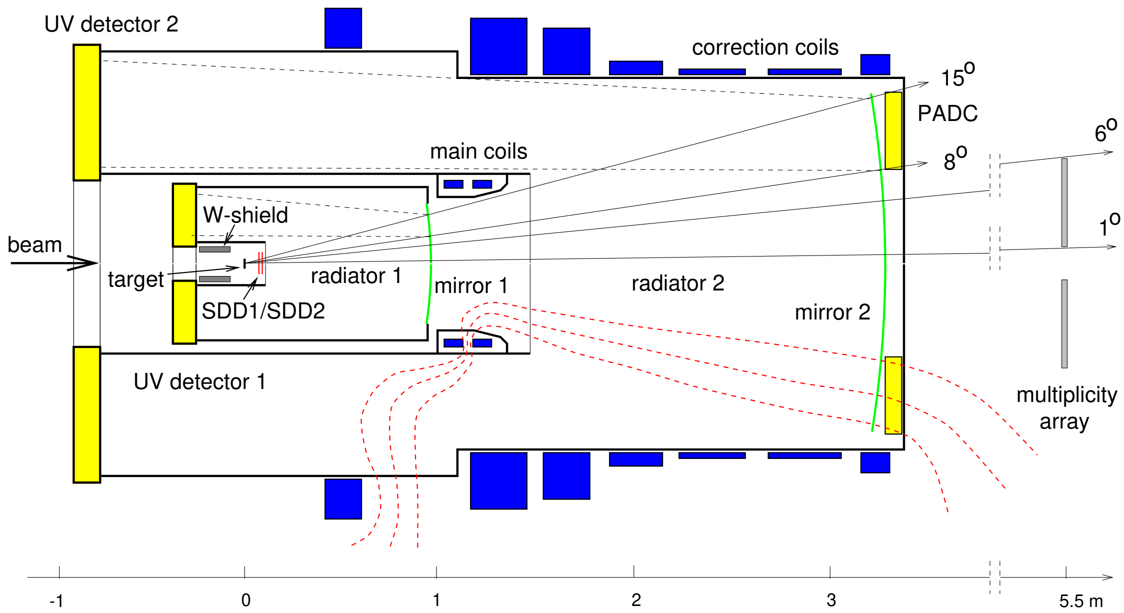


Abbildung 3.1: Das CERES-Experiment im Querschnitt. In der oberen Hälfte ist der Akzeptanzbereich angedeutet, im unteren Teil die Form des Magnetfeldes. Die für die Elektronenidentifikation verantwortlichen RICH Detektoren werden ergänzt durch zwei Silizium Drift Detektoren (SDD1/SDD2) und eine Vieldrahtproportionalkammer (PADC).

3.1 Das Target

In Abb. 3.2 ist die Anordnung des Targets dargestellt. Es ist segmentiert in 8 Au-Scheiben von 25 μm Dicke und 600 μm Durchmesser. Der Abstand der Targetscheiben zueinander beträgt 3 mm. Durch diese Anordnung ist sichergestellt, daß ein produziertes Teilchen, welches in die RICH-Akzeptanz fällt, höchstens noch die nachfolgende Scheibe trifft. Hiermit wird die Strahlungslänge, und somit auch die Wahrscheinlichkeit von Photonkonversionen, bei gleichzeitig ausreichender Interaktionslänge minimiert.

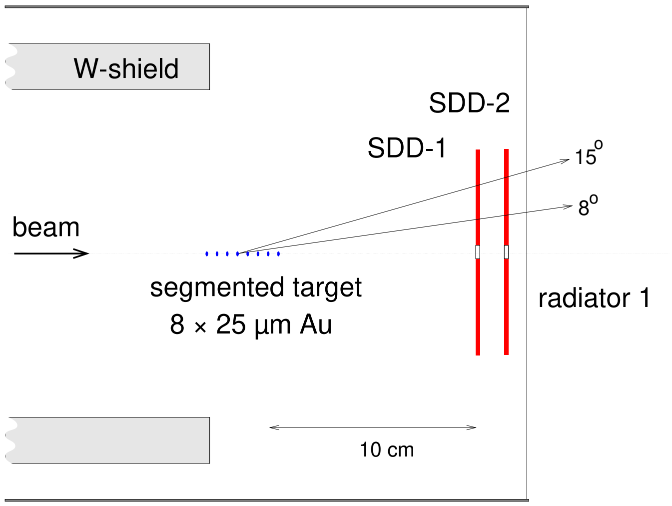


Abbildung 3.2: Vergrößerte Darstellung des Targetbereichs aus Abb. 3.1. eingezeichnet ist der Akzeptanzbereich der RICH Detektoren. Die Abschirmung aus Wolfram schützt die UV-Detektoren vor rückwärts gestreuten ionisierenden Teilchen.

3.2 Das Siliziumdriftdetektor Paar

Die Position der Siliziumdriftdetektoren ist in Abb. 3.2 zu sehen. Sie befinden sich 10 cm strahlaufwärts des Targets und haben einen Abstand von 1.5 cm zueinander. Diese im CERES Experiment erstmalig eingesetzten Detektortypen sind radialsymmetrische, in zwei Dimensionen ortsempfindliche Detektoren, die nach dem von Gatti und Rehak entwickelten Prinzip der Seitwärtsdepletion arbeiten [39]. Die prinzipielle Funktionsweise zeigt Abbildung 3.3. Beim Durchgang geladener Teilchen werden die im Halbleiter erzeugten Elektron-Loch Paare durch ein anliegendes elektrisches Feld getrennt, und die Elektronen wandern in radialer Richtung zu den Anoden. Das Driftfeld wird dabei mit Hilfe ringförmig im-

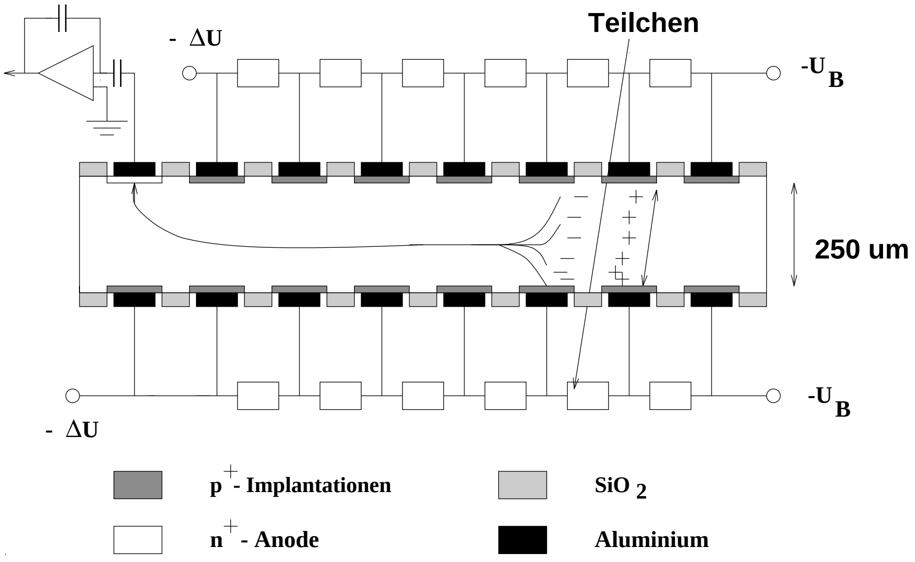


Abbildung 3.3: Prinzip des Siliziumdriftdetektors. Zu sehen ist ein Schnitt durch die Detektorscheibe. Die Elektronen driften nach links zum Außenrand des Detektors.

plantierter Spannungsteiler erzeugt. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit kann der Durchgangsort aus Anode und Driftzeit ermittelt werden.
Die Zahl der Anoden legt die azimutale Auflösung fest, die Granularität der Zeitmessung bestimmt die Güte der radialen Messung. Die Digitalisierung der Amplitudensignale erfolgt über einen schnellen Wandler (FADC) mit einer Abtastfrequenz von 50 MHz und 6 Bit Auflösung.
Im Gegensatz zur Datennahme '95 handelt es sich um zwei baugleiche Detektoren mit einem radialen Durchmesser von 4″. In azimutaler Richtung sind sie in 360 Anoden, mit einer in Abb. 3.4 dargestellten speziellen Substruktur, unterteilt. Diese führt zu einer besseren Ladungstrennung zwischen benachbarten Anoden, wodurch die Trefferauflösung in azimutaler Richtung verbessert wird [47].
Im Gesamtkonzept des CERES Experiments kommen den Driftdetektoren drei Aufgaben zu:

1. In der Spurrekonstruktion unterstützen sie die Ringerkennung des 1. RICH Detektors

2. Verwerfung von sehr eng benachbarten Spuren, die sich durch doppelte Energiedeposition auszeichnen (Konversionsrejektion)

3. Verbesserung der Impulsmessung durch präzise Messung der azimutalen Position vor dem Magnetfeld.

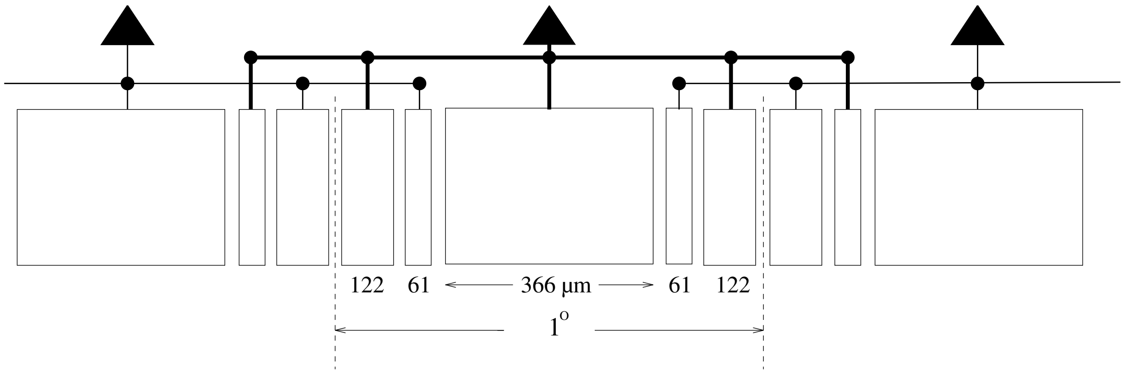


Abbildung 3.4: Darstellung der Anodenstruktur der Siliziumdriftdetektoren. Diese gesplittete Struktur sorgt für eine verbesserte Ladungsaufteilung über mehrere Anoden. Dies dient einer verbesserten azimutalen Auflösung.

3.3 Die RICH Detektoren

Die ringabbildende Čerenkov Detektoren sind das Herzstück des Experiments, da nur sie in der Lage sind, Elektronen/Positronen explizit von geladenen Hadronen zu unterscheiden. Die RICH-Detektoren bestehen aus je einem mit CH_4 gefüllten Radiator, einem sphärischen Spiegel und einem ortsempfindlichen UV-Detektor. Die Funktionweise der RICH Detektoren ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Radiatorgas, emittieren Photonen innerhalb eines Kegels mit einem charakteristischen Öffnungswinkel (Čerenkovwinkel). Der sphärische Spiegel bildet den Lichtkegel dann als Ring mit dem Radius

$$R = R_\infty \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma_{th}}{\gamma}\right)^2} \tag{3.1}$$

auf die Bildebene ab, wo die Photonen von den UV-Detektoren nachgewiesen werden. Aufgrund der hohen Čerenkovschwelle produzieren nur 5% aller Hadronen Čerenkovlicht. Diese lassen sich anhand ihrer Ringradien von den Elektronen unterscheiden, da diese sich aufgrund ihrer geringen Masse immer durch asymptotische Ringradien auszeichnen (vgl. Abb. 4.6). In den Spiegeln werden 85% aller UV-Photonen reflektiert, wobei der Spiegel in RICH1 eine Strahlungslänge von nur 0.4% hat, was zur Vermeidung von Konversionen und Vielfachstreuung nötig ist. Zwischen dem Radiator und dem UV-Detektor befindet sich in RICH1 ein CaF_2- und in RICH2 ein Quarz-Fenster. CaF_2 hat bessere Transmissionseigenschaften für UV-Licht, wodurch die geringere Anzahl an Photonen in RICH1 aufgrund des kürzeren Radiators ausgeglichen wird. Die UV-Detektoren sind mit Helium gefüllt. Beigemischt sind 3% Methan als Quenscher, sowie TMAE-Dampf (Tetrakis-di-

Methyl-Amino-Ethylen). TMAE hat eine hohe Quanteneffizienz im UV Bereich, die einen effizienten Nachweis der UV-Photonen ermöglicht. Das freigesetzte Elektron wird durch zwei Parallelplatten- und eine Vieldrahtverstärkungsstufe um den Faktor $2-5\cdot10^5$ verstärkt. Ausgelesen wird dieses Signal dann mit Hilfe von 50000 schachbrettartig angeordneten Einzelplatinen, im folgenden Pads genannt. Auf der Padebene entspricht das Signal eines Photons einer gaußförmigen Ladungsverteilung mit einer Breite von 0.9 Pads in RICH1 bzw. 0.75 Pads in RICH2. Die Ladung eines Photonhits verteilt sich zu 90% auf einen Bereich von 3×3 Pads.

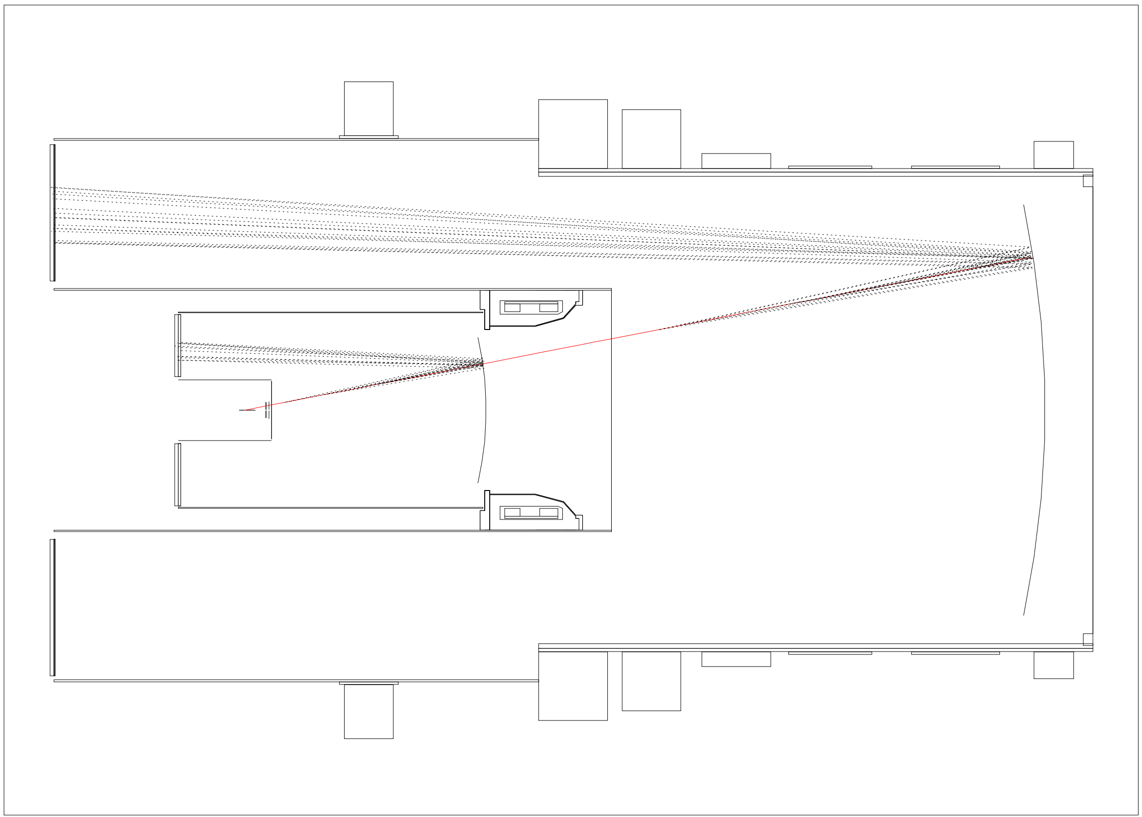


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der RICH-Detektoren im CERES-Experiment. Gezeigt ist die Trajektorie eines geladenen Teilchens mit $\gamma > \gamma_{th}$, sowie der Weg der Čerenkovphotonen.

3.4 Das Magnetfeld

Das azimutalsymmetrische Magnetfeld zwischen den beiden RICH Radiatoren wird von einem supraleitenden Spulenpaar mit einander entegengesetzter Stromrichtung, erzeugt. Normalleitende Korrekturspulen sorgen für die in Abb. 3.1 skizzierte spezielle Form des Magnetfeldes. Während RICH1 feldfrei ist, erfahren geladene Teilchen danach eine azimutale Ablenkung von der Größe $\Delta\phi = 146$ mrad/(GeV/c). Der Polarwinkel der Teilchenbahn bleibt unbeeinflußt. In RICH2 sind die Feldlinien auf das Target gerichtet. Die Teilchenbahnen verlaufen daher parallel zu den Feldlinien und bleiben somit bis auf Effekte 2. Ordnung unbeeinflußt.

3.5 Die Proportionalkammer

Die Hauptaufgabe der Vieldrahtproportionalkammer besteht darin, Zufallsringe im zweiten RICH Detektor zu verwerfen, sowie eine genauere Ortsmessung nach dem Magnetfeld durchzuführen, um die Impulsmessung zu verbessern. Sie befindet sich dicht hinter dem Spiegel von RICH-2. Die Ausleseelektronik ist eine Kopie der RICH-2 Auslese. Die Kammer deckt ein Rapiditätsintervall $2 < \eta < 2.7$ ab. Ihre Akzeptanz ist damit etwas größer als die des zweiten RICH-Detektors.

3.6 Trigger

Das Triggersystem besteht aus drei Gas-Čerenkovzählern, mit Luft als Radiatorgas. Sie befinden sich in der Strahlachse, einer 60m strahlaufwärts, die anderen beiden hinter dem Target. Eine positive Triggerentscheidung verlangt ein Signal eines Strahlteilchen vor dem Target und kein Signal in den Detektoren dahinter.
Des weiteren gibt es einen Zähler aus 24 Plastikszintillatoren. Er befindet sich am Ende des Experiments und ist in Abb. 3.1 als multiplicity array dargestellt. Er dient zur groben, aber schnellen Bestimmung der Zahl der in der Kollision erzeugten Teilchen. Eine positive Triggerentscheidung verlangt mehr als ca. 100 registrierte Teilchen.
Um Interaktionen weit vor dem Target auszuschließen, gibt es noch ein Szintillatorarray 2m strahlaufwärts, das als Vetozähler benutzt wird.

Kapitel 4

Rekonstruktion von Elektronenspuren

Die Analyse der Daten läßt sich in folgende Einzelschritte unterteilen:

1. Rekonstruktion der einzelnen Detektor Signale
2. Rekonstruktion von Elektron/Positron Spuren mit Hilfe der Signale aller Detektoren
3. Verwerfung von Einzelspuren nicht vollständig erkannter Paare
4. Paarrekonstruktion

In diesem Kapitel werden die Analyseschritte bis zur Rekonstruktion von Elektronenspuren prinzipiell beschrieben. Eine detailliertere Beschreibung der Detektoranalyse findet man in [13] [14]. Zur Rekonstruktion von Spuren ist eine Eichung nötig. Das heißt, man muß die individuellen Detektorkoordinatensysteme so einstellen, daß sie untereinander übereinstimmen. Besonders kritisch ist dabei die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit in den Siliziumwafern, sowie deren zeitliche Variationen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Eichungen findet sich in [14] [38].
Die anschließenden Analyseschritte werden in Kapitel 6 beschrieben.

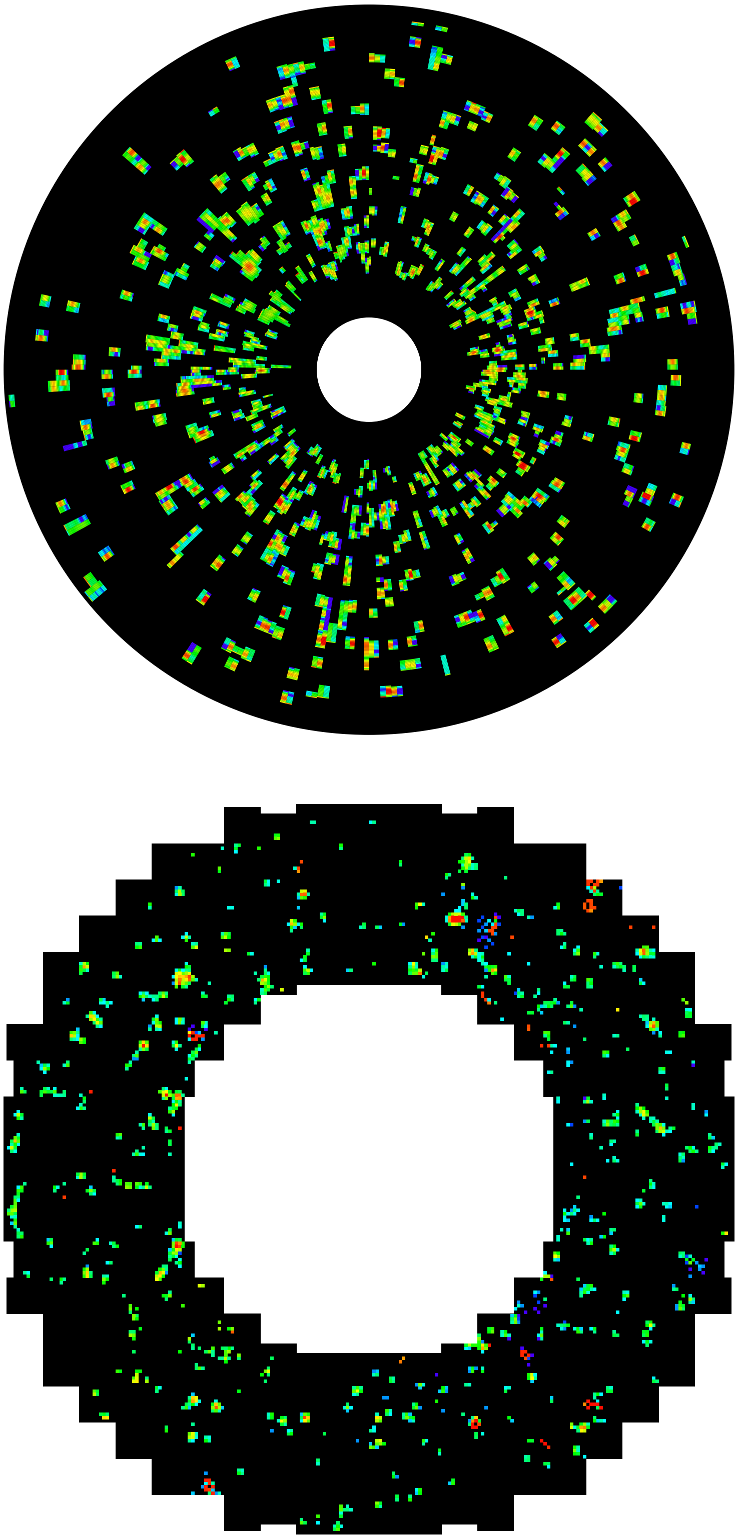


Abbildung 4.1: Darstellung eines Ereignisses in den externen Spur Detektoren SDD1 (oben) und der Proportionalkammer (unten). Die auf den Pads bzw. Zeitbins registrierten Amplituden sind durch eine Grauwerteskala dargestellt.

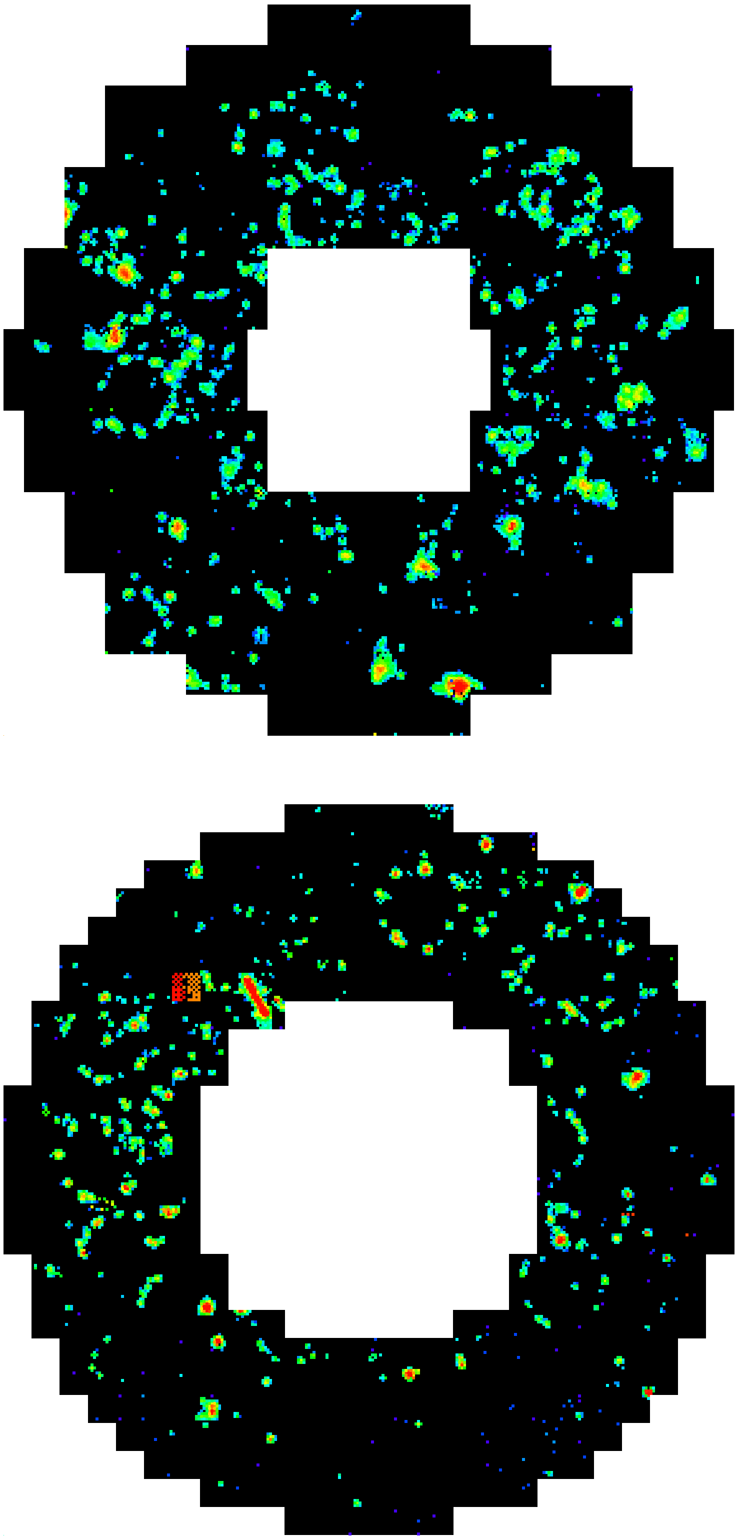


Abbildung 4.2: Darstellung eines Ereignisses in den RICH Detektoren, oben RICH1 und unten RICH2. Die auf den Pads bzw. Zeitbins registrierten Amplituden sind durch eine Grauwerteskala dargestellt. In den RICH Detektoren sieht man links eine der häufigsten Signaturen in den CERES Daten: Ein Ring in RICH1, mit einer großen Zahl an Hits ($\equiv$ Doppelring), spaltet sich in RICH2 nach dem Magnetfeld in zwei Einzelringe auf. Eine eindeutige Photonkonversion.

4.1 Rekonstruktion der einzelnen Detektor Signale

In Abb. 4.1 4.2 findet man die Darstellung eines Ereignisses in den verschiedenen Detektoren. Die Rekonstruktion dieser Detektorsignale wird im folgenden beschrieben.

4.1.1 Trefferrekonstruktion in den Silizium Drift Detektoren

Ein die Kammern durchquerendes geladenes Teilchen erzeugt eine Ladungswolke, die unter dem Einfluß des anliegenden elektrischen Feldes in Richtung der Anoden driftet, wobei sie sich durch Diffusion in radialer und azimutaler Richtung verbreitert. Mit Hilfe von Flash Analog Digital Convertern (FADC) wird das ankommende Ladungssignal einer Anode in 256 Zeitintervalle unterteilt. Die Ladungswolke eines geladenen Teilchens verteilt sich typischerweise auf 7 Zeitintervalle und 2 Anoden.
Auf der Suche nach Treffern geladener Teilchen sucht man deshalb nach Gebieten, in denen mehrere benachbarte Zeitintervalle eine Amplitude über einer bestimmten Ausleseschwelle haben. Die Position des Teilchens wird dann berechnet, indem man das Zentrum eines solchen Gebietes bestimmt, wobei alle beteiligten Zeitbins, gewichtet mit ihrer Amplitude, eingehen. Aus der Driftzeit läßt sich mit Hilfe der Driftgeschwindigkeit die radiale Position des Teilchens berechnen. Die Amplitude eines Treffers wird durch die Summation der Amplituden aller zugehörigen Zeitbins ermittelt.
Trotz einer Ausleseschwelle gibt es vereinzelte Zellen, die aufgrund von Untergrundrauschen ein Ladungssignal aufweisen. Deshalb verlangt man für einen rekonstruierten Treffer mindestens 3 benachbarte Zeitbins über der Schwelle.

4.1.2 Trefferrekonstruktion in den Proportionalkammern

Die UV-Zähler der RICH Detektoren und die Proportionalkammer am Ende des Experiments sind Vieldrahtproportionalkammern. Sie haben eine schachbrettartig angeordnete Padauslese, weshalb die Trefferrekonstruktion praktisch identisch ist. Ein geladenes Teilchen bzw. ein Photon erzeugt in den Verstärkungsstufen eine Ladungslawine, die sich dann über mehrere Pads verteilt. Bei der Trefferrekonstruktion in diesen Detektoren sucht man deshalb wie in den Driftdetektoren nach zusammenhängenden Gebieten von Pads mit einer Amplitude über einer Ausleseschwelle. Auch hier wird eine Mindestanforderung von $2-3$ Pads (je nach Detektor) gestellt, um Treffer verursacht durch Untergrundrauschen zu verhindern. Zunächst werden dazu alle benachbarten Pads, deren Amplitude oberhalb der Ausleseschwelle liegt, zu Clustern zusammengefaßt. Ein Teil dieser Cluster wird durch elektronische Defekte, Störungen durch Rauschen sowie die Signale stark ionisierender Teilchen verursacht. Mit Hilfe einer Vielzahl von Aufräumalgorithmen werden diese ausgeblendet. Die verbleibenden Clustern werden in einzelne Hits aufgespalten, die die rekonstruierten UV-Photon-Treffer darstellen, wobei das Zentrum dieser Hits ermittelt wird, indem man den Schwerpunkt der zugehörigen Ladung bestimmt. Die Amplitude eines Hits bestimmt sich aus der Summe der Einzelamplituden der zum Hit zugeordneten Pads.

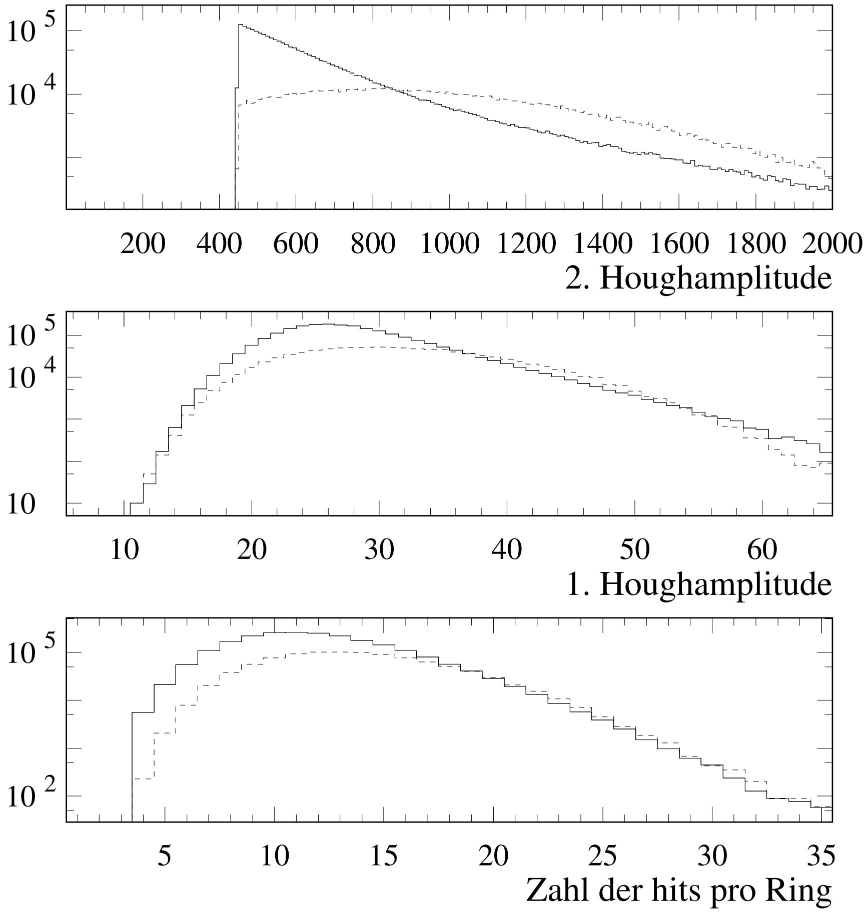


Abbildung 4.3: Vergleich von Eigenschaften rekonstruierter Monte Carlo Ringe (gestrichelte Linie) und Zufallsringen (durchgezogene Linie) für verschiedene Ringeigenschaften. Die Houghamplitude nach gewichteter (oben), ungewichteter (mitte) Houghtransformation sowie die Zahl der Hits pro Ring. Die Houghamplitude nach der gewichteten Transformation erweist sich als die effektivste Unterscheidungsmöglichkeit zwischen echten und Zufallsringen.

4.1.3 Ringrekonstruktion in den RICH Detektoren

Nach der Rekonstruktion der UV-Photon Hits müssen die Daten der RICH Detektoren weiterverarbeitet werden, indem man die rekonstruierten Treffer nach Ringmustern absucht. Als Algorithmus zur Mustererkennung wird eine Hough-Transformation verwendet. Dies ist eine Transformation vom Datenraum, repräsentiert durch die aufleuchtenden Pads, in den Parameterraum, auch Hougharray genannt, der von den Ringparametern aufgespannt wird[41]. Da Elektronenringe immer den selben asymptotischen Radius aufweisen, ist der Parameterraum zweidimensional, bestehend aus den x und y Positionen der möglichen Ringzentren. In dem Hougharray wird für jeden Hit ein Ring mit asymptotischen Radius abgelegt. Ein mögliches Ringmuster zeichnet sich durch ein Maximum in dem durch die Transformation erzeugten Hougharray aus. Im Anschluss an diese erste, lineare Houghtransformation, wird eine zweite gewichtete Houghtransformation durchgeführt, die das Resultat der ersten Transformation nutzt und nach Ringmustern sucht unter der Berücksichtigung ihrer Umgebung.[40].
Das beste Kriterium zur Unterscheidung zwischen Zufallsringen und echten, durch geladene Teilchen verursachten Ringen, ist die Amplitude des Maximums im Hougharray nach der zweiten, gewichteten Transformation. Wie in Abb. 4.1 zu sehen ist, lassen sich mit diesem Kriterium Zufallsringe sehr viel effizienter von echten Ringen trennen als mit Hilfe des Maximums im Hougharray nach der linearen Houghtransformation oder der Anzahl an Hits auf dem Ring.
Zur präzisen Bestimmung des Ringzentrums wird mit Hilfe der Hitpositionen eine Ringanpassung durchgeführt. Diese hat zwei freie Parameter, die x und y Position des Zentrums. Der Radius wird auf dem Wert des asymptotischen Radius festgehalten.

4.2 Spurrekonstruktion

Aus den beschriebenen einzelnen Detektorsignalen lassen sich Spuren rekonstruieren, indem die Signale der verschiedenen Detektoren räumlich korreliert werden. Da die RICH Detektoren lokale Raumwinkel messen, erfolgt diese Korrelierung mit Hilfe von Polar (Θ)- und Azimutalwinkeln (Φ). Zur Bestimmung dieser Winkel mit Hilfe der externen Spurdetektoren, SDD und Padkammer, benötigt man den Ursprungspunkt der Spur, auch Vertex genannt. Da alle Spuren eines Ereignisses von dem selben Vertex stammen, läßt sich dieser, wie in Abb. 4.5 dargestellt, bestimmen: Man rekonstruiert mit Hilfe der Driftdetektoren und einem sinnvollen Startwert für den Vertex alle Spuren eines Ereignisses. Diese Spuren extrapoliert man dann zurück in Richtung Target. Mit Hilfe eines iterativen Verfahrens (Robust Vertex Fitter [42]) läßt sich bestimmen, in welcher Targetscheibe die Kollision stattgefunden hat. In Abb. 4.5 sind die rekonstruierten z-Positionen vieler

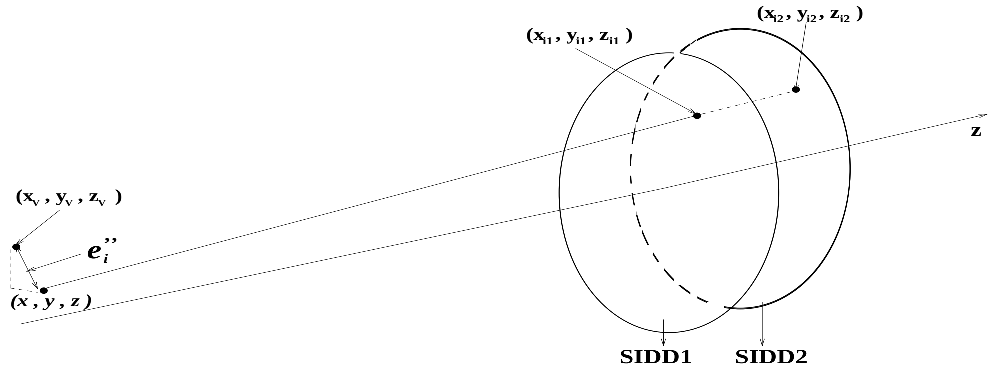


Abbildung 4.4: Schema der Vertexrekonstruktion. Die in den Driftdetektoren nachgewiesenen Spuren werden in Richtung Target extrapoliert. Mit Hilfe eines iterativen Verfahrens wird über den gemeinsamen Durchstoßpunkt der Vertex bestimmt.

Ereignisse dargestellt. Durch Mittelung über die rekonstruierten Vertizes vieler Ereignisse lassen sich die z-Positionen der Targetscheiben bestimmen. In einem 2. Schritt wird die z-Position auf dem Mittelpunkt der Scheibe festgehalten. Die x und y Positionen des Vertex lassen sich dann einfach durch Schwerpunktsbildung bestimmen. Eine möglichst genaue Kenntnis dieser Position ist deshalb wichtig, da die Vertexauflösung direkt in die Auflösung des Driftkammersystems eingeht und auch den dominierenden Anteil darstellt.
Mit der Kenntnis des Vertex lassen sich nun die Raumwinkel der Signale in den Driftdetektoren und der Padkammer bestimmen. Bei der Suche nach räumlicher Koinzidenz mit den anderen Detektoren benutzt man Fenster, deren Größe durch die Auflösung der Detektoren bestimmt wird. Besonders kritisch ist dabei das Fenster zwischen RICH1 und RICH2, da zwischen diesen beiden Detektoren das Magnetfeld liegt. Die Grenzen des Fensters in Φ-Richtung kommen deshalb einem Impulsschnitt gleich. Der in der Analyse benutzte Wert entspricht einem $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c. Große Ablenkung bedeutet kleiner Impuls, gleichzusetzen mit der Zunahme von Vielfachstreuung. Deshalb muß für große $\delta\Phi$ das Fenster auch in Θ-Richtung relaxiert werden, wodurch es die Form eines Schmetterlings bekommt.
Auf die einzelnen Auflösungen, bzw. die Impulsbestimmung der Spuren, wird in Kap. 5.4 in Zusammenhang mit dem Monte Carlo näher eingegangen.

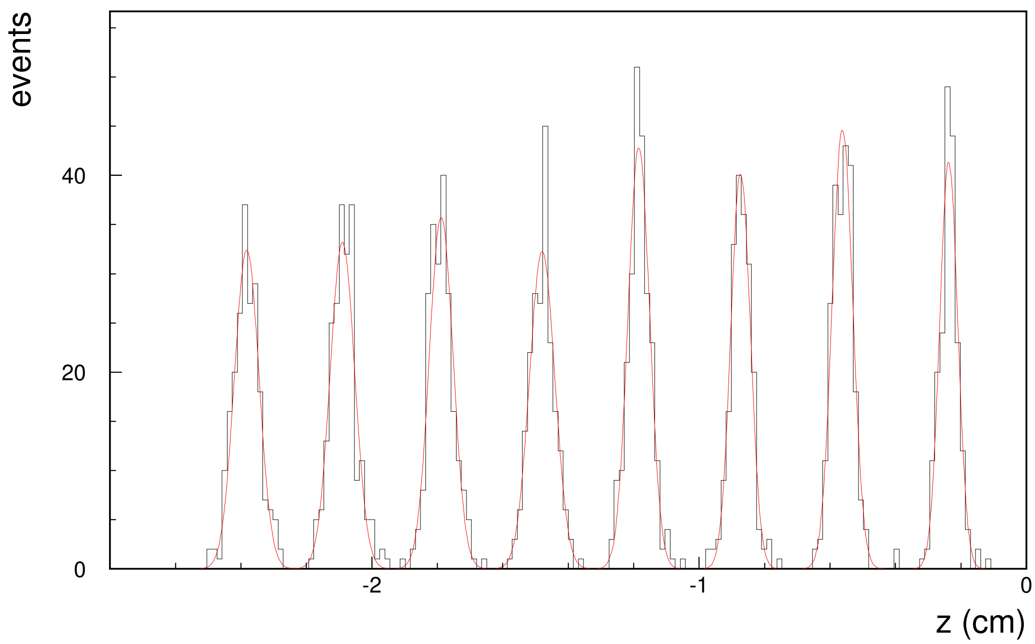


Abbildung 4.5: z-Verteilung rekonstruierter Ereignis-Vertizes. Zu sehen sind acht Targetscheiben, die sich eindeutig voneinander separieren lassen. Der Mittelpunkt der Scheiben läßt sich mit Hilfe der eingezeichneten Anpassung bestimmen.

4.3 Rejektion von Spuren geladener Pionen

Auf Grund der hohen Čerenkovschwelle sind 95% aller geladenen Teilchen unsichtbar in den RICH Detektoren. Für die verbleibenden Teilchen mit hohem Impuls ist der Čerenkovradius abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens im Radiator. Da Elektronen immer Ringe mit asymptotischen Radius erzeugen, wird in der Analyse (siehe Kap. 4.1.3) auch nur speziell nach Ringmustern mit asymptotischen Ringradius gesucht. Deshalb werden etwa 15% der über der Schwelle liegenden Pionen fälschlicherweise als Elektronen rekonstruiert. Diese lassen sich jedoch mit dem in Abb.: 4.6 skizierten Schnitt rejezieren. Die Abbildung zeigt für rekonstruierte Teilchenspuren den rekonstruierten Ringradius (Geschwindigkeitsmessung) als Funktion der beobachteten azimutalen Ablenkung im Magnetfeld (Impulsmessung). Aufgrund der unterschiedlichen Massen von Pion und Elektron ist der Zusammenhang dieser beiden Größen unterschiedlich und kann zur Unterscheidung verwendet werden.

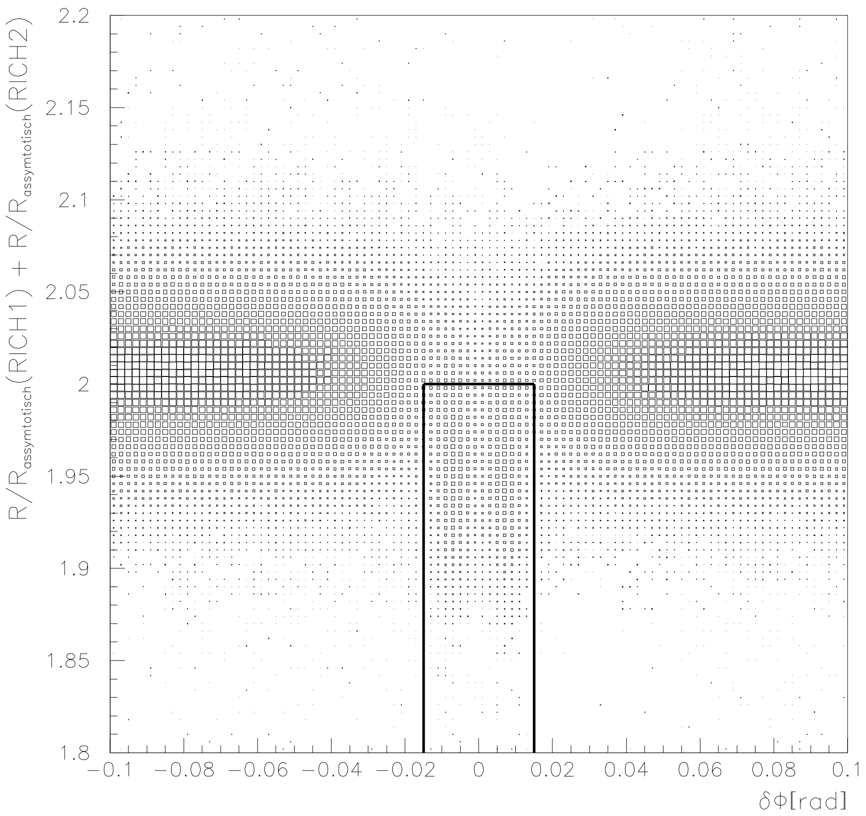


Abbildung 4.6: Schnitt zur Verwerfung geladener Pionen. Zu sehen ist für rekonstruierte Spuren die Summe aus $\frac{R}{R_\infty}$ der beiden RICH-Detektoren(Geschwindigkeitsmessung) als Funktion der azimutalen Ablenkung zwischen SDD und Padkammer(Impulsmessung). Während Elektronen nahezu ausschließlich Ringe mit asymptotischen Radius produzieren, haben Pionen kleinere Radien und werden auf Grund der größeren Masse schwächer abgelenkt.

Kapitel 5

Monte Carlo Simulation des CERES Experiments

Eine detaillierte Monte Carlo Simulation der Elektronenspuren im CERES Experiment ist aus drei Gründen notwendig:

1. Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz
2. Optimierung des Verhältnisses von Effizienz/Untergrundrejektion
3. Bestimmung der Impulsauflösung des Spektrometers

Der Durchgang geladener Teilchen durch das gesamte Detektorsystem wird mit Hilfe des CERN-GEANT Software Paketes [44] simuliert. Dieses simuliert sämtliche Wechselwirkungsprozesse der geladenen Teilchen in den Materialien des Spektrometers und somit auch die primären Wechselwirkungen in den Detektoren. Aus dieser Simulation erhält man Ort und Energie des Ionisationsprozesses in den Driftkammern, sowie die Positionen der durch den Čerenkoveffekt im Radiatorgas der RICH Detektoren erzeugten Photonen. Das Ansprechverhalten der Detektoren auf diese Signale wird unter Berücksichtigung aller prinzipiell bekannten Detektoreigenschaften simuliert. Dabei handelt es sich sowohl um physikalische Effekte wie Diffusion als auch um elekytronische wie Verstärkungsfaktoren oder Rauschen. Die genaue Einstellung dieser Parameter erfolgt, innerhalb bekannter Grenzen, durch Vergleich der Eigenschaften der rekonstruierten Monte Carlo Spuren mit rekonstruierten Spuren der Daten, wobei für beide die gleichen, im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Rekonstruktionsalgorithmen benutzt werden.
Die vollständige Simulation von Schwerionenkollisionen inklusive möglicher Quellen von Untergrundsignalen in den Detektoren ist äußerst komplex. Aus diesem Grund werden nur einzelne Paare simuliert, die in reale Datenereignisse eingebettet sind und anschließend zusammen mit diesen analysiert werden. Auf diese Weise stellt

man sicher, daß Daten und Monte Carlo der gleichen Beeinflussung durch Untergrund unterliegen.
Die Digitalisierung der einzelnen Detektorkomponeneten, sowie der angesprochene Vergleich wird in den Unterkapiteln 1-3 für die verschiedene Detektoren beschrieben. In Unterkapitel 4 wird dann auf die Eigenschaften von vollständigen Teilchenspuren eingegangen. Die mit Hilfe dieser Monte Carlo Simulation bestimmten Rekonstruktionseffizienzen werden in Unterkapitel 5 diskutiert. In Unterkapitel 6 wird die Korrekturfunktion der Multiplizitätsskala besprochen, die mit Hilfe des Monte Carlos die Effizienzverluste sowie den Beitrag aus Zufallsspuren korrigiert.

5.1 Die Silizium Drift Detektoren

Wie bereits beschrieben simuliert GEANT den Ionisationsprozess eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch den 250μm dicken Silizumwafer, daraus erhält man die im Detektor deponierte Energie. Um im Wafer ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, benötigt man eine Energie von 3.6 eV [46]. Hiermit läßt sich für jedes Teilchen die erzeugte Ladung berechnen. Mit Hilfe eines Vorverstärkers wird die nach außen gedriftete Ladung dann in ein Spannungssignal umgewandelt. Dieser Verstärkungsfaktor wurde in der MonteCarlo Simulation so eingestellt, daß die Amplitudenverteilung der rekonstruierten Monte Carlo Hits mit denen der Daten übereinstimmt. Die Qualität dieser Übereinstimmung ist in Abb. 5.2 zu sehen.
Es gibt zwei Effekte, die die Amplitude eines Hits als Funktion des Ortes verändern. Eine radiale Variation tritt durch das Ballistische Defizit ein [48]. Nach dem Vorverstärker wird das Spannungssignal vom Shaper in einen gaußförmigen Puls umgewandelt. Dabei geht ein Teil der Amplitude, insbesondere bei breiten Signalen, verloren. Da die Breite der Signale als Funktion des Radius variiert, verursacht dies eine analytisch bekannte Amplitudenschwankung [46], die in der Simulation angewendet wird. Azimuthal variieren die Amplituden aufgrund anodenweiser Verstärkungsschwankungen. Diese kann man aus den Daten bestimmen, indem man für jede Anode die Hitmplituden gemittelt über mehrer Ereignisse mißt. Dividiert man die mittlere Amplitude einer Anode durch die mittlere Amplitude des gesamten Detektors, so erhält man die in Abb. 5.1 gezeigten Verstärkungsschwankungen. Auch diese Schwankungen werden auf die simulierten Hits angewendet.

Im nächsten Simulationsschritt muß die Breite der Hits erzeugt werden. Die lokale Breite der induzierten Ladungswolke entspricht annähernd einer Diracschen-δ-Funktion ($\sigma_{r,0}, \sigma_{\Phi,0} = 0$). Diese verbreitert sich beim Driften in Richtung Anode unter dem Einfluß von Diffusion:

$$\sigma^2_{r,Diffusion}(r) = \sigma^2_{r,0} + 2 \cdot D \cdot \frac{r_{max} - r}{v_{drift}} \tag{5.1}$$

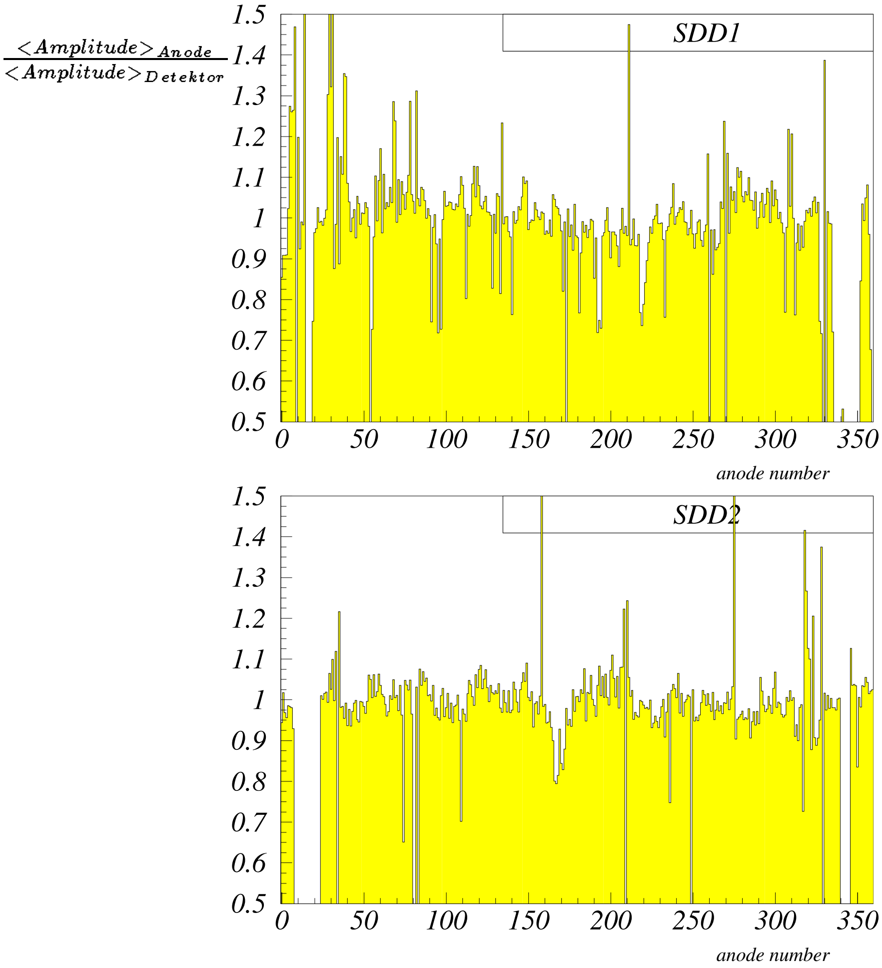


Abbildung 5.1: Verstärkungsschwankungen als Funktion der Anodennummer. Zur Bestimmung der Verstärkung wurden die zentralen Pulse von Hits auf Spuren benutzt.

$$\sigma_\Phi^2(r) = \sigma_{\Phi,0}^2 + 2 \cdot D \cdot \left(\frac{r_{max}}{v_{drift}} \left(\frac{r_{max}}{r} - 1 \right) \right) \tag{5.2}$$

D ist dabei die Diffusionskonstante, r beschreibt die radiale Position des Hits, r_{max} den Radius des Außenrandes der Detektoren.
Eine weitere Verbreiterung in radialer Richtung erfahren die Hits durch den Shaper, dies wird durch eine zusätzliche gaussverteilte Verbreiterung der Monte Carlo Hits simuliert:

$$\sigma_r(r) = \sqrt{\sigma_{r,Diffusion}^2 + \sigma_{r,Shaper}^2} \tag{5.3}$$

Mit den oben beschriebenen Breiten wird dann die Hitamplitude über einen Bereich von 13 Zeitbins und 5 Anoden, insgesamt also 65 sogenannte Zellen, verteilt. Auf jede so gewonnene Zellenamplitude wird dann noch ein gaussverteiltes Rauschen,

	erwarteter Wert	**MC Wert SDD1**	**MC Wert SDD2**
Diffusion $[cm^2/s]$	35	20	45
Shaper [ns]	42	38	40
Ionisationsenergie für ein [eV] Elektron-Loch-Paar	3.6	3.6	3.6
Spannungssignal pro Elektron [mV]	0.032	0.032	0.034
Anzahl der defekten Anoden	-	7	31
elektronisches Rauschen [mV]	-	4	4

Tabelle 5.1: Vergleich der im MonteCarlo verwendeten Detektor Parameter mit den erwarteten Werten [47][48]

welches das elektronische Rauschen simulieren soll, addiert.
Die Größe der Diffusionskonstante, die Verbreiterung durch den Shaper und die Amplitude des Rauschens wurden wieder durch Vergleich der rekonstruierten Monte Carlo Hits mit den Daten bestimmt, indem die Hitbreitenverteilung angeglichen wurde.
Um die so gewonnenen Monte Carlo Signale auf reale Daten zu überlagern, werden die in digitalen FADC-Einheiten vorhandenen Daten in analoge Spannung umgerechnet, dann werden Monte Carlo- und Datensignal addiert und wieder in FADC-Einheiten transformiert.
Im letzten Schritt wird dann noch die Wirkungsweise des zur Nullunterdrückung eingesetzten Scanners simuliert, indem man prüft, ob die nach der Addition erlangten Zellenamplituden die Scannerbedingung erfüllt. Der Scanner liest nur dann die Amplitude von Zellen aus, wenn sie zu einem zusammenhängenden Puls gehören. Die Bedingung für einen Puls ist dabei, das mindesten 2 Zellen über der Ausleseschwelle von 14 FADC-Einheiten liegen und der Pulszug durch höchstens eine Zelle unterhalb der Schwelle in Folge unterbrochen sein darf.

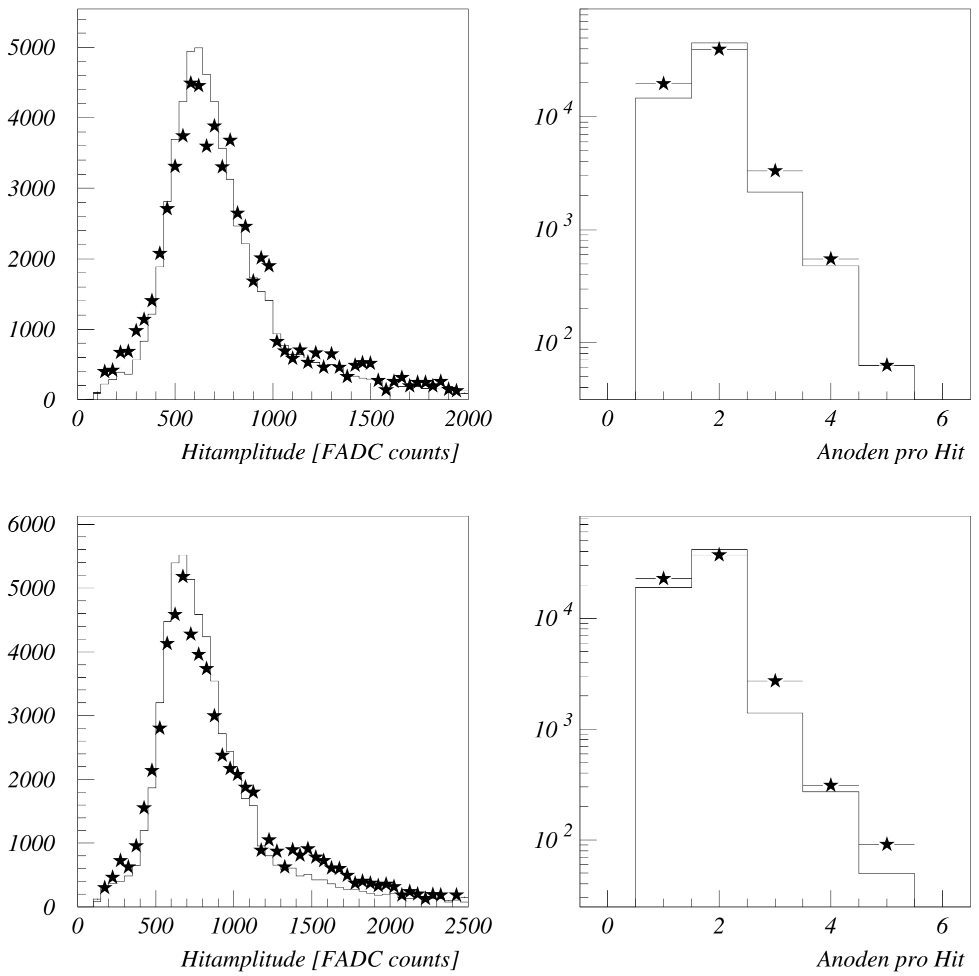


Abbildung 5.2: Vergleich der Eigenschaften simulierter (-) und gemessener ($\star$) SDD1- (oben) und SDD2-Hits (unten).

5.2 Die ringabbildenden Čerenkovdetektoren

Im Fall der RICH-Detektoren liefert die GEANT-Simulation die Positionen der von den geladenenen Teilchen im Radiatorgas erzeugten Photonen in den UV-Detektoren. Aufgrund von Vielfachstreuung sowie der Tatsache, daß die Teilchenbahnen durch Einwirkung des Magnetfeldes im 2. Radiator leicht gekrümmt sind, liegen die Photonenhits nicht exakt auf einem Ring. Es gibt nun mehrere Detektor-Eigenschaften, die für eine zusätzliche Verschmierung dieser Hitpositionen sorgen:

1. chromatische Aberration, aufgrund der chromatischen Dispersion im Radiatorgas variiert der Čerenkovwinkel als Funktion der Photonenenergie

	RICH1		RICH2	
	erwarteter Wert	**MC Wert**	**erwarteter Wert**	**MC Wert**
FWHM von Photonenhits [pads]	1.81	2.2	1.48	1.37
chromatische Aberration [mrad]	1.13	1.25	0.53	0.53
Diffusion Spiegelqualität [mrad] Drahtdigitalisierung	0.38	0.38	0.42	0.44
zusätzliche Verschmierung [mrad] des Ringzentrums	0	0.88	0	0
elektronisches Rauschen [in % der Amplitude]	-	20	-	30

Tabelle 5.2: Vergleich der im Monte Carlo verwendeten Detektor Parameter mit den erwarteten Werten aus [45][52][53]

2. transversale Diffusion des Photoelektronens in der Konversionszone und der 1.Verstärkungsstufe.

3. Spiegelqualität

4. Draht-Digitalisierung, in RICH2 kommt es häufig vor, daß nur ein Draht in der Vieldrahtebene getroffen wird, dies verursacht dann einen Fehler von $\frac{1}{\sqrt{12}}$ mal dem Drahtabstand (3mm).

All diese Einflüsse werden durch eine gaußverteile Verschmierung der einzelnen Hitpositionen simuliert, mit Ausnahme der chromatischen Aberration, die durch eine Rechteckverteilung besser beschrieben wird [51].
Ein Photon im UV-Detektor erzeugt zunächst ein Elektron. Nach Verstärkung dieses Signals in den aufeinander folgenden Verstärkungsstufen erhält man eine exponentielle Amplitudenverteilung für rekonstruierte Photonenhits. Die Steigung der Exponentialverteilung wird durch den Verstärkungsfaktor bestimmt. In der Simulation wurde dieser so eingestellt, daß die in Abb.5.3 dargestellten Amplitudenverteilungen von simulierten und gemessenen Hits übereinstimmte. Berücksichtigt werden dabei auch lokale Verstärkungsschwankungen eines jeden Auslesemoduls, die aus den Daten bestimmt wurden. Die Verstärkung ist dabei definiert:

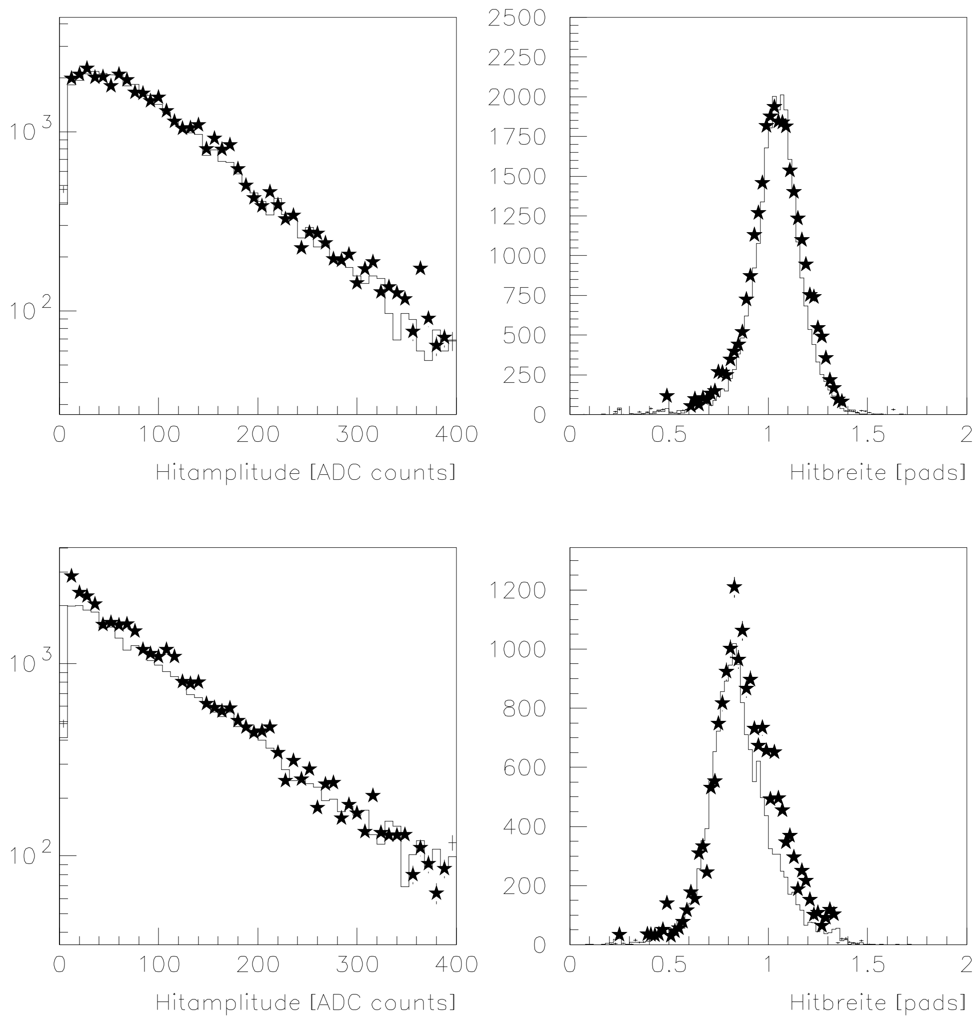


Abbildung 5.3: Vergleich der Eigenschaften simulierter (-) und gemessener ($\star$) Photonenhits. Oben für RICH1 und unten für RICH2.

$\frac{<Amplitude>_{Modul}}{<Amplitude>_{Detektor}}$, wobei zur Amplitudenbestimmung nur Hits verwendet wurden, die zu vollständig rekonstruierten Spuren gehören.

Die Verstärkung des Photonensignals in den einzelnen Verstärkungsstufen sorgt dafür, daß das Signal über mehrere Pads der Auslese verteilt wird. Beschrieben wird diese Verteilung durch eine $cosh(x)^{-1}$ Funktion [45], wobei x der Abstand zum Zentrum der konvertierten Ladung ist. In der Simulation wird das Signal eines Hits mit dieser Verteilung über einen Bereich von 5x5 Pads verteilt. Die Breite der Hits wurde so eingestellt, daß die in Abb.5.3 dargestellten Hitbreiten simulierter und gemessener Hits übereinstimmten.

Im letzten Simulationsschritt wird dann noch auf jedes Pad einzeln ein gaussverteiltes Rauschen addiert, welches das elektronische Rauschen simulieren soll. Wie in Tab. 5.2 zu sehen ist, beträgt die Amplitude dieses Rauschens 20/30 % der Padamplitude, was erheblich größer ist als das erwartete Rauschen [50]. Ein so

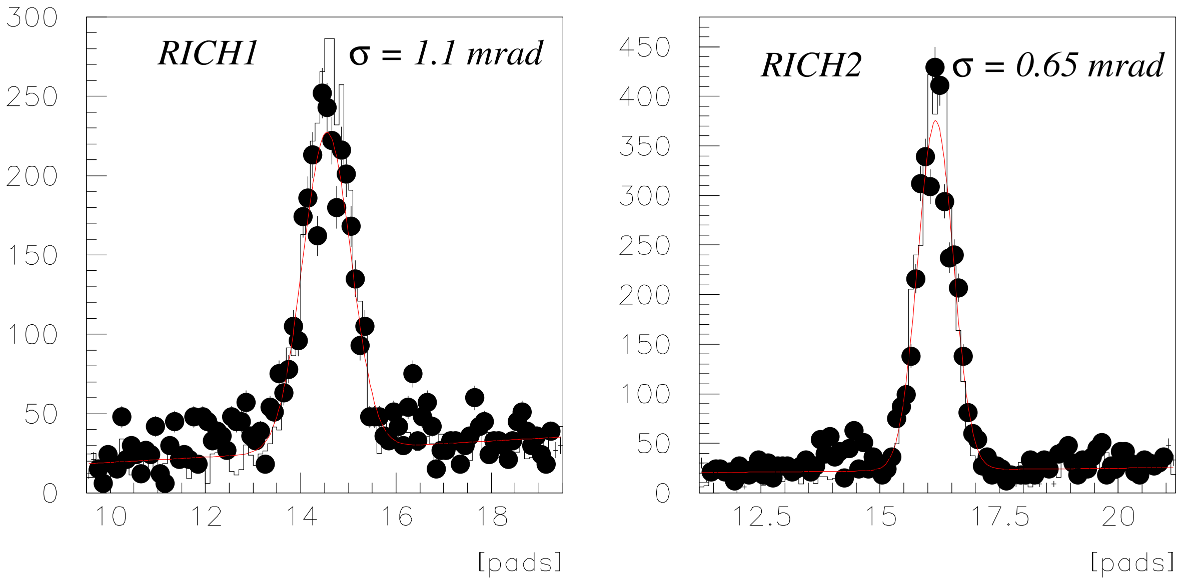


Abbildung 5.4: Abstand einzelner Photonenhits vom rekonstruierten Ringzentrum. Der Peak repräsentiert die zum Ring gehörenden Čerenkovphotonen. Die Breite des Peaks ist ein Maß für die Einzelhitauflösung. Angegeben ist die Sigma-Breite einer Gaußförmigen Anpassung an die Daten. Verglichen werden simulierte (-) und gemessene (•) Ringe.

hohes Rauschen erweist sich jedoch als notwendig, um die Breite der Hitbreiten Verteilung korrekt zu simulieren Abb. 5.3.
Die auf diese Art simulierten Photonenhits bilden dann Ringe. In Abb. 5.4 ist der Abstand der Photonenhits zum rekonstruierten Ringzentrum abgebildet. Da die Streuung der Hits um einen idealen Ring ein Maß für die Genauigkeit ist, mit der der Detektor einzelne Photonen nachweisen kann, wurde diese Verteilung verwendet, um die Monte Carlo Parameter für die chromatische Aberration und Diffusion zu bestimmen.
Die gemessenen Breiten der radialen Photonenabstände in Abb. 5.4 entsprechen jedoch nicht den tatsächlichen Auflösungen, da das Ringzentrum immer durch eine Anpassung an die Daten rekonstruiert wird, bei der die quadratische Summe der Abstände der einzelnen Photonenhits zum Ring minimiert wird. Da man im Monte Carlo den tatsächlichen Ort des Ringzentums kennt, kann man die wirklichen Auflösung bestimmen, welche ~10% größer ist als die Werte in Abb. 5.4.
Die Einzelhitauflösung steht in direktem Zusammenhang mit der Ringzentrumsauflösung:

$$\sigma_{Ring} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\sigma_{Hit}}{\sqrt{N_{Hit}} - 2} \quad [13] \tag{5.4}$$

Aus Formel 5.4 zusammen mit der mittleren Zahl der Hits pro Ring aus Abb. 5.5 erhält man für die Ringzentrumsauflösung:

$$\sigma_{Ring} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1.2mrad}{\sqrt{11.5} - 2} = 0.61mrad\ (RICH1) \tag{5.5}$$

$$\sigma_{Ring} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{0.76mrad}{\sqrt{9.5} - 2} = 0.45mrad\ (RICH2) \tag{5.6}$$

Diese berechneten Ringzentrumsauflösungen lassen sich in der Tat in einer Untergrundfreien Monte Carlo Simulation verifizieren. In einer realistischen Simulation mit Untergrundhits, durch Überlagerung auf reale Daten, verschlechtern sich diese Werte von 0.61 $\rightarrow$ 0.9 mrad / 0.45 $\rightarrow$ 0.6 mrad.
Der Wert für RICH2 entspricht dabei sehr gut der in den Daten beobachteten Auflösung. Aufgrund eines bisher nicht verstandenen Effektes ist die Ringzentrumsauflösung im 1. RICH Detektor schlechter (1.3 mrad). Um diesen Effekt zu simulieren, müssen alle Ringe in RICH1 zusätzlich gaussverteilt um 0.88 mrad verschmiert werden.
Zur korrekten Bestimmung der Effizienz müssen alle Eigenschaften der Ringe durch die Simulation beschrieben werden. Die Qualität der Übereinstimmung mit einer Auswahl der wichtigsten Kriterien wird in Abb. 5.5 demonstriert.

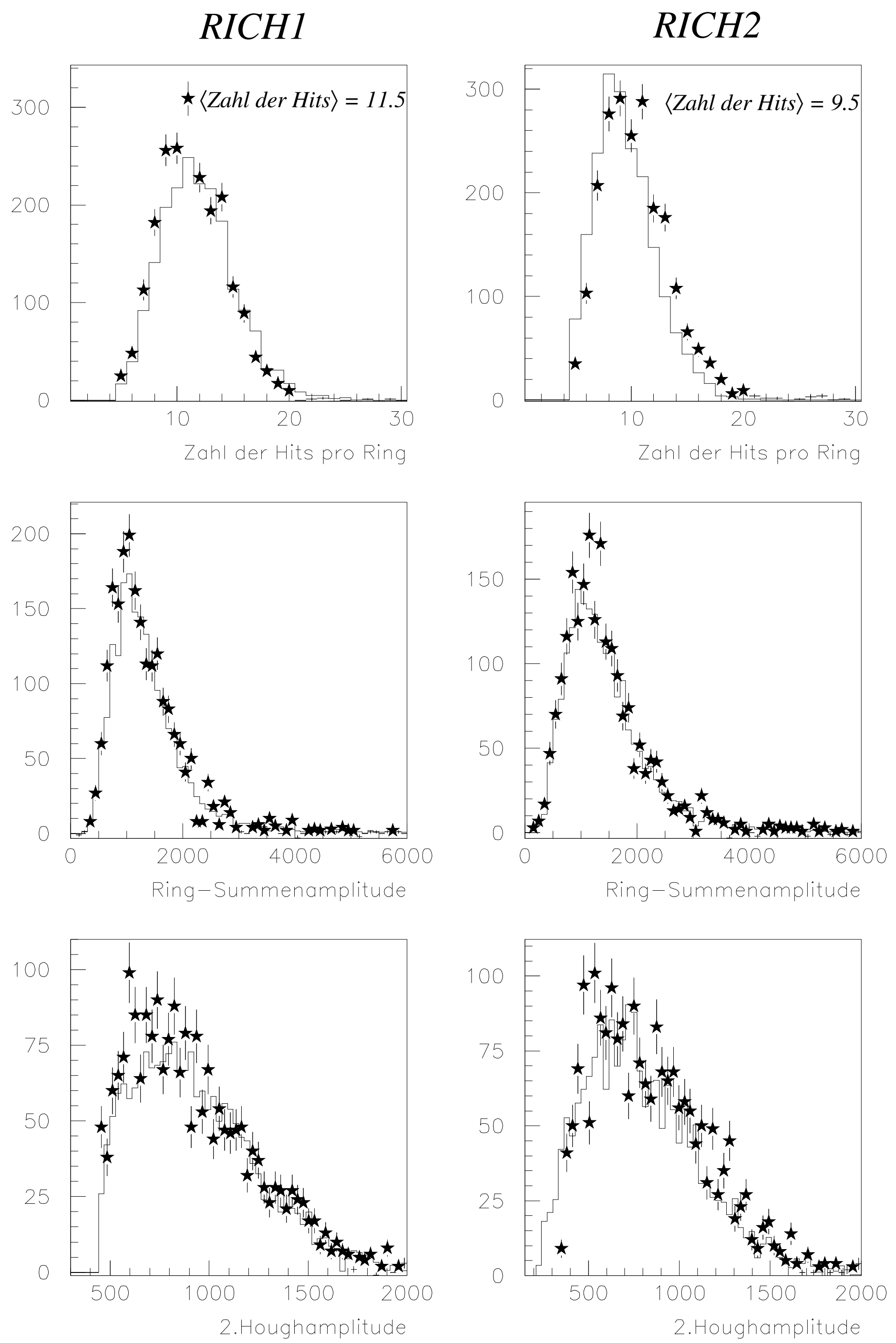


Abbildung 5.5: Vergleich der Eigenschaften simulierter (-) und gemessener ($\star$) Čerenkovringe. Zu sehen sind die Zahl der Hits pro Ring, die Ringsummenamplitude, die man erhält durch Aufsummation aller zum Ring gehörenden Pad-Amplituden, sowie die Houghamplitude nach der zweiten, gewichteten Houghtransformation.

5.3 Die Proportionalkammer

Da die Proportionalkammer eine fast identische Kopie des RICH2-UV-Detektors ist, erfolgt die Simulation dieses Detektors in analoger Weise, allerdings mit anderen, in Tab. 5.3 dargestellten, Parametern. Wie in den RICH Detekto-

	MC Wert
FWHM von Hits - geladener Teilchen [pads]	0.95
Diffusion & Draht-digitalisierung [mrad]	0.06
elektronisches Rauschen [in % der Amplitude]	50

Tabelle 5.3: Padkammer Detektor Parameter

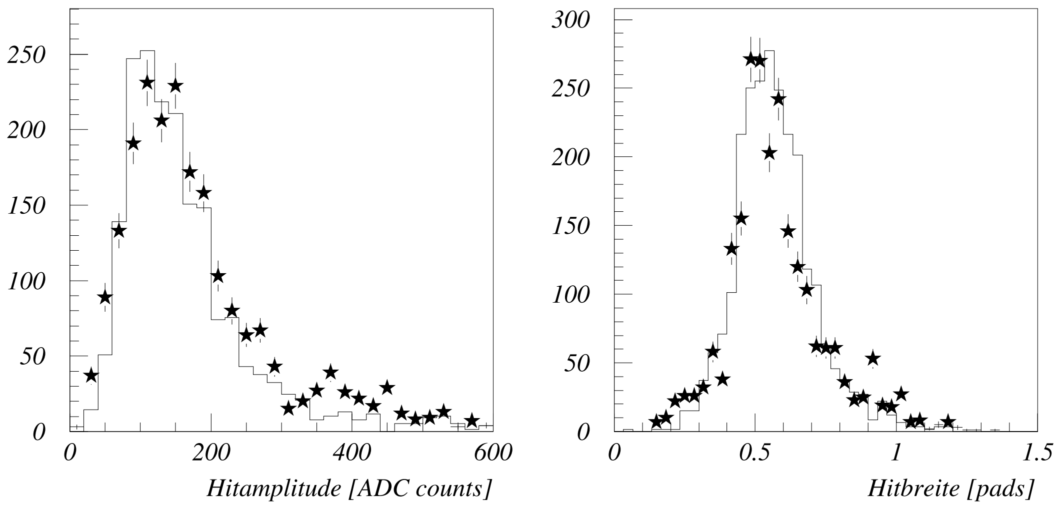


Abbildung 5.6: Vergleich der Eigenschaften simulierter (-) und gemessener ($\star$) Hits geladener Teilchen in der Padkammer. Links ist die Hitamplitude, rechts die Breite der Hits zu sehen.

ren wurden diese so eingestellt, daß simulierte und gemessene Hits entsprechend Abb.5.6 übereinstimmten. Zu sehen sind die Amplitudenverteilung sowie die Verteilung der Hitbreiten. Im Gegensatz zu den RICH Detektoren ist die Amplitudenverteilung nicht exponentialverteilt, da in der Padkammer geladene Teilchen nachgewiesen werden. Diese erzeugen im Gegensatz zu Photonen mehrere primäre Elektronen, wodurch die Hitamplitudenverteilung eine Überlagerung mehrer Exponentialverteilungen ist. Daraus erhält man die in Abb.5.6 dargestellte Landauverteilung.

5.4 Vollständige e^+e^- Spuren - Impulsauflösung

	$\Delta\Theta$ [mrad]	
	Daten	**MC**
SDD1-SDD2	0.41	0.39
SDD-RICH1	1.47	1.46
SDD-RICH2	0.89	0.9
SDD-PADC	0.74	0.73
RICH1-RICH2	1.43	1.5
RICH1-PADC	1.43	1.42
RICH2-PADC	0.63	0.66
	$\Delta\Phi$ [mrad]	
	Daten	**MC**
SDD1-SDD2	1.4	1.4
SDD-RICH1	8.2	7.6

Tabelle 5.4: Vergleich der Breiten gemessener und simulierter $d\Theta$ und $d\Phi$ Verteilungen verschiedener Detektorkombinationen für $p > 2$ GeV/c

Wie bereits in Kap. 4.3 erwähnt, werden die Signale der verschiedenen Detektoren zu Teilchenspuren zusammengefügt, indem nach räumlicher Koinzidenz der Signale gesucht wird. Aufgrund der Eigenschaft der RICH Detektoren, nur Winkel zu messen, benutzt man als Kriterium die zur Strahlachse gemessenen Azimuthal-(Φ) und Polarwinkel(Θ). Vergleicht man die Breiten der $d\Theta$ und $d\Phi$ Verteilungen aus der Simulation mit denen der Daten, für Spuren mit genügend großen Impuls, läßt sich überprüfen, ob die in der Simulation erzielten Detektorauflösungen mit den Tatsächlichen übereinstimmt. In Tab. 5.4 ist der Vergleich von simulierten und gemessenen Breiten für alle Detektorkombinationen zu sehen. Extrahiert man

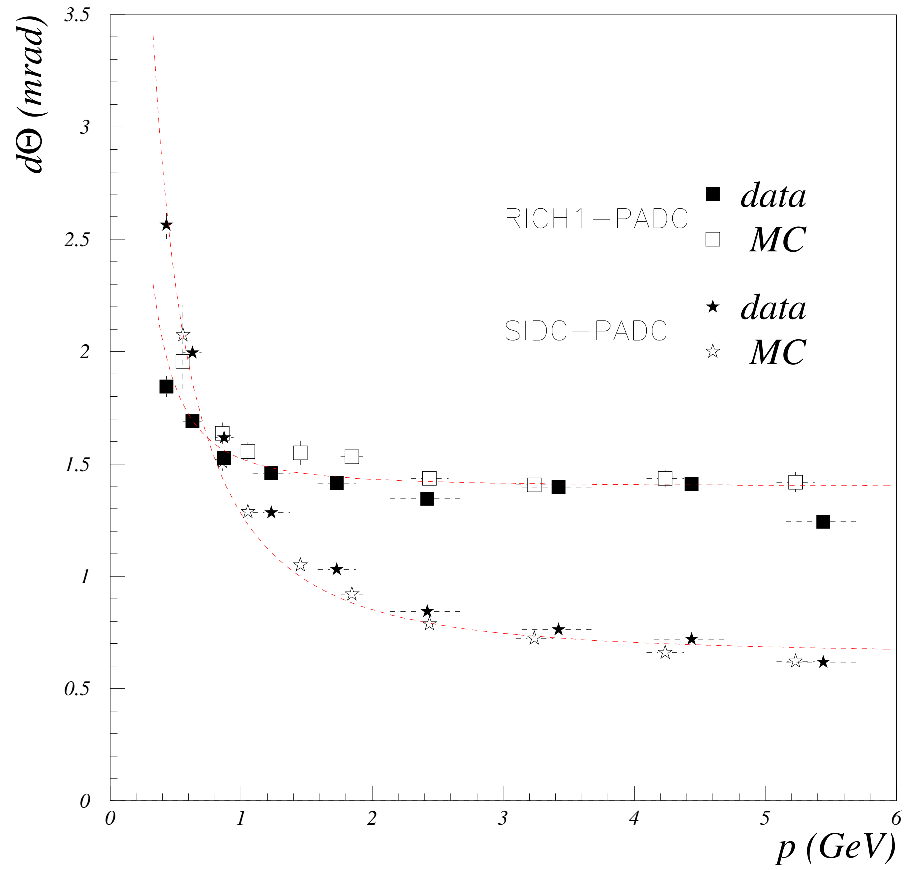


Abbildung 5.7: Breite der dΘ Verteilungen als Funktion des Impulses im Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Spuren. Beide folgen der Funktion 5.7, wobei die Umrechnung von Azimutalwinkeln in Polarwinkel berücksichtigt werden muß: $d\Theta = sin(\Theta)\ d\Phi$

diese Verteilungen aus den Daten, ist man darauf angewiesen, eine möglichst untergrundfreie Menge an Spuren zu haben. Deshalb wurde eine spezielle Selektion von π_0-Dalitz Zerfällen gewählt(8 mrad < Öffnungswinkel < 35 mrad), bei der man ein Signal/Untergrund Verhältnis von 1:1 erlangt. Die Auflösungen wurden dann bestimmt, indem man von diesem Sample die Verteilungen der e^+e^- Spuren ermittelt und davon die Untergrundverteilung der e^+e^+/e^-e^- Spuren subtrahiert. Die simulierten und gemessenen Breiten stimmen gut überein, wobei man nur die Auflösung des ersten RICH Detektors, mit Hilfe der in Kap. 5.3 beschriebenen zusätzlichen Verschmierung, künstlich einstellen mußte. Auch die Verbreiterung der Verteilungen für kleine Impulse auf Grund von Vielfachstreuung wird wie in Abb. 5.7 zu sehen ist, korrekt beschrieben. Die Breite als Funktion des Impulses

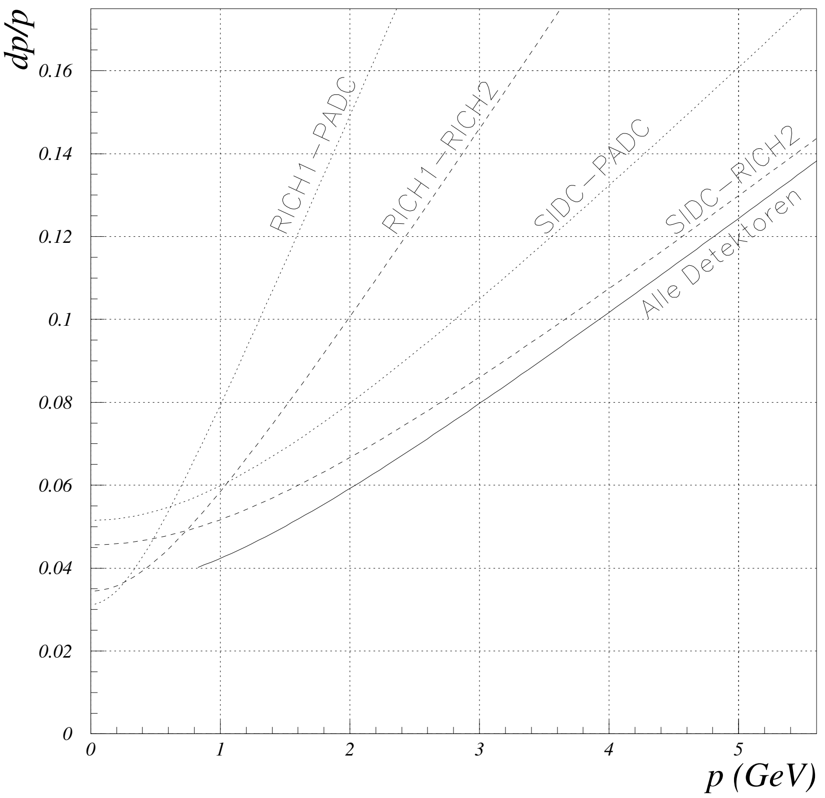


Abbildung 5.8: Impulsauflösung unter der Verwendung verschiedener Detektorkombinationen zur Bestimmung der azimutalen Ablenkung. Das beste Resultat erlangt man durch die gewichtete Verwendung aller Detektoren.

folgt dabei der Formel:

$$d\Phi(p) = \sqrt{d\Phi^2_{p>2GeV/c} + (\frac{d\Phi_{ms}}{p})^2}, \tag{5.7}$$

wobei Φ_{ms} der mittlere Streuwinkel für p = 1 GeV/c ist und $d\Phi_{p>2GeV/c}$ die rein durch die Detektorauflösungen beeinflußten Breiten sind. Die Auflösungen sind insbesondere deshalb von Interesse, da sie in direktem Zusammenhang mit der Impuls- und damit auch der Massenauflösung des Spektrometers stehen:

$$\frac{dp}{p}(p) = \frac{d(\Delta\Phi)}{\Delta\Phi} = \sqrt{d\Phi^2_{p>2GeV/c} + (\frac{\Phi_{ms}}{p})^2} \cdot \frac{p}{deflection}, \tag{5.8}$$

wobei $\Delta\Phi$ für die magnetische, azimutale Ablenkung zwischen zwei Detektoren steht und $deflection[mrad/(GeV/c)]$ die Stärke des Magnetfeldes beschreibt.

Abb. 5.8 zeigt die Genauigkeit der Impulsmessung unter der Verwendung der Gl. 5.8 für verschiedene Detektorkombinationen. Verwendet man als Ortsmesung vor dem Magnetfeld das Driftkammersystem, erlangt man für große Impulse eine sehr viel bessere Auflösung als mit RICH1. Allerdings wird diese Messung sehr viel stärker durch Vielfachstreuung beeinflußt (vgl. Abb. 5.7), weshalb die Messung mit RICH1 für sehr kleine Impulse besser ist. Obwohl die intrinsische Auflösung der Pad-Kammer (0.35 mrad) besser ist als RICH2 (0.6 mrad), ist die Impulsmessung mit RICH2 dennoch besser. Dies liegt an der unterschiedlichen Winkelmessung der beiden Detektoren. Während RICH2 den lokalen Winkel mißt, wird der azimutale Winkel der Pad-Kammer relativ zum 3 Meter entfernten Vertex gemessen. Dies bewirkt, daß in Gl. 5.8 $deflection$ = 96 mrad/(GeV/c) (Pad-Kammer) und 146 mrad/(GeV/c) (RICH2) ist. Optimieren läßt sich die Impulsmessung durch eine Kombination der Impulsmessungen aller Detektorkombinationen:

$$p_{gesamt} = \frac{\sum_i w_i^2 p_i}{\sum_i w_i^2}, \qquad w_i(p) = \frac{deflection}{d\Phi(p)}, \tag{5.9}$$

wobei $\sum_i$ die Summe über alle Detektorkombinationen ist. Die resultierende Impulsauflösung wurde mit Hilfe der vollständig simulierten Spuren ermittelt und ist ebenfalls in Abb. 5.8 zu sehen.

5.5 Effizienzen

	Rekonstruktionseffizienz
SDD1	94 %
SDD2	88 %
SDD-Spuren	$\Longrightarrow$ 84 %
RICH1	81 %
RICH2	86 %
Padkammer	96 %
vollständige Spuren	$\Longrightarrow$ 55 %
Paare	$\Longrightarrow$ 29 %

Tabelle 5.5: Rekonstruktionseffizienzen der Detektoren

Mit Hilfe der Monte Carlo Simulation lassen sich die Effizienzen der einzelnen Detektoren bestimmen. Sie sind in Tab. 5.5 zusammengefaßt. Die Effizienz ist

definiert als die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen zu rekonstruieren unter der Voraussetzung, daß es innerhalb der Detektorakzeptanz liegt. SDD1 und Padkammer weisen die für Spurdetektoren typischen 95 % auf. Der Grund für die deutlich niedrigere Effizienz von SDD2 liegt in der großen Zahl defekter Anoden dieses Detektors (10 % aller Anoden). Der limitierende Faktor für die RICH-Effizienzen ist die Ringmustererkennung. Da in Schwerionenkollisionen die Detektoren durch eine große Zahl an Untergrundhits bevölkert sind (vgl. Abb. 4.1), kann es sehr leicht passieren, daß diese durch Zufallskombinationen Ringe bilden. Um die Zahl dieser Zufallsringe zu begrenzen, muß man alle rekonstruierten Ringe Qualitätskriterien unterwerfen (vgl. Kap. 4.1.3). Dies verursacht entsprechende Effizienzverluste.
Die zitierten Effizienzen für Spuren beziehen sich dabei auf Spuren mit einem Transversalimpuls $p_{\perp} > 200$ MeV/c, da aus Gründen der Untergrundrejektion in der Analyse nur solche Spuren selektiert werden. Das beste Kriterium zur Erkennung physikalischer Spuren ist eine gute Übereinstimmung der zu einer Spur gehörenden Winkelmessung in allen Detektoren, auch Matchingqualität genannt. Die Spureffizienzen sind von diesem Qualitätskriterium abhängig. Die zitierten Effizienzen beziehen sich auf Matchingschnitte von 5 σ der in Tab. 5.4 zitierten Breiten. Aus Gründen der Rejektion von Zufallsspuren wird in der Analyse eine Matchingqualität von 3 σ verlangt, was ungefähr 10% Effizienz kostet.

5.6 Korrektur der Multiplizitätsmessung

Die wichtigste Eigenschaft, mit der man ein Ereignis charakterisieren kann, ist die Zahl der geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit, da sie ein Maß für die Zentralität der Kollision ist. Des weiteren benötigt man diese Zahl zur Normierung der Daten.
Im CERES-Experiment wird diese Zahl ermittelt, indem man die Zahl der rekonstruierten Spuren im Rapiditätsintervall $2 < \eta < 3$ in den beiden Driftdetektoren bestimmt. Diese Messung wird allerdings durch zwei Effekte verfälscht: zum einen durch die im vorigen Kapitel diskutierte begrenzte Rekonstruktionseffizienz ($\sim 84\%$ für Driftkammerspuren), zum anderen durch eine von der Multiplizität abhängige Zahl an Zufallsspuren.
Um diese Effekte zu quantifizieren wurden vollständige Driftkammerereignisse simuliert, das heißt mit Hilfe der in diesem Kapitel besprochenen Simulationen wurden Ereignisse mit einer typischen Zahl von Pionen (100-400) erzeugt und mit der selben Software, mit der auch die Daten analysiert wurden, ausgewertet. Der Quotient aus der Zahl der Eingangsspuren und der Zahl der rekonstruierten Spuren bestimmt dann den Korrekturfaktor, mit dem die gemessenen Multiplizität korrigiert werden muß. Diese Korrekturfunktion ist abhängig von der gemessenen

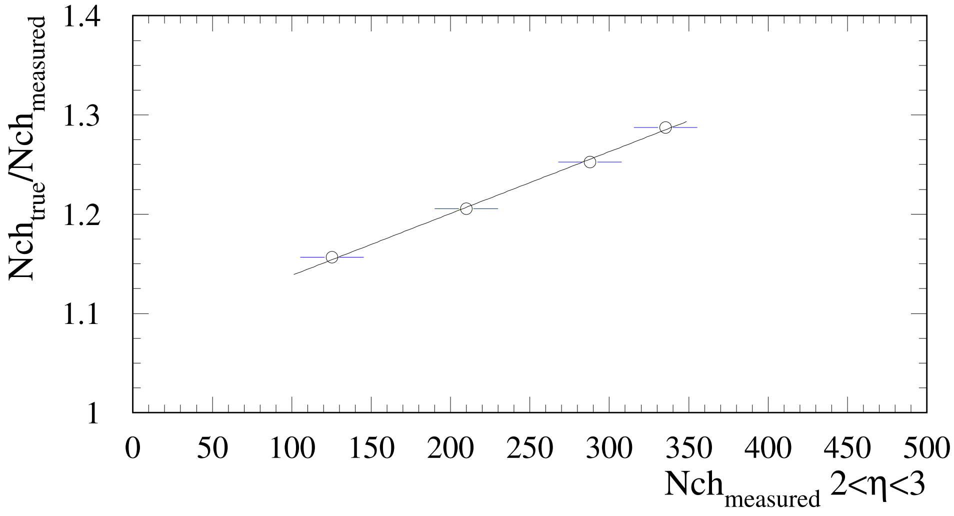


Abbildung 5.9: Korrekturfunktion der Multiplizitätsskala. Zu sehen ist der Quotient aus wahrer und gemessener Zahl an Driftkammerspuren, ermittelt mit einer Simulation.

Multiplizität:

$$\frac{N_{ch,korrigiert}}{N_{ch,gemessen}} = 1.076 + 0.00062 \cdot N_{ch,gemessen} \qquad (5.10)$$

und ist in Abb. 5.9 dargestellt.

Kapitel 6

Rejektion physikalischer Untergrund Spuren - Paarrekonstruktion

Es gibt zwei Hauptquellen für e^+e^- Paare mit Massen $m < 1GeV$:

- leptonische und semileptonische Zerfälle von Mesonen, insbesondere Dalitz-Zerfälle pseudoskalarer Mesonen.
- Konversion von Photonen im Detektormaterial des Spektrometers. Hauptquelle dieser Photonen ist dabei erneut der $\pi_0 \to e^+e^-\gamma$ Zerfall.

Weitere Prozesse wie Bremsstrahlung oder Drell-Yan-Prozesse sind im fraglichen Massenbereich vernachlässigbar [58] Die Simulation dieser Quellen ist aus drei Gründen notwendig:

- da man an *neuer Physik* interessiert ist, muß die gemessene Produktionsrate mit der Rate der bekannten Quellen verglichen werden. Nur ein Abweichen von diesen Vorhersagen kann einen Hinweis auf neue Produktionsprozesse geben.
- Die überwiegende Mehrheit der oben besprochenen Quellen produziert Paare mit einer Masse $m < 0.2$ GeV/c^2. Zwei solche Paare im selben Ereignis, bei denen jeweils nur eine von beiden Spuren rekonstruiert wird, führen zur Produktion eines kombinatorischen Untergrundpaares. Mit Hilfe der Simulation läßt sich die Rejektion dieses Untergrundes (unter der Nebenbedingung, die Effizienz für Signalpaare zu erhalten) objektiv optimieren ohne die Gefahr, eine statistische Fluktuation herauszupräparieren (Kap. 6.2).

- Um auszuschließen, daß es noch weitere, unverstandene Quellen für Untergrundpaare gibt, muß man die aus dem MC erwartete Absolutzahl an Untergrundpaaren mit der in den Daten beobachteten vergleichen (Kap. 6.4).

6.1 Simulation bekannter Quellen für e^+e^- Paare

Die Simulation der physikalischen Quellen von e^+e^- Paaren erfolgt mit Hilfe des Genesis Monte Carlo Programms [13]. Dieses simuliert die Kinematik der Zerfälle aller Mesonen mit einem Dilepton-Endzustand. Zur korrekten kinematischen Beschreibung dieser Zustände benötigt der Generator auch die korrekte Beschreibung der mesonischen Mutterzustände. Deren kinematische Verteilungen sind jedoch bereits recht gut bekannt, da eine Reihe von CERN-SPS Experimenten (NA49,NA44,WA89) sich auf die Messung hadronischer Observablen spezialisiert haben. Der Generator produziert Teilchen über alle Bereiche in $p_\perp$, Rapidität sowie alle Raumwinkel. Interessiert ist man natürlich insbesondere an den Paaren, die in die CERES-Akzeptanz unter den in der Analyse verwendeten Schnitten in $p_\perp$ und Öffnungswinkel fallen. Hierfür sind insbesondere die Eingangsverteilungen in $p_\perp$ und Rapidität, sowohl differentiell als auch absolut, sowie die Verzweigungsverhältnisse in die Zerfallskanäle verantwortlich. Eine Zusammenstellung dieser Größen findet sich in Tab. 6.1

Aufgrund des in der Analyse verwendeten $p_\perp$-Schnitts ist die $p_\perp$-Verteilung der

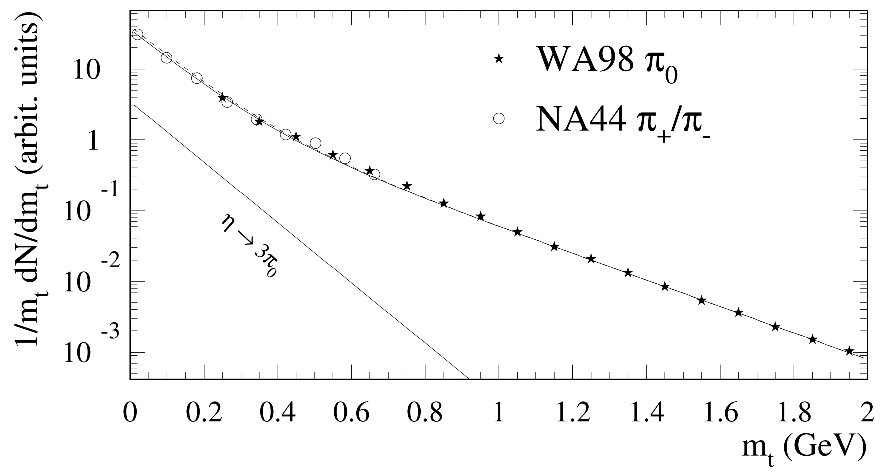


Abbildung 6.1: Für die Simulation verwendetes π_0 Eingangsspektrum. Das von WA98 gemessene π_0-Spektrum wurde mit Hilfe des von NA44 gemssenen Spektrums geladener Pionen extrapoliert. Zusätzlich berücksichtigt wurde der im geladenen Spektrum nicht enthaltene Beitrag aus $\eta \rightarrow 3\pi_0$

leichtesten Mesonen besonders kritisch. Für die schwereren Mesonen wird die $p_\perp$-Verteilung der Elektronen im wesentlichen durch die Ruhemasse des Mutterteilchens bestimmt. Abb. 6.1 zeigt die verwendete $m_\perp$-Verteilung für das π_0. Die inklusiv gemessene π_0-$m_\perp$-Verteilung von WA98 [59] wurde mit Hilfe der von NA44 [63] gemessenen $m_\perp$-Verteilung geladener Pionen zu kleinen $m_\perp$ extrapoliert. Bei kleinem $m_\perp$ werden die Spektren durch sekundäre Prozesse wie die Dalitz-Zerfälle schwerer Mesonen dominiert [64]. Der Zerfall in geladene und ungeladene Pionen ist dabei im wesentlichen gleich, mit Ausnahme des Zerfalls $\eta \rightarrow 3\pi_0$. Dieser Anteil muß deshalb noch zusätzlich auf das gemessene Spektrum der geladenen Pionen addiert werden.
Die $m_\perp$-Verteilungen der schwereren Hadronen lassen sich sehr gut mit einer einfachen Exponential-Verteilung beschreiben. In Abb. 6.2 ist eine Übersicht über alle am CERN-SPS in Pb-Pb Kollisionen gemessenen $m_\perp$-Verteilungen zu sehen. Es wird ein systematischer Anstieg der inversen $m_\perp$-Steigung als Funktion der Masse der Teilchen beobachtet. Dieses Verhalten läßt sich mit kollektiven Flußeffekten in

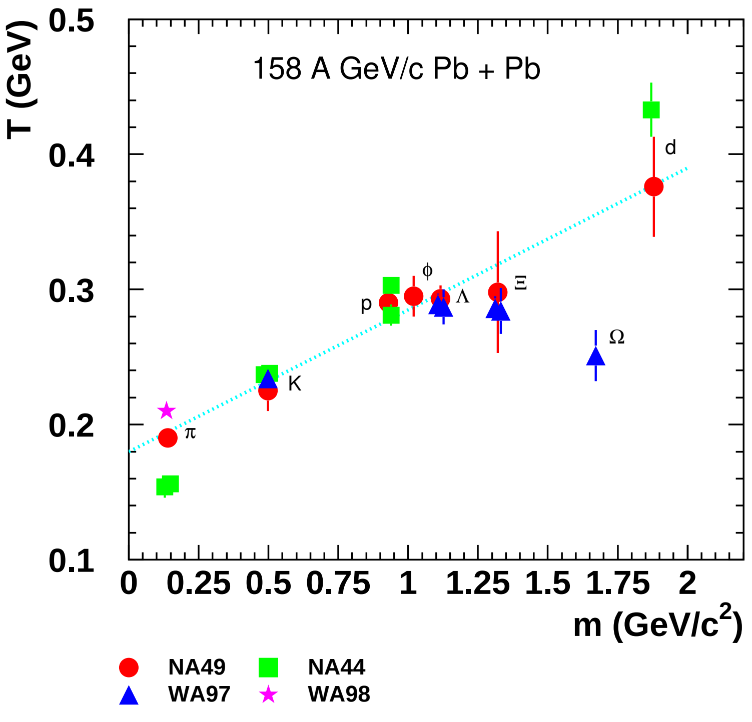


Abbildung 6.2: Inverse $m_\perp$-Steigung aller am CERN-SPS gemessenen Teilchenspezies als Funktion der Masse der Teilchen.

dem Kollisionssystem erklären und mit der eingezeichneten Funktion:

$$inverse\ m_\perp - Steigungen = 0.175 MeV + 0.115 MeV/GeV * mass \quad [60] \tag{6.1}$$

beschreiben. Diese Funktion wurde verwendet um die inversen $m_\perp$-Steigung der im Generator verwendeten Mesonen zu interpolieren. Die resultierenden inversen Steigungen sind in Tab. 6.1 aufgeführt.

Zerfall	**Verzweigungs-verhältnis**	$\sigma_{tot}/\sigma_{\pi^0,tot}$	inverse $m_\perp$- Steigung
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	1.198%	1.	100 MeV / 230 MeV
$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	$5.0 \cdot 10^{-3}$	0.085	238 MeV
$\rho \rightarrow e^+e^-$	$4.44 \cdot 10^{-5}$	0.094	263 MeV
$\omega \rightarrow e^+e^-$ $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$	$7.15 \cdot 10^{-4}$ $5.9 \cdot 10^{-4}$	0.069	265 MeV
$\phi \rightarrow e^+e^-$ $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$	$3.09 \cdot 10^{-4}$ $1.3 \cdot 10^{-4}$	0.018	292 MeV
$\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$	$\sim 5.6 \cdot 10^{-4}$	0.0078	285 MeV

Tabelle 6.1: Eingangsparameter für die Simulation der wichtigsten Zerfälle leichter Mesonen mit e^+e^- im Endzustand. Gezeigt sind neben den Verzweigungsverhältnissen [36] die absoluten Wirkungsquerschnitte der Mesonen im Verhältnis zum π_0, sowie die inversen $m_\perp$-Steigungen.

Die Absolutnormierung des Generators für den Vergleich mit den Daten erfolgt über die Zahl der geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit mit Hilfe des Verhältnisses $\frac{N_{\pi^0}}{N_{geladen}} = 0.43$ [61].
Die absoluten Wirkungsquerschnitte der übrigen Hadronen werden über die Produktionsverhältnisse im Vergleich zum π_0 kontrolliert. Diese Teilchenverhältnisse werden dabei einem thermischen Modell entnommen [64], welches in der Lage ist, 18 verschiedene, in Pb-induzierten Kollisionen, am CERN-SPS gemessene Teilchenverhältnisse zu beschreiben (vgl. Abb.6.3). Davon ausgehend, daß das Kollisionssystem sich im chemischen und thermischen Gleichgewicht befindet, benötigt dieses Modell nur 2 Parameter, die Temperatur (T=175 MeV) und das baryochemische Potential (μ_B = 270 MeV). Die für den hadronischen Cocktail benötigten Teilchenverhältnisse sind in Tab. 6.1 aufgeführt. Das resultierende Massenspektrum ist in Abb. 7.1 zu sehen.
Als Rapiditätsverteilung wurde für alle Teilchen die von NA49 gemessene Verteilung negativ geladener Hadronen [65] angenommen.

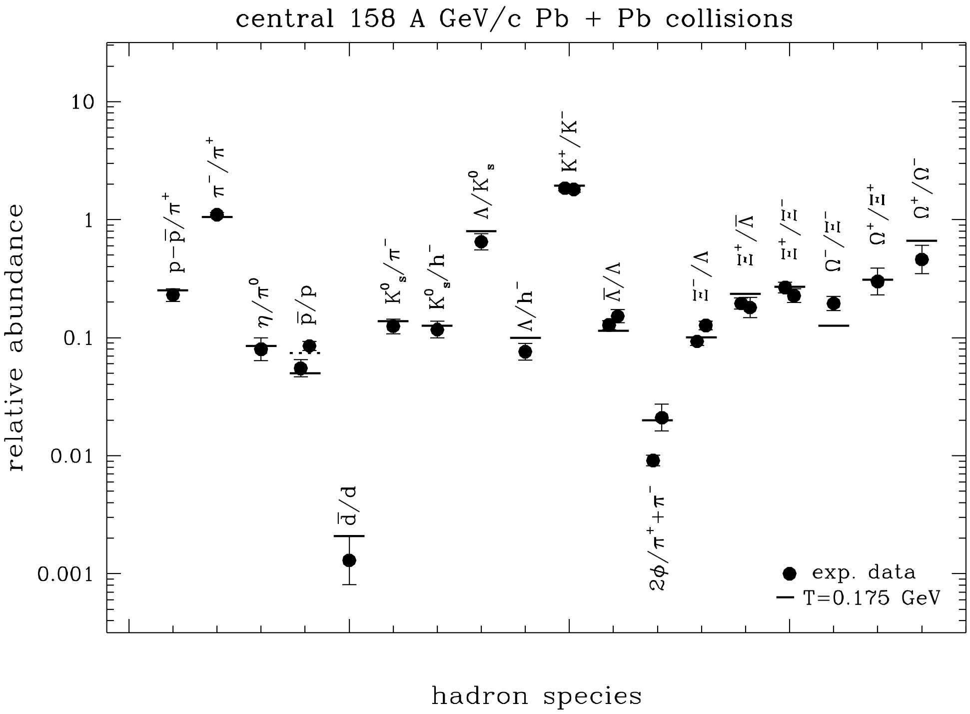


Abbildung 6.3: Vergleich gemessener Teilchenverhältnisse am CERN-SPS mit Vorhersagen eines thermischen Modells. [60]

Für die Simulation von Photonkonversionen wurden Photon $p_\perp$-Verteilung und Rapiditätsverteilungen verwendet, die in einer speziellen Photonenmessung mit dem CERES Spektrometer gemessen wurden [62]. Die Konversion der Photonen in e^+e^--Paare unter Berücksichtigung der Kinematik wird durch das CERN-GEANT Software Packet simuliert.

6.2 Rejektion von Spuren aus Konversionen und Dalitz-Zerfällen

Das Hauptinteresse der CERES Analyse gilt den Paaren mit einer Masse m> 0.2 MeV/c^2. Aus bekannten Quellen erwartet man in diesem Bereich $\sim 10^{-5}$ Paare pro geladenem Teilchen. Aus π_0-Dalitz Zerfällen und Konversionen erwartet man eine um drei Größenordnungen größere Paarrate. Solange man diese Paare vollständig rekonstruiert, stellen sie für die Analyse kein Untergrundproblem dar, da sie sich durch ihre kleine Masse von den restlichen Paaren separieren lassen. Die Masse eines e^+e^- Paares berechnet sich aus der quadratischen Summe der Vierervektoren der beiden Spuren:

$$m_{Paar} = \sqrt{\mathbf{p_{e^+}^2} + \mathbf{p_{e^-}^2}} = \sqrt{2 \cdot p_{e^+} p_{e^-} (1 - cos\Theta_{ee})} \tag{6.2}$$

wobei p_{e^+}, p_{e^-} die Impulse der Einzelspuren und Θ_{ee} der Öffnungswinkel, jeweils gemessen im Laborsystem, sind. Da die Energie ($\simeq$ Impuls) - Verteilung der Einzelspuren aller Quellen sehr änlich sind, wird die Masse eines Paares im wesentlichen durch den Öffnungswinkel bestimmt. In Kap. 5.5 wurde die Effizienz zur Rekonstruktion einer Elektronenspur mit einem $p_\perp > 200$ MeV mit 55% beziffert. Ohne $p_\perp$-Schnitt ist diese Effizienz mit 16% sehr viel geringer. Der Grund hierfür liegt in einem Magnetfeldeffekt 2. Ordnung, dem die Teilchen im Radiator des 2. RICH Detektors unterliegen und der dafür sorgt, daß die Teilchen keine gerade Bahn durchlaufen. Somit sind sie auch nicht in der Lage, einen für die Mustererkennung reproduzierbaren Ring zu erzeugen. Rekonstruiert man von einem Paar kleiner

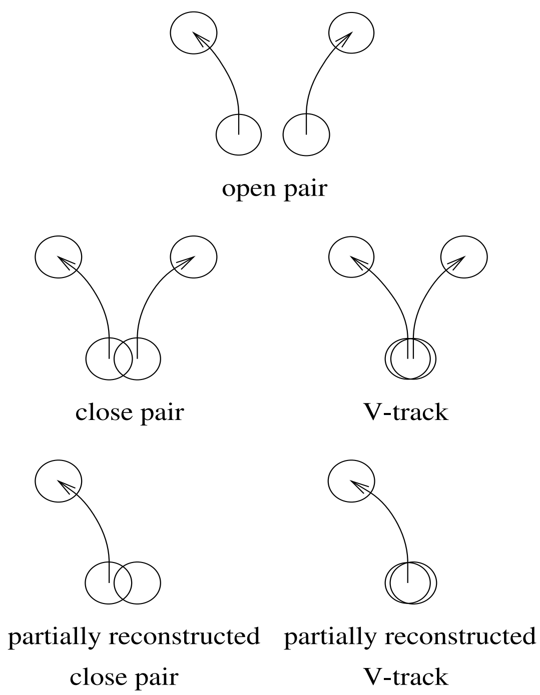


Abbildung 6.4: Schematische Darstellung der Spurkombinationen für Signal und Untergrund. Dargestellt sind die Ringe in den RICH Detektoren. Signalpaare sind typischerweise Paare mit Öffnungswinkeln $>$ 35 mrad. Der größte Teil der Paare kommt aus π_0-Dalitz Zerfällen (close pairs) und Konversionen (V-tracks). Zwei solche Paare im selben Ereignis, bei denen jeweils nur eine Spur rekonstruiert wird, verursachen ein Untergrundpaar, in der Regel mit Öffnungswinkeln $>$ 35 mrad.

Masse eine Spur mit $p_\perp > 200$ MeV/c, so beträgt die Wahrscheinlichkeit, die Partnerspur zu rekonstruieren nur 16 %. Zwei Paare im selben Ereignis, bei denen

jeweils nur eine Spur rekonstruiert wird, verursachen ein kombinatorisches Untergrundpaar. Aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit, Spuren mit kleinem Impuls nach dem Magnetfeld zu rekonstruieren, muß man ersatzweise darauf zurückgehen, die π_0-Dalitz- und Konversionserkennung auf die Detektoren vor dem Magnetfeld zu beschränken. Für Paare, die man nur vor dem Magnetfeld rekonstruiert, hat man wegen der fehlenden Impulsmessung keine Information über die Masse. Der Öffnungswinkel ist aber eine fast ebenso gute Signatur. Somit besteht die Rejektionsstrategie darin, jede einzelne Spur daraufhin zu untersuchen, ob in der unmittelbaren Umgebung eine Zweite existiert. Dies wird in drei Stufen durchgeführt:
1.Schritt: Bei einer Photonkonversion im Target erwartet man in beiden Driftkammern einen Hit mit der doppelten Amplitude eines Einzelhits. Um auch Hits in der unmittelbaren Umgebung zu erfassen, summiert man die in den Driftkammern deponierten Amplituden in einem Bereich von 5 mrad um den Treffer der zu untersuchenden Spur auf. Ist diese Gesamtamplitude in beiden Driftkammern größer als 800/1300 FADC counts wird die Spur verworfen.
2.Schritt: Die typische Signatur für Konversionen in SDD1 besteht aus einer doppelten Amplitude in SDD2 sowie einem Doppelring in RICH1. Somit wird zur Verwerfung ein simultaner Schnitt auf die Amplitude (summiert über 7.5 mrad/ 1159 FADC counts) sowie die Ringsummenamplitude gemacht (1550 ADC counts). Für Paare mit Öffnungswinkeln größer als 7.5 mrad lassen sich die Driftkammern allein nicht mehr zur Rejektion verwenden, da die Wahrscheinlichkeit, in einem größeren Fenster eine Pionenspur zu finden, zu groß wird.
Daher **3.Schritt**: Die größere Umgebung (35mrad) in RICH1 wird nach einem zweiten Ring abgesucht. Dabei muß der Ring zugehörige Treffer in beiden Driftkammern besitzen, da man ansonsten durch Zufallsringe zu viele Signal Paare verwerfen würde.
Alle drei Rejektionsschritte wurden mit Hilfe des Monte Carlos optimiert. Mit den Konversions- und π_0-Dalitz Monte Carlos wurde die Rejektion bestimmt, mit Hilfe des hadronischen Cocktails die Rekonstruktionseffizienz des Signals. In dem man auf beide Datensätze dieselben Schnitte anwendet, läßt sich jeder Schnitt objektiv nach Rejektionsvermögen und Effizienzverlust beurteilen.
Die Kunst des Einstellens der Rejektionsschnitte beteht dabei darin, eine optimale Balance zwischen Effizienzverlust und Rejektionsvermögen zu finden. Der relative statistische Fehler des Signals berechnet sich aus:

$$\frac{\sqrt{Signal + 2Untergrund}}{Signal} \approx \frac{1 - Rejektion}{Effizienz^2} \tag{6.3}$$

Da das Signal proportional zu der im Monte Carlo bestimmten Paarrekonstruktionseffizienz ist und der Untergrund proportional zu 1-Rejektion, wurde die Kombination aller Schnitte so eingestellt, daß der Wert $\frac{1-Rejektion}{Effizienz^2}$ ein Minimum erreichte [66]. Auf diese Weise wurde die statistische Signifikanz des Signals optimiert. Es wurden auch verschiedene andere Alternativen wie Schnitte auf die Zahl der Hits oder korrelierte Schnitte auf alle drei Detektoren erprobt. Die beschriebenen

Schnitte erwiesen sich in diesen Studien aber als die effektivsten.
In Abb. 6.5 ist die Wirkungsweise der unterschiedlichen Rejektionsschnitte auf die einzelnen Untergrundquellen dargestellt, entsprechend ihrer chronologischen Reihenfolge in der Analyse. Die von der Kollision angebotene Zahl der Spuren pro geladenem Teilchen berechnet sich für die Dalitz-Zerfälle:

$$\frac{dN_e}{dN_{ch}} = \frac{dN_{\pi_0}}{dN_{ch}} \cdot BR_{\pi^0 \to e^+e^-\gamma} \cdot \frac{dN_{ee}}{dN_{\pi_0}} = 0.43 \cdot 0.01198 \cdot 2.13 = 1.1 \cdot 10^{-2} \tag{6.4}$$

$\frac{dN_{ee}}{dN_{\pi_0}}$ beschreibt die Zahl der Elektronspuren in der CERES Akzeptanz pro π_0-Dalitz Zerfall unter der Berücksichtigung der Dalitz-Zerfälle der schweren Mesonen. BR ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall. Für Photonkonversionen gilt:

$$\frac{dN_e}{dN_{ch}} = \frac{dN_{\pi_0}}{dN_{ch}} \cdot \frac{dN_\gamma}{dN_{\pi_0}} \cdot 2 \cdot \frac{7}{9} \cdot \frac{X}{X_0} = 0.43 \cdot 2.25 \cdot 2 \cdot \frac{7}{9} \cdot \frac{X}{X_0} = 1.54 \cdot \frac{X}{X_0}, \tag{6.5}$$

wobei $\frac{X}{X_0}$ die Strahlungslänge des entsprechenden Materials ist. Entscheidend für diese Studien sind dabei nur Konversionen im Target sowie der 1. Driftkammer, alle später stattfindenden Konversionen werden aufgrund des fehlenden Signals in SDD1 nicht rekonstruiert.
Im ersten Analyseschritt, der in Kap. 4 beschriebenen Rekonstruktion von Spuren, verliert man $\sim 50\%$ dieser Spuren auf Grund der begrenzten Spurrekonstruktionseffizienz (siehe Tab. 5.5). Da auch die Signalpaare diesem Effizienzverlust unterliegen wird hierdurch das Signal zu Untergrundverhältnis nicht verbessert.
Mit dem $p_\perp - Schnitt$, $p_\perp > 200$ MeV werden ~ 80 % der sehr weichen Spuren verworfen.
Der dE/dx-Schnitt ist ein lockerer Schnitt entsprechend Schnitt 1, der aus technischen Gründen in der chronologischen Reihenfolge vorgezogen wird.
Fake sind zusätzliche Schnitte auf die Spurqualitäten zur Vermeidung von Zufallsspuren.
Anschließend folgen die bereits beschriebenen Rejektionsschritte, die in Abb.6.5 mit 'conversion' und 'dalitz' beschrieben sind.
'$\pi_\pm$' ist der in Kap. 4.3 beschriebene korrelierte Schnitt auf den Ringradius und die azimutale Ablenkung der Spuren zur Verwerfung geladener Pionen.
Insgesamt läßt sich sagen, daß den π_0-Dalitz Zerfällen der dominierende Anteil an den Untergrundspuren zukommt: sie liefern nicht nur von Beginn an den größten Beitrag, sondern sie lassen sich auch am schwersten verwerfen. Des weiteren beobachtet man, daß sich Konversionen in der ersten Driftkammer sehr viel leichter verwerfen lassen als Konversionen im Target. Konversionen in der ersten Driftkammer legen einen sehr viel kürzeren Weg zu der zweiten Driftkammer zurück als Targetkonversionen. Bei gleichem Öffnungswinkel sind sie somit in diesem Detektor weniger stark aufgeweitet, haben also scheinbar einen kleineren Öffnungswinkel. Somit erkennt man eine Systematik, daß sich Paare niedriger Masse

am besten rejezieren lassen, je kleiner der mittlere Öffnungswinkel ist. Dies ist plausibel, da man für Paare mit größerem Öffnungswinkel ein größeres Gebiet auf den Detektoren nach einer möglichen Partnerspur absuchen muß. Da damit aber die Wahrscheinlichkeit steigt, auf eine Spur zu schneiden, die zufällig benachbart ist, ist die Größe diese Gebietes beschränkt.
Der vollständigkeit halber wurden auch die Beiträge aus geladenen Pionen und den Zerfällen von D-Mesonen untersucht, sie spielen aber nur eine untergeordnete Rolle an der Absolutzahl des Untergrundes.
Ebenfalls in Abb. 6.5 ist der Vergleich mit der in den Daten beobachteten Zahl an Untergrundspuren gezeigt. Diese Zahl läßt sich aus der Zahl der beobachteten Zahl an Paaren gleicher Ladung(e^+e^+ und e^-e^-) berechnen, unter der Annahme, daß die Zahl der Spuren pro Ereignis poissonverteilt ist:

$$\frac{dN_e}{dN_{ch}} = \sqrt{2 \cdot 2 \cdot \frac{dN_{++/--}}{dN_{event}}} / \frac{dN_{ch}}{dN_{event}} \tag{6.6}$$

Der erste Faktor 2 unter der Wurzel kommt aus der Poissonstatistik, der zweite aus der Tatsache, daß nur die Hälfte des kombinatorischen Untergrundes Paare gleicher Ladung bilden.
Aus diesem Vergleich lernt man zweierlei. Die Simulation beschreibt den relativen Verlust eines jeden Schnittes korrekt, was bedeutet, daß alle entscheidenden Parameter richtig beschrieben werden. Des weiteren wird auch die Zahl der Spuren absolut korrekt wiedergegeben, mit der Folgerung, daß es keine weiteren unbekannten Quellen für Untergrundspuren gibt. Der einzige Datenpunkt, der nicht vom MC beschrieben wird ist der Punkt vor der $fake$ Rejektion. Dies liegt daran, daß vor diesem Schnitt im Datensample noch unphysikalische Untergrundspuren existieren, die mit den Qualitätsschnitten auf den Spuren aber offensichtlich vollständig beseitigt werden.

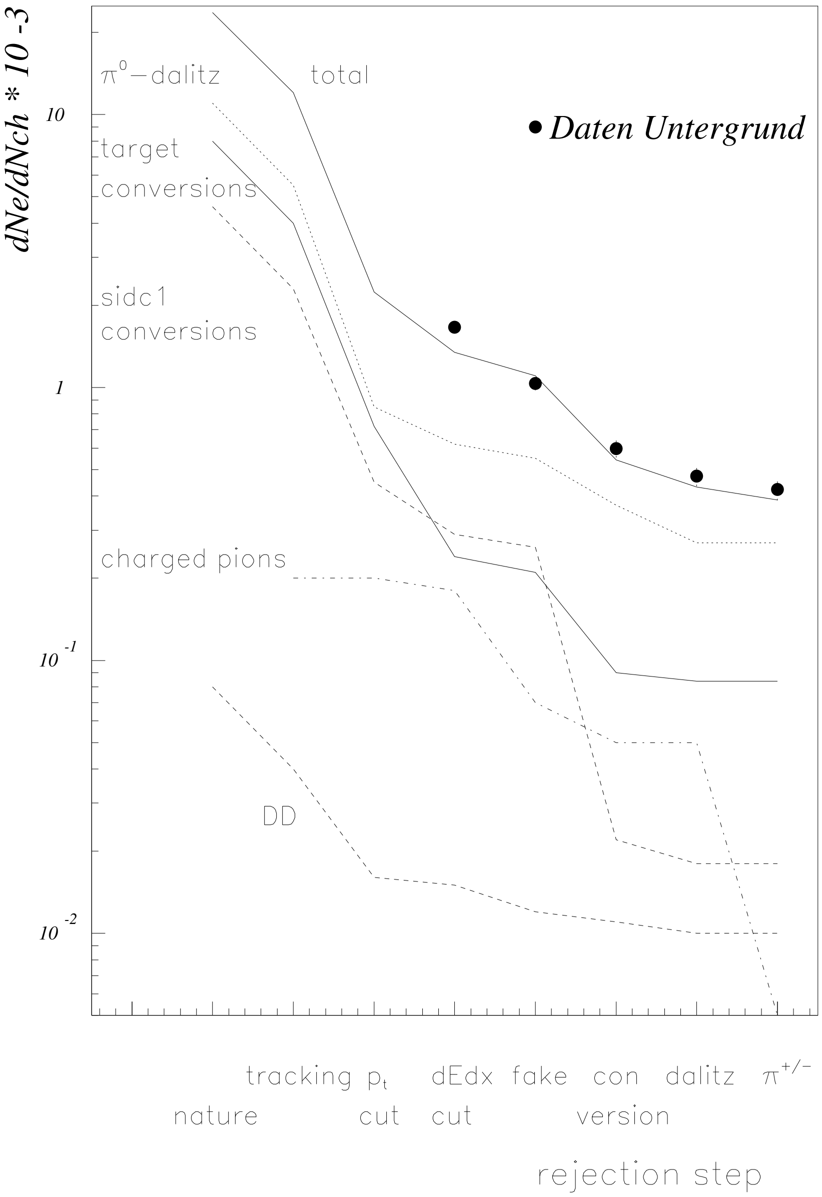


Abbildung 6.5: Rejektion von Spuren physikalischen Ursprungs bestimmt durch Monte Carlo Simulationen. Die Einzelbeitrage zu der Gesamtzahl an Untergrundspuren wird chronologisch über die einzelnen Analyseschritte verfolgt. Sowohl der Absolutwert, als auch die relative Rejektion durch die einzelnen Schritte sind in Übereinstimmung mit den in den Daten beobachteten Zahlen. Zur Beschreibung der einzelnen Schritte siehe Text.

6.3 Paarrekonstruktion

Will man nun mit Hilfe der Spuren Paare rekonstruieren, steht man vor dem Problem, daß alle Spuren eines Ereignisses innerhalb der Genauigkeit aus dem selben Vertex stammen. Gibt es in einem Ereignis zwei Zerfälle mit e^+e^- im Endzustand, lassen sich diese nicht voneinander trennen. Je zwei Spuren im selben Ereignis müssen also a priori als ein Paar betrachtet werden. Dieses Verfahren verursacht

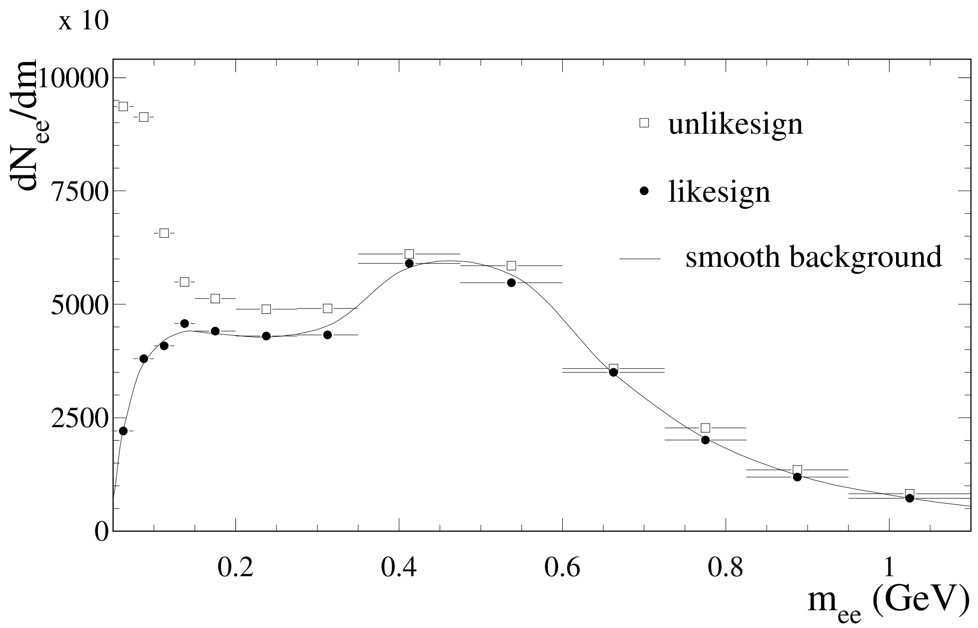


Abbildung 6.6: Vergleich von Paaren gleicher und ungleicher Ladung. Das Paarspektrum gleicher Ladung entsteht rein durch Kombinatorik und läßt sich gut durch Kombination simulierter Einzelspuren reproduzieren (durchgezogene Linie). Die Form des Untergrundes wird durch die kinematische Selektion bestimmt. Der Schnitt auf das Einzelspur-$p_\perp$ von 200 MeV/c verursacht den Abfall des Untergrundspektrums für Massen kleiner 400 MeV/c^2.

natürlich eine große Zahl von Untergrundpaaren. Man hat jedoch ein sehr gutes Maß für diesen kombinatorischen Untergrund. Da es keine physikalische Quelle für Paare gleicher Ladung gibt, ist ein solches Paar immer ein Produkt von Kombinatorik. Aus prinzipiellen kombinatorischen Berechnungen weiß man aber [43], daß die Zahl dieser Paare, für Paare gleicher und ungleicher Ladung, gleich ist. Deshalb berechnet sich das Signal:

$$Signal = N_{e^+e^-} - 2 \cdot \sqrt{N_{e^-e^-} \cdot N_{e^+e^+}} \tag{6.7}$$

d.h. man zieht von den gemessenen ungleich geladenen Paaren das geometrische Mittel der gleichgeladenen ab. Im Fall von Ladungssymmetrie, wie sie in dieser

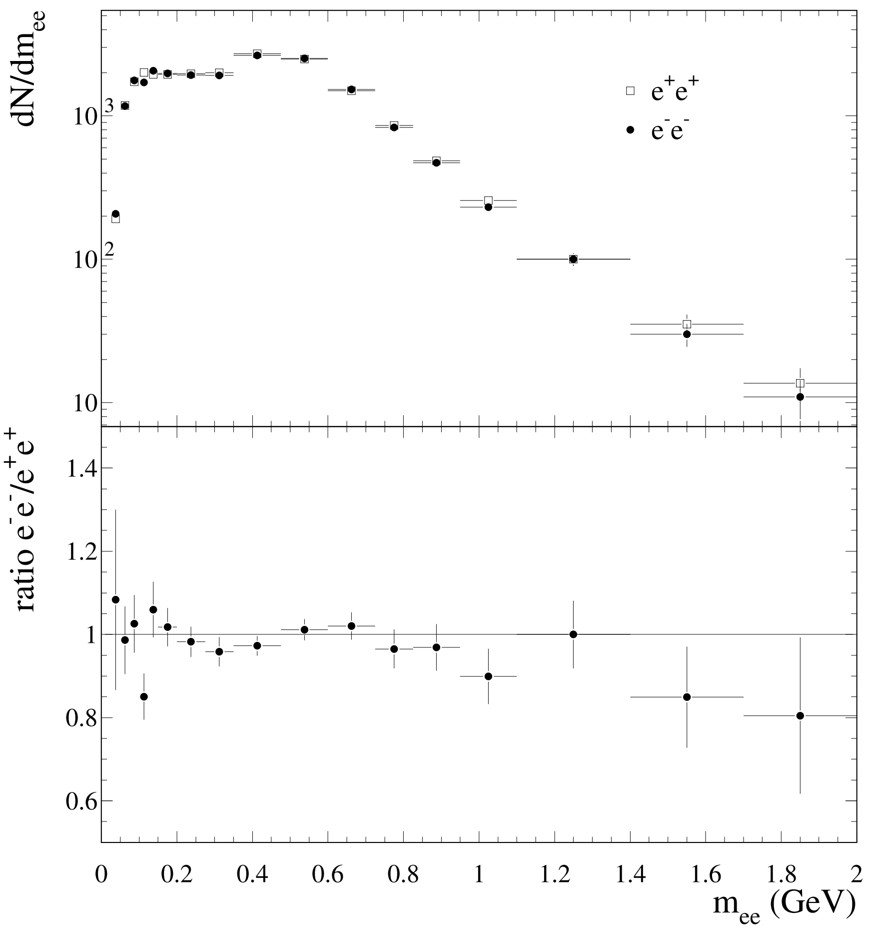


Abbildung 6.7: Vergleich von gleichgeladenen Paaren verschiedener Ladung.

Analyse vorliegt, ist das geometrische Mittel gleich dem arithmetischen. Das geometrische Mittel ist jedoch robuster im Fall einer leichten Ladungsasymmetrie. In Abb. 6.7 ist der Vergleich rekonstruierter gleichgeladener Paare für unterschiedliche Ladungen zu sehen. Weder in der Form noch in der Absolutzahl der Paare läßt sich eine Ladungsasymmetrie feststellen.
Ein so extrahiertes Signal unterliegt den statistischen Schwankungen beider Paarmengen, sowohl der gleichgeladenen als auch der ungleichgeladenen. Da man für Paare größer 200 MeV/c^2 ein Signal zu Untergrund Verhältnis von 1/13 hat (Abb.6.6), führt dies zu großen relativen Schwankungen auf dem Signal.
Das gleichgeladene Paarspektrum in Abb.6.6, welches durch reine Kombinatorik entsteht, läßt sich durch eine Simulation beschreiben. Hierbei benutzt man einen Satz von Spuren, der die selben kinematischen Verteilungen aufweist wie die gemessenen Untergrundspuren. Kombiniert man diese Spuren zu Paaren, so erhält man

ein Paarspektrum, welches das gleichgeladene Paarspektrum sehr gut beschreibt. Diese Simulationsmethode hat gegenüber dem gemessenen Untergrundspektrum den großen Vorteil, daß man sie mit beliebig großer Statistik durchführen kann. Benutzt man zur Untergrundsubtraktion dieses simulierte Spektrum hoher Statistik, so befreit man das Signal von den statistischen Schwankungen des Untergrundspektrums. Subtile systematische Abweichungen zwischen simuliertem und gemessenen Untergrund werden mit Hilfe einer Korrekturfunktion ausgeglichen und am Ende als systematische Fehler einbezogen.
Die prinzipielle Annahme eines symmetrischen Untergrundes läßt sich an Hand der Daten überprüfen: Man kann aus den Daten einen sehr sauberen Datensatz von vollständig rekonstruierten Konversionen und π_0-Dalitz-Zerfällen selektieren. Kombiniert man die Einzelspuren solcher Paare nur mit allen anderen Spuren des selben Ereignisses, so ist man sicher, einen sehr sauberen (signalfreien) Datensatz von Untergrundpaaren zu besitzen, der auf exakt die gleiche Weise und mit den selben Daten wie in der Analyse generiert worden ist. Dieses erlaubt dann einen Vergleich zwischen gleich und ungleich geladenem Untergrund.
Dieser Vergleich ist in Abb. 6.8 zu sehen. Innerhalb der Fehler ist kein Unterschied in der Form der Verteilungen zu beobachten. Absolut kann eine mehr als 1-prozentige Asymmetrie mit einer Wahrscheinlichkeit von 90 % ausgeschlossen werden.

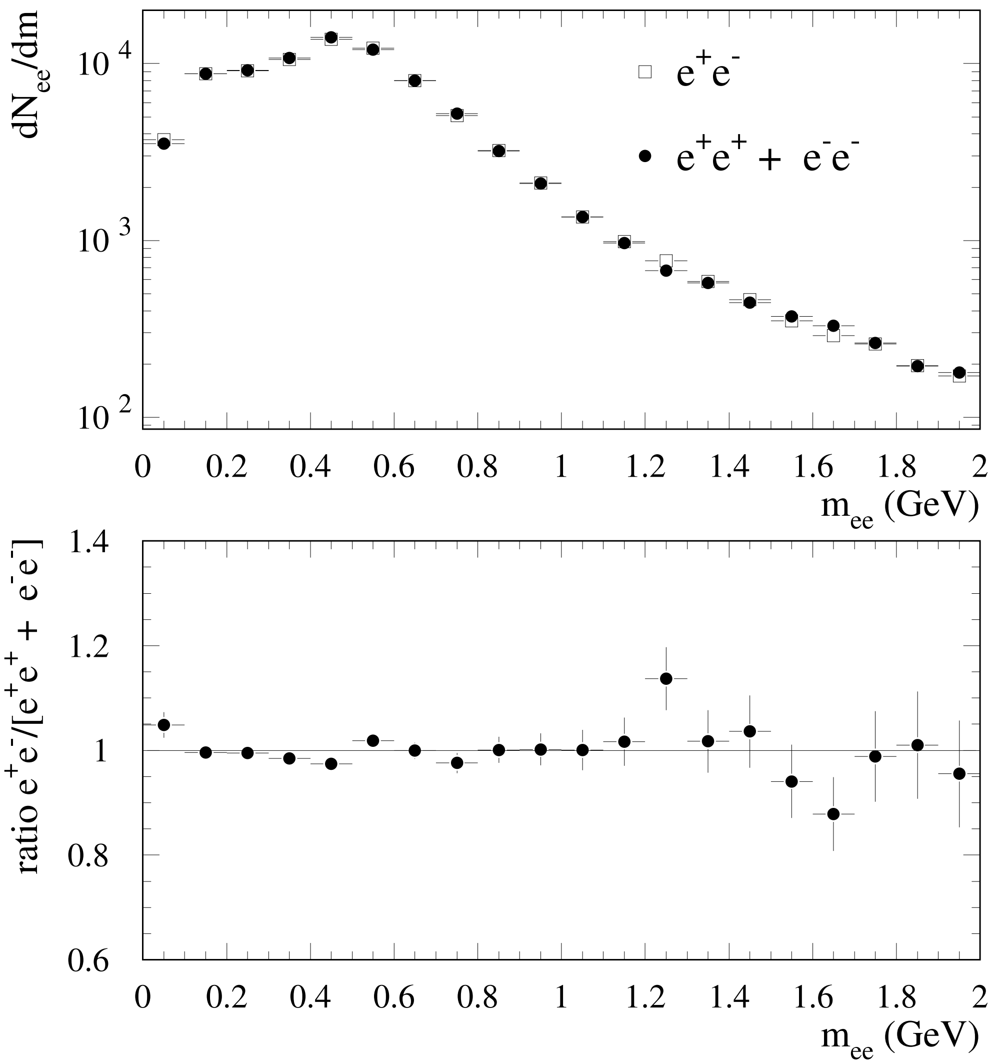


Abbildung 6.8: Vergleich von Untergrundpaaren gleicher und ungleicher Ladung. Weder in der Form noch in der Absolutzahl der Untergrundpaare ist ein Unterschied zu beobachten. Gemittelt über den gesamten Massenbereich erhält man ein Verhältnis von 0.996 ± 0.005

6.4 Effizienzen nach allen Rejektionsschnitten

Alle in diesem Kapitel besprochenen Schnitte zur Vermeidung von Untergrundspuren verursachen natürlich auf dem Signal Effizienzverluste, die für die Absolutnormierung der Daten berücksichtigt werden müssen. Abb. 6.9 zeigt die mit dem Monte Carlo bestimmten Effizienzverluste nach jedem der verschiedenen Rejektionsschnitte. In der Analyse erwartet man, daß sich ein solcher Effizienzverlust auf die Zahl der rekonstruierten Paare niederschlägt. Zum Vergleich ist deshalb in Abb. 6.9 die Zahl der rekonstruierten Paare mit m $<$ 200 MeV, also vorwiegend π_0-Dalitz Zerfälle, gezeigt. Der erste dieser Meßpunkte wurde dabei absolut auf den ersten Monte Carlo Wert normiert. Man beobachtet, daß die Daten den relativen Effizienzverlust durch jeden Rejektionsschritt bestätigen.

Die Paar-Rekonstruktionseffizienz nach der gesamten Analyse beträgt 13 %,

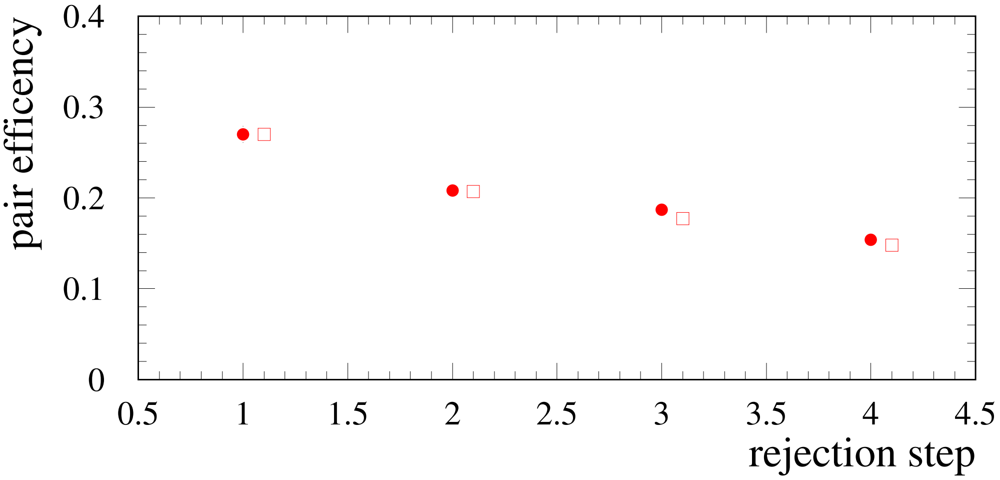


Abbildung 6.9: Effizienzverlust verursacht durch die Rejektionsschnitte. Dargestellt ist die mit dem MonteCarlo (□) bestimmte Rekonstruktionseffizienz. Dies wird verglichen mit der relativen Abnahme der rekonstruierten Paare mit m $<$ 200 MeV($\bullet$), wobei der erste Punkt auf den absolut bekannten Monte Carlo Wert normiert wurde.

gemittelt über die gesamte Akzeptanz und alle Multiplizitäten. Da man in der Analyse an den differentiellen Produktionsquerschnitten interessiert ist, muß man untersuchen, wie sich die Effizienz als Funktion aller wichtigen Ereignis und Paarcharakteristika verhält, um das Signal dann auch differentiell zu korrigieren.
In Abb. 6.10 ist deshalb die mit dem Monte Carlo bestimmte Rekonstruktionseffizienz als Funktion der Multiplizität gezeigt. Über das Multiplizitätsspektrum beobachtet man einen Effizienzverlust um ungefähr einen Faktor 2. Dieser rührt zum einen daher, daß die Ringmustererkennung in den RICH-Detektoren mit

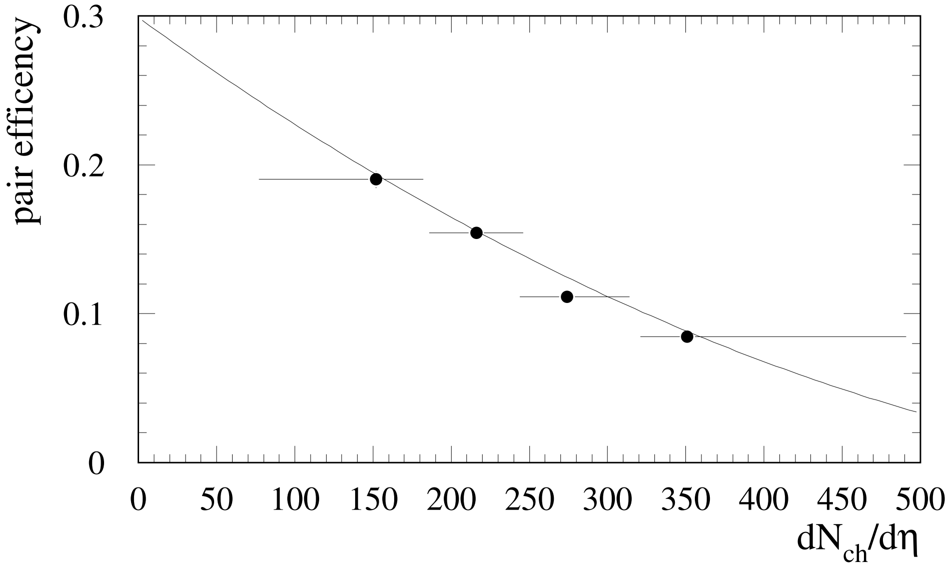


Abbildung 6.10: Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz. Die Linie stellt das Ergebnis der Monte Carlo Simulation dar. Verglichen wird dies mit dem Verhältnis aus $N_{\pi_0}/N_{charge}(\bullet)$, welches ein Maß für den relativen Effizienzverlust ist.

steigender Multiplizität auf Grund von Untergrundhits schwieriger und damit ineffizienter wird. Zum anderen rührt er daher, daß bei den besprochenen Rejektionsschritten mit steigender Multiplizität die Gefahr wächst, daß man auf ein zufällig benachbartes Signal schneidet und somit Signalpaare verwirft, weil eine Spur vermeintlich zu einem Paar niedriger Masse gehört. Auch hier läßt sich der relative Effizienzverlust aus den Daten bestimmen. Man kann davon ausgehen, daß die Zahl der produzierten Paare mit m $<$ 200 MeV linear mit der Multiplizität ansteigt. Steigt die Zahl der rekonstruierten Paare als Funktion der Multiplizität schwächer als linear an, deutet dies auf auf einen relativen Effizienzverlust hin. In Abb. 6.10 wird dieser Effizienzverlust mit den Vorhersagen des Monte Carlos verglichen und ist in guter Übereinstimmung.
Eine ganz ähnliche Änderung der Rekonstruktionseffizienz beobachtet man als Funktion des Polarwinkels Θ (Abb. 6.11, oben). Die Spurrkonstruktionseffizienz nimmt vom Außen- zum Innenrand der Akzeptanz um nahezu einen Faktor vier ab. Der Grund für diese Variation ist, wie auch im Falle der Multiplizitätsabhängigkeit, daß die Zahl der Hits pro Detektorfläche in allen Detektoren von außen nach innen zunimmt. Diese Abhängigkeit verursacht eine Variation der Paarrekonstruktionseffizienz als Funktion des Öffnungswinkels. Paare mit großem Öffnungswinkel sind in der CERES-Akzeptanz nur nachweisbar, wenn beide Spuren bei großen Polarwinkeln liegen. Dies bedeutet aber, daß beide Spuren mit relativ großer

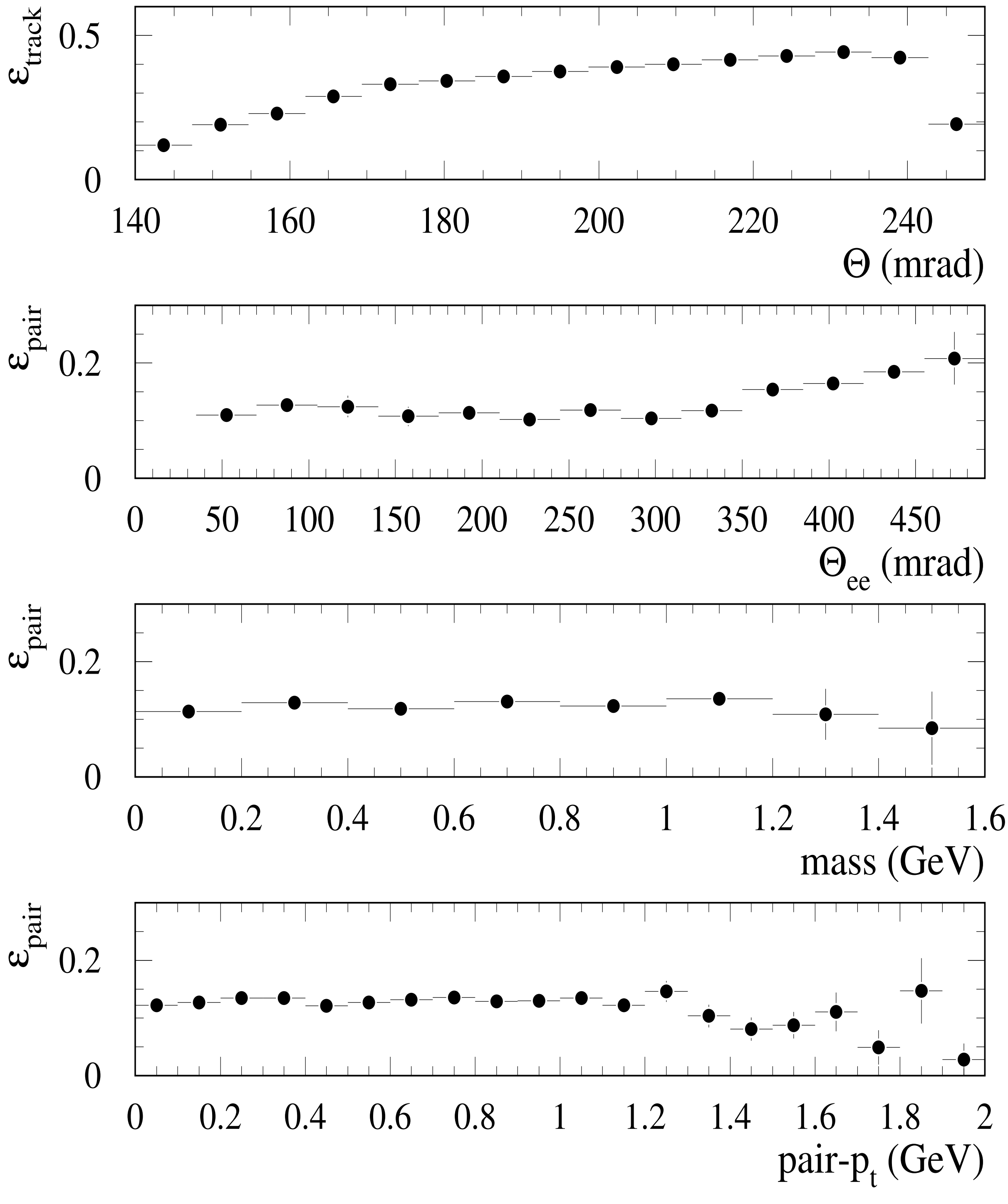


Abbildung 6.11: Differentielle Rekonstruktionseffizienzen. Zu sehen sind von oben nach unten: Die Spurrekonstruktionseffizienz als Funktion des Polarwinkels sowie die Paarrekonstruktionseffizienz als Funktion des Öffnungswinkels, der Masse sowie des Paar-$p_{\perp}$.

Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden, und somit steigt die Paarrekonstruktioneffizienz für große Öffnungswinkel an. Die Paareffizienz als Funktion des Öffnungswinkels ist ebenfalls in Abb. 6.11 abgebildet.
Dies sind die beiden einzigen differentiell beobachteten Variationen der Rekonstruktionseffizienz. Zur Absolutnormierung der Daten hat man somit eine Korrekturfunktion, die gerade dem Kehrwert der beschriebenen Effizienzen entspricht und von der Ereignismultiplizität sowie dem Polarwinkel der Einzelspuren abhängt.
Insbesondere ist die Spurrekonstruktionseffizienz für Spuren mit $p_\perp > 200$ MeV unabhängig vom Impuls. Damit ist auch die Paareffizienz als Funktion der Masse und des Paar-$p_\perp$, der Vektorsumme der beiden Einzelspur-$p_\perp$, konstant (Abb. 6.11, unten).

Kapitel 7

Ergebnisse

Führt man die in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Analyseschritte durch, so rekonstruiert man nach Subtraktion der gleich- von den ungleichgeladenen Paaren ein Signal von 5631 $\pm$129 Paaren mit Masse $m < 200$ MeV/c^2 bei einem Signal zu Untergrundverhältnis von 1/0.97, sowie 2018 $\pm$237 mit $m > 200$ MeV/c^2 bei S/B = 1/13. Dieses Signal bezieht sich auf Paare mit einem Mindestöffnungswinkel von 35 mrad, bei denen beide Spuren im Rapiditätsintervall von $2.1 < \eta < 2.65$ liegen und die Einzelspuren einen Transversalimpuls von $p_\perp > 200$ MeV/c aufweisen.
Korrigiert man dieses Signal für die in Kap. 6.4 beschriebene, absolut bekannte Rekonstruktionseffizienz und trägt die Paarrate als Funktion der Paarmasse auf, so erhält man das in Abb. 7.1 gezeigte Resultat. Die Daten sind absolut normiert. Aufgetragen ist die Zahl der e^+e^-Paare in der CERES η-Akzeptanz pro geladenem Teilchen in der selben Akzeptanz. Für die Absolutnormierung benötgt man also neben der Effizienz auch die mittlere Zahl der geladenen Teilchen in der CERES-Akzeptanz. In Abb. 7.2 ist die korrigierte Zahl der geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit für alle analysierten Ereignisse gezeigt. Beobachtet wird eine mittlere Multiplizität von 250 $\pm$ 25. In der CERES-Akzeptanz $2.1 < \eta < 2.65$ beträgt diese Zahl 137 $\pm$ 14.
Genauso wie in den bisherigen CERES Analysen werden die Daten mit den Erwartungen des Cocktails der hadronischen Zerfälle verglichen. Der spezifische Cocktail, der die in p-Be und p-Au gemessenen Daten reproduzierte (vgl. Abb. 2.2), wurde modifiziert um die in Kap.6.1 beschriebenen, von anderen CERN-Experimenten bestimmten η- und m_t-Verteilungen der hadronischen Mutterzustände sowie ihrer relativen Produktionsverhältnisse in Pb-induzierten Kollisionen. Um diese Voraussagen realistisch mit den Daten vergleichen zu können, wurde der Cocktail noch mit der in Kap. 5.4 beschriebenen Impulsauflösung gefaltet.

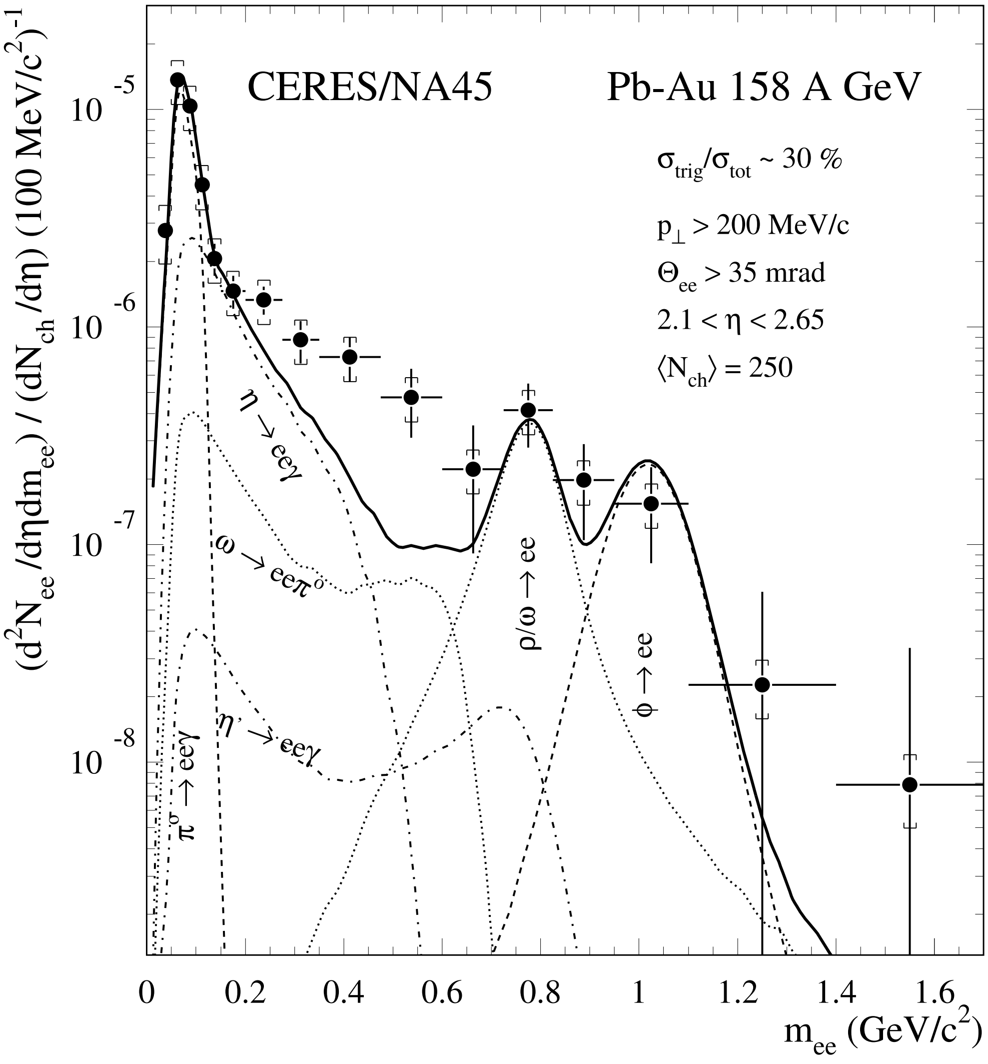


Abbildung 7.1: e^+e^-Massenspektrum aus 42 $\cdot 10^6$ analysierten Ereignissen. Verglichen werden die Daten mit der erwarteten Paarrate aus hadronischen Zerfällen. Eingezeichnet sind getrennt die statistischen und systematischen (eckige Klammern) Fehler. Im Massenbereich zwischen 275 -700 MeV/c^2 beobachtet man einen Überschuß um einen Faktor $N_{gemessen}/N_{Cocktail}$ = 2.6 $\pm$0.5 (stat.) $\pm$0.5 (syst.).

Dieser Vergleich zeigt eine hervorragende Übereinstimmung im Massenbereich kleiner 250 MeV/c^2. In diesem Bereich dominieren die Beiträge der π_0 und η-Dalitz Zerfälle. Ab einer Paarmasse von ungefähr der zweifachen Pionenmasse beginnen die Daten von den klassischen Erwartungen abzuweichen. Dieser signifikante Überschuß an beobachteten Paaren setzt sich fort bis hin zu Paarmassen von 700 MeV/c^2. Integriert man über diesen Massenbereich und vergleicht dies mit dem hadronischen Cocktail, so mißt man einen Überschuß um einen Faktor 2.6 $\pm$0.5(stat.) $\pm$0.5 (syst.).
Oberhalb von 700 MeV/c^2 dagegen sind die Daten wieder mit den Erwartungen, im wesentlichen den Zerfällen von ρ,ω und Φ, innerhalb der Fehler in Übereinstimmung. Es scheint sogar eine, allerdings nicht sehr signifikante ρ/ω-Resonanz sichtbar zu sein.
Der statistische Fehler des Massenspektrums wird verursacht durch den Fehler auf dem ungleich geladenen Paarspektrum. Die statistischen Fehler auf dem gleichgeladenen Datensatz sind vernachlässigbar, da dieses Spektrum mit der in Kap. 4.3 beschriebenen Simulation mit großer Statistik erzeugt wurde. Diese Methode verursacht aber einen masssenabhängigen systematischen Fehler. Es gibt noch weitere systematische Fehler, die in die Absolutnormierung der Daten eingehen. Die Wahl der Rejektionsschnitte verursachen einen Fehler von 15 %. Dazu kommen Unsicherheiten in der Multiplizitätsmessung (10%) und in der Rekonstruktionseffizienz (5 %).
Um mögliche systematische Effekte verursacht durch das Magnetfeld auszuschließen, wurde nach der Hälfte der Datennahme die Polarisation des Magnetfeldes umgekehrt. Untersucht man die Datensätze der beiden Polarisationsrichtungen unabhängig voneinander, so sind die Resultate in Form und Absolutrate innerhalb der Fehler konsistent. Der Überschußfaktor im Massenbereich $250 < m < 700$ beträgt dabei: 2.5 $\pm$0.7(stat.) und 2.7 $\pm$0.7(stat.).
Einen tieferen Einblick in die Herkunft, insbesondere der überschüssigen Paare bietet die Paarrate als Funktion der Multiplizität, also der Gesamtzahl der in der Kollision produzierten Teilchen. Für direkt produzierte Paare aus hadronischen Zerfällen erwartet man eine lineare Abhängigkeit. Für Paare aus einer früheren, heißeren Phase der Kollision erwartet man dagegen in 1. Nährung eine quadratische Abhängigkeit, da für die Produktionsprozesse, wie z.B. $\pi\pi$-Annihilation im Hadronengas, immer zwei geladene Teilchen benötigt werden.
Zum Studium der Multiplizitätsabhängigkeit wurde das von der Triggerselektion bestimmte Multiplizitätsspektrum (Abb.7.2) in 4 Datensätze gleicher Statistik unterteilt und für jeden dieser Datensätze ein separates Massenspektrum gemessen (Abb. 7.2). In Abb. 7.3 ist die Paarrate, dividiert durch die erwartete Paarrate, als Funktion der Multiplizität aufgetragen. Wie bereits erwähnt, steigt die aus hadronischen Zerfällen erwartete Paarrate linear mit der Multiplizität an. Ein konstantes Verhalten in Abb. 7.3 entspricht also einem linearen Produktionsanstieg.

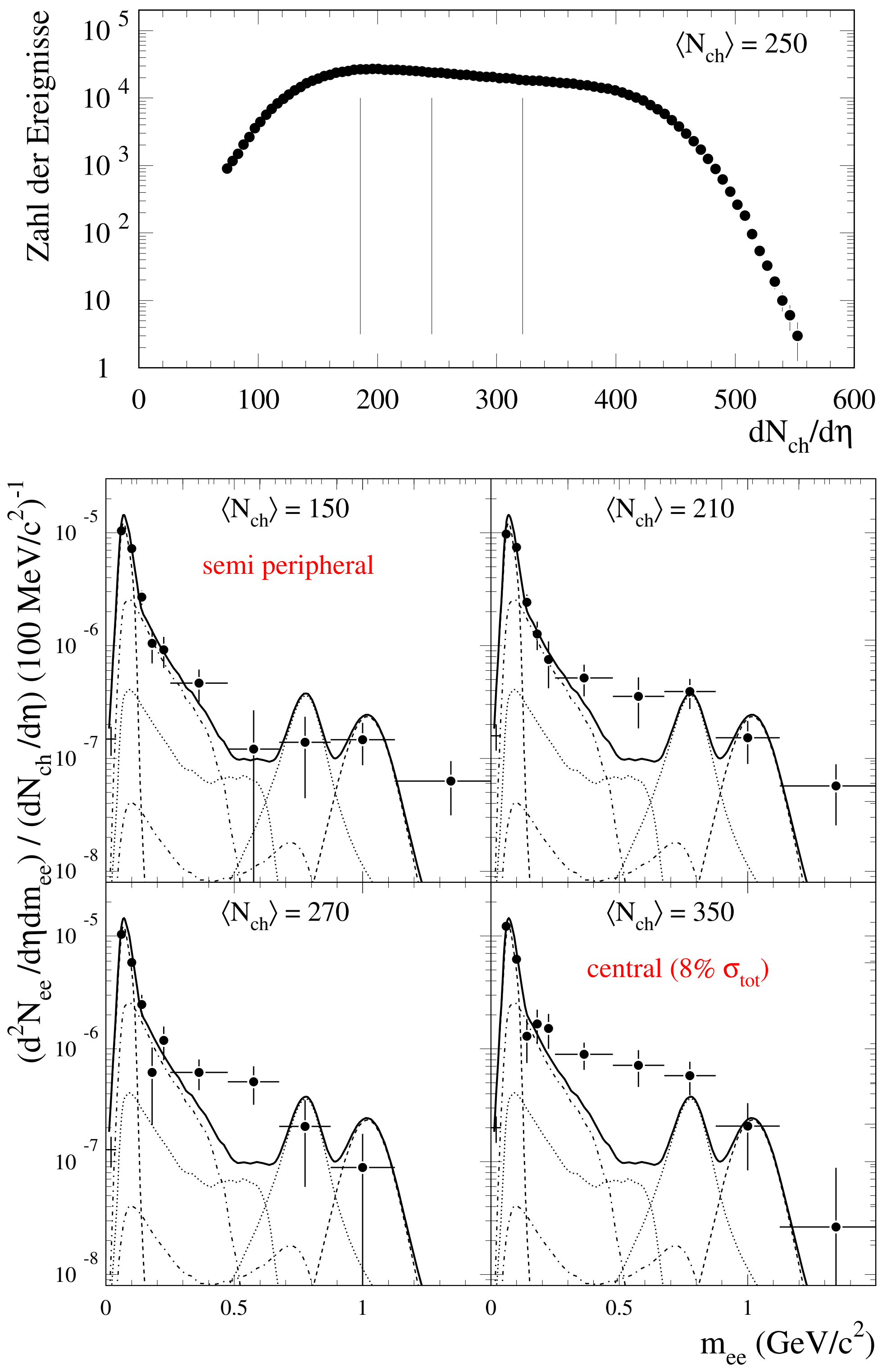


Abbildung 7.2: Oben ist die Multiplizitätsverteilung für alle analysierten Ereignisse abgebildet. Diese Verteilung wurde in 4 Datensätze gleicher Statistik unterteilt. Die Massenspektren für diese vier verschiedene Zentralitäten sind unten zu sehen.

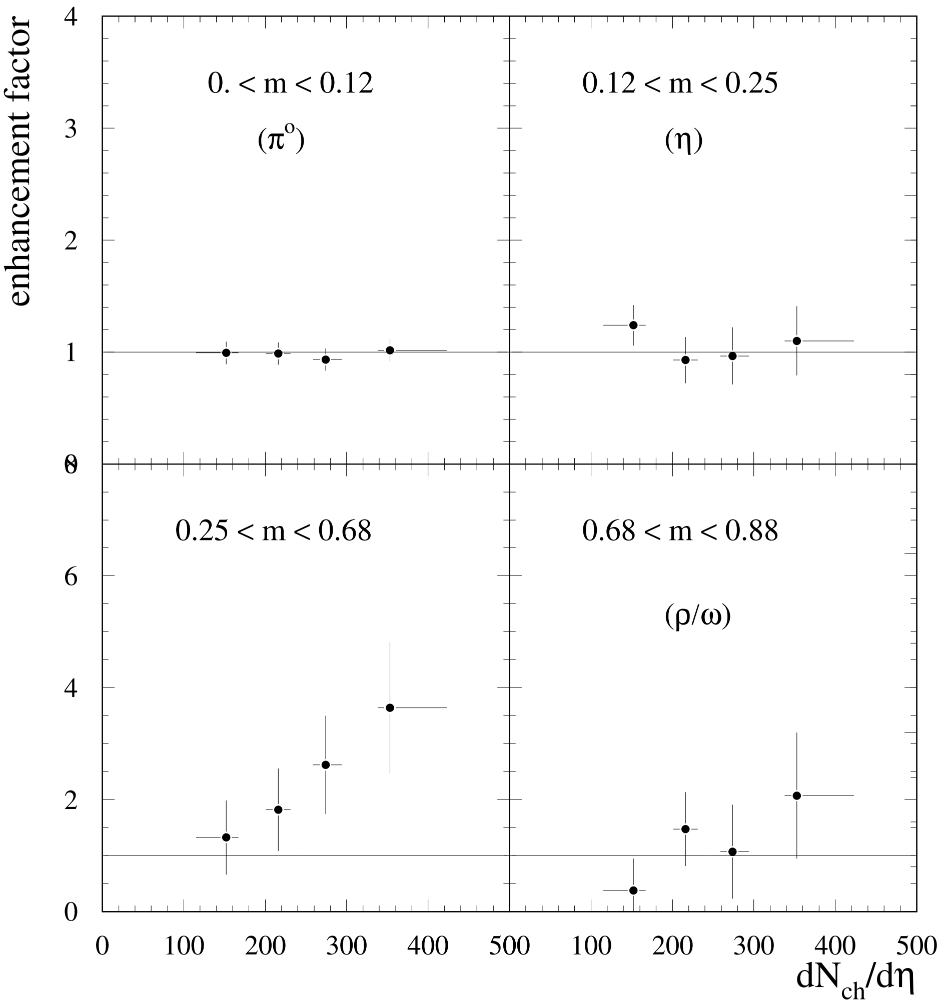


Abbildung 7.3: Überschuß an e^+e^--Paaren als Funktion der Multiplizität. Definiert ist der *enhancementfactor* als $\frac{dN^{ee}_{gemessen}}{dN^{ee}_{Cocktail}}$. Die durchgezogene Linie bei 1 entspricht somit den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen.

Tatsächlich sieht man im Massenbereich von 0 - 120 MeV/c^2(dominiert durch den π_0-Dalitz Zerfall) und im Massenbereich 120 - 250 MeV/c^2(dominiert durch den η-Dalitz Zerfall), daß die Paarrate linear mit der Multiplizität ansteigt und überall den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen entspricht. Im Massenbereich von 250-680 MeV/c^2 in dem man den Überschuß an Paaren beobachtet, steigt die Paarrate jedoch stärker als linear mit der Multiplizität an. Im Bereich der ρ/ω-Resonanz ist dagegen erneut innerhalb der Fehler eine lineare Abhängigkeit beobachtbar.
Ein anderer Parameter, der Aufschluß über die Herkunft der zusätzlichen Paare geben könnte, ist der Transversalimpuls der Paare, der sich aus der Vektoraddition der Transversalimpulse der beiden Einzelspuren ergibt. In Abb. 7.4 wird, wiederum unterteilt in verschiedene Massenbereiche, die Transversalimpulsvertei-

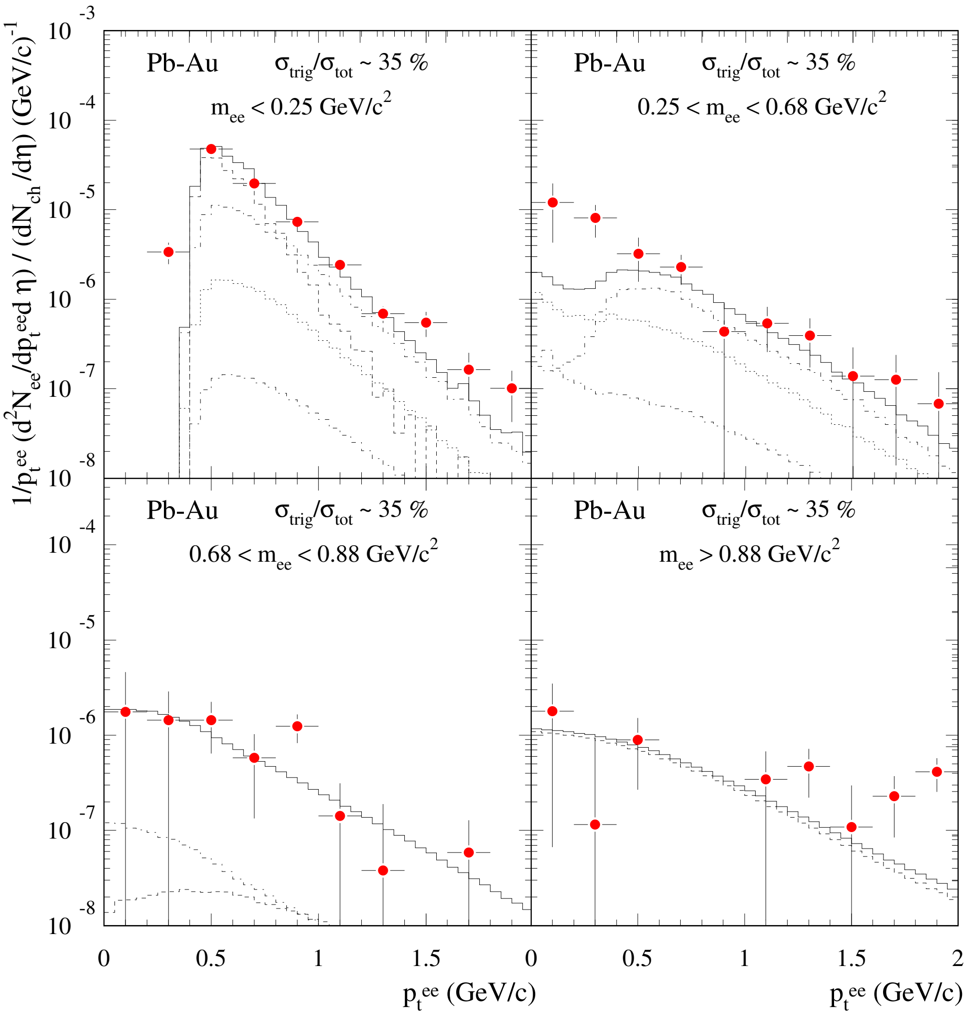


Abbildung 7.4: Vergleich der gemessenen Paar-$p_\perp$-Verteilungen mit den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen. Der Überschuß im Massenbereich 250-680 MeV/c^2 ist für kleine Paar-$p_\perp$ am ausgeprägtesten.

lung der Signalpaare mit den Erwartungen des hadronischen Cocktails verglichen. Aufgetragen ist dabei der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt $dN/dp_\perp^2$. In dem Massenbereich, in dem man den Überschuß beobachtet (250-680 MeV/c^2), läßt sich erkennen, daß dieser Überschuß hauptsächlich bei kleinen Transversalimpulsen ausgeprägt ist. In den anderen Bereichen sind die Verteilungen dagegen innerhalb der Fehler mit dem hadronischen Cocktail in Übereinstimmung. Insbesondere die Übereinstimmung im Massenbereich kleiner 250 MeV/c^2 zeigt, daß die im Generator verwendeten Eingangs-$p_\perp$-Verteilungen korrekt sind.
Um den Überschuß bei kleinem Paar-$p_\perp$ näher zu untersuchen, ist in Abb. 8.2 die Paarrate als Funktion der Masse zu sehen, diesmal unterteilt in einen Datensatz $p_\perp^{ee}$ >500 MeV/c und $p_\perp^{ee}$ <500 MeV/c.

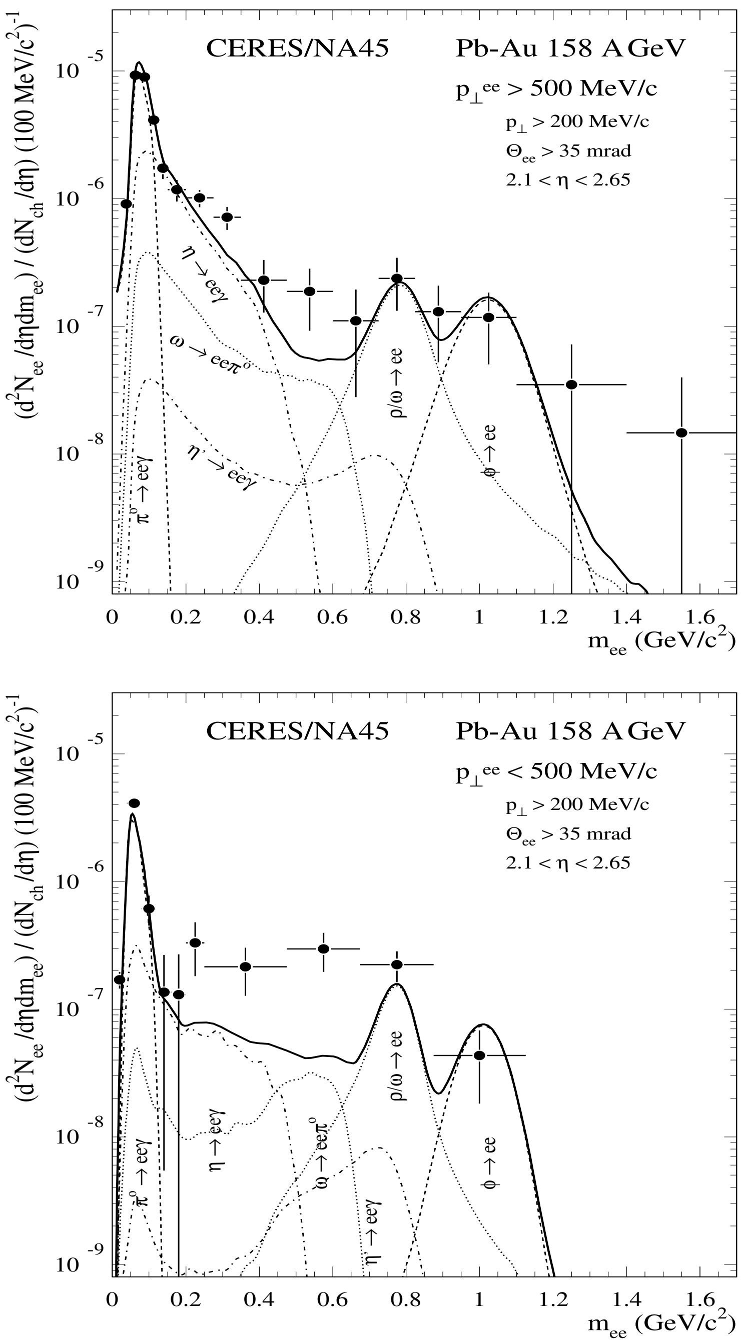


Abbildung 7.5: Massenspektren, unterteilt nach Paar-$p_\perp$ größer (oben) und kleiner 500 MeV/c. Verglichen werden die Daten mit der jeweils erwarteten Paarrate aus hadronischen Zerfällen. Im Massenbereich zwischen 275 -700 MeV/c^2 beobachtet man einen Überschuß um einen Faktor 1.7 ± 0.3 ($>$ 500 MeV/c) und 5.0 $\pm$ 1.5 ($<$ 500 MeV/c)

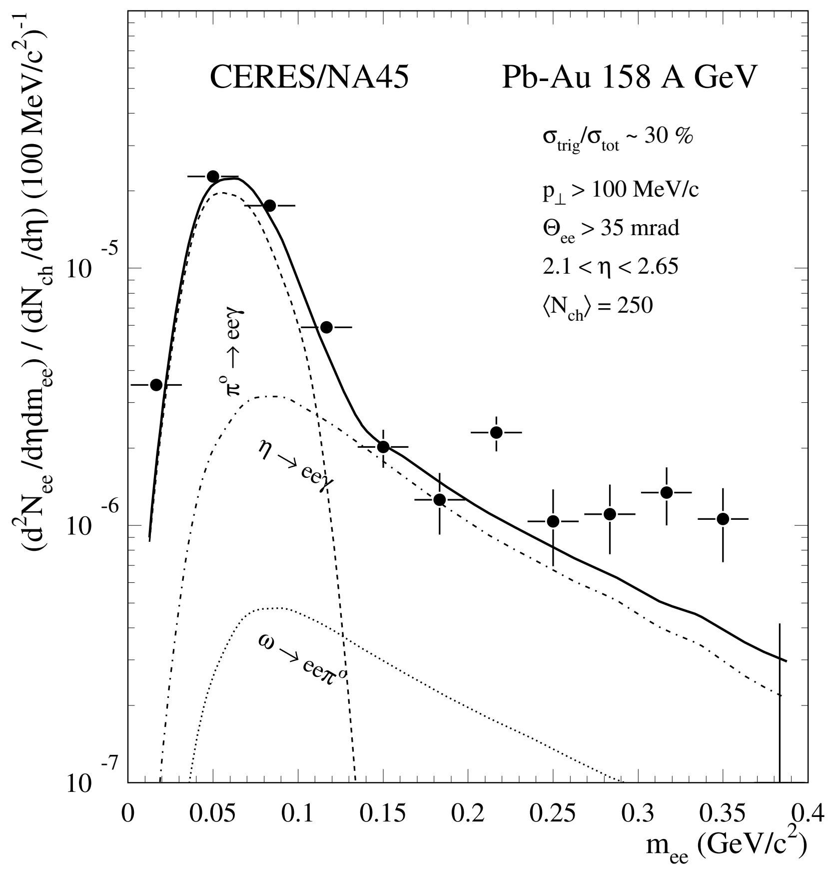


Abbildung 7.6: Massenspektrum, Einzelspur-pt>100 MeV/c

Der integrale Überschuß im Massenbereich $250 < m < 700$ für $p_\perp^{ee} > 500$ beträgt 1.7 ± 0.3, für $p_\perp^{ee} < 500$ 5.0 ± 1.5.
Die Tatsache, daß der Überschuß bei sehr kleinen Transversalimpulsen am ausgeprägtesten ist, weckt das Interesse an einer Analyse mit vermindertem $p_\perp$-Schnitt auf den Einzelspuren. Hiermit relaxiert man allerdings einen der effektivsten Rejektionsschnitte zur Vermeidung von physikalischen Untergrundspuren (vgl. Abb. 6.5). In Abb. 7.6 ist ein Massenspektrum mit $p_\perp > 100$ MeV/c zu sehen. Wie erwartet, ist das Signal zu Untergrund Verhältnis um ungefähr einen Faktor 2 schlechter, weshalb es keinen Sinn macht, über Massen größer als 400 MeV/c^2 hinauszugehen. Dieser statistisch nahezu unabhängige Datensatz bestätigt das Resultat von Abb. 7.1. Im Bereich zwischen 250-400 MeV/c^2 beobachtet man einen Überschuß gegenüber dem hadronischen Cocktail von 1.5 ± 0.25. Auch das Verhalten, daß der Überschuß an Paaren für kleine Paar-$p_\perp$ am ausgeprägtesten ist, wird mit diesem Datensatz bestätigt (Abb.7.7).

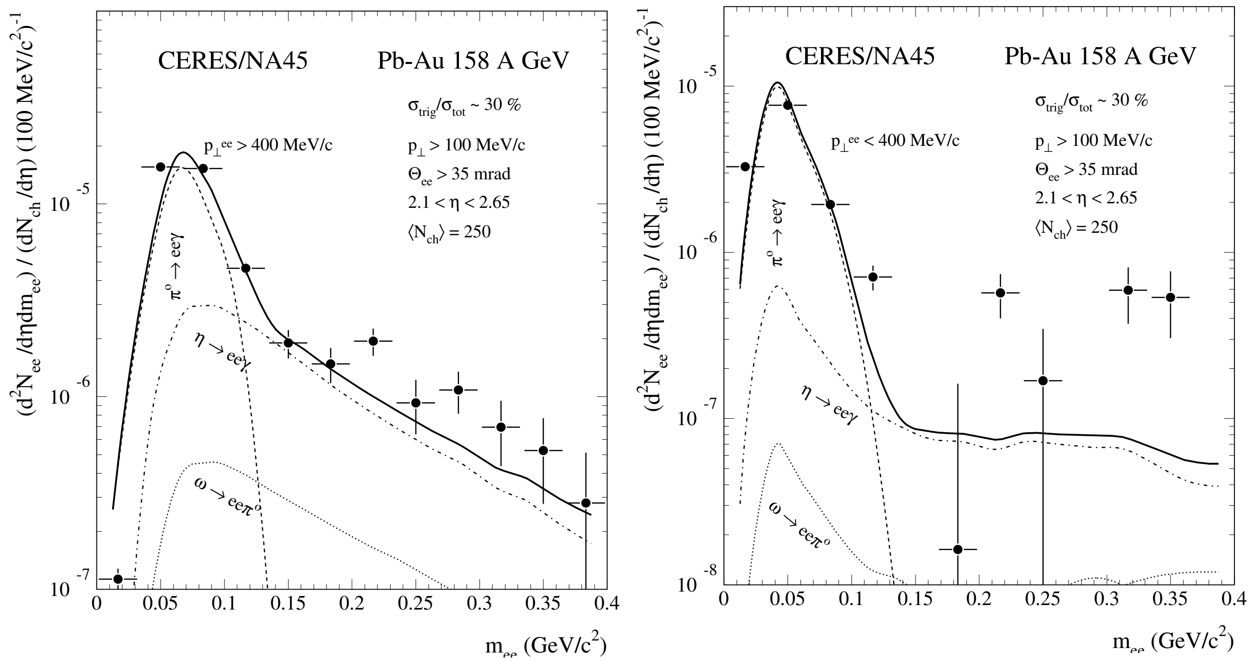


Abbildung 7.7: Massenspektren, Einzelspur-pt>100 MeV/c, unterteilt nach Paar-$p_\perp$ größer (links) und kleiner 400 MeV/c.

7.1 Kritische Betrachtung der Ergebnisse

Zweifelsohne ist der kritischste Punkt der Analyse das schlechte Signal-zu-Untergrund Verhältnis für Paare mit einer Masse größer 200 MeV/c^2. Dies ist insbesondere deshalb kritisch, da man das Signal mit Hilfe der in Kapitel 4.4 beschriebenen Subtraktionsmethode extrahiert, wobei man davon ausgeht, daß der kombinatorische Untergrund aus gleich- und ungleichgeladenen Paaren identisch ist. Ein kleiner Fehler auf diesem subtrahierten Untergrund, also eine Asymmetrie zwischen diesen beiden Untergrundmengen hätte somit eine große Auswirkung auf die Signalgröße.

Prinzipiell könnte man sich Szenarien vorstellen, die so etwas bewirken. Zum

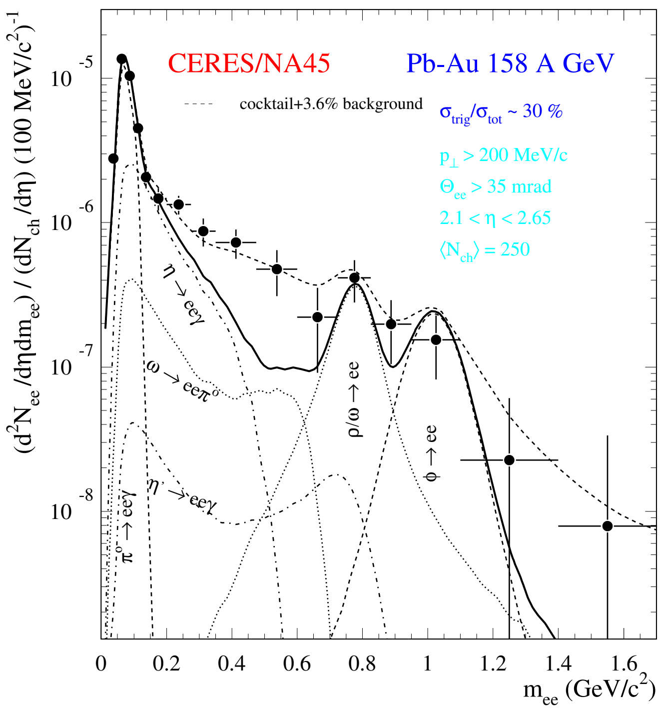


Abbildung 7.8: Massenspektrum im Vergleich mit Cocktail+3.6% Untergrund

einen könnte die Formel 4.1 nicht vollständig korrekt sein und man müßte noch einen Skalierungsfaktor R einführen

$$(4.1) \quad \rightarrow Signal = N_{e^+e^-} - \mathbf{R} \cdot 2 \cdot \sqrt{N_{e^-e^-} \cdot N_{e^+e^+}}, \tag{7.1}$$

wie er beispielsweise bei den Myonen Experimenten NA50 oder Helios verwendet wird. Der Grund, daß dort R $\neq$ 1 ist, liegt an einer Ladungsasymmetrie der Untergrundspuren. In Abb. 6.7 ist der Vergleich zwischen den gleichgeladenen Paaren verschiedener Ladung zu sehen. Innerhalb der Fehler ist keine Asymmetrie festzustellen. Spezielle Untergrundstudien auf den Daten, welche in Kap. 6.3

beschrieben wurden, (vgl. Abb.6.8) ergeben für R = 0.996 ± 0.0055 einen mit 1 verträglichen Wert.

Ein anderer Verdacht wäre, daß man durch die spezielle Wahl der Rejektionss-

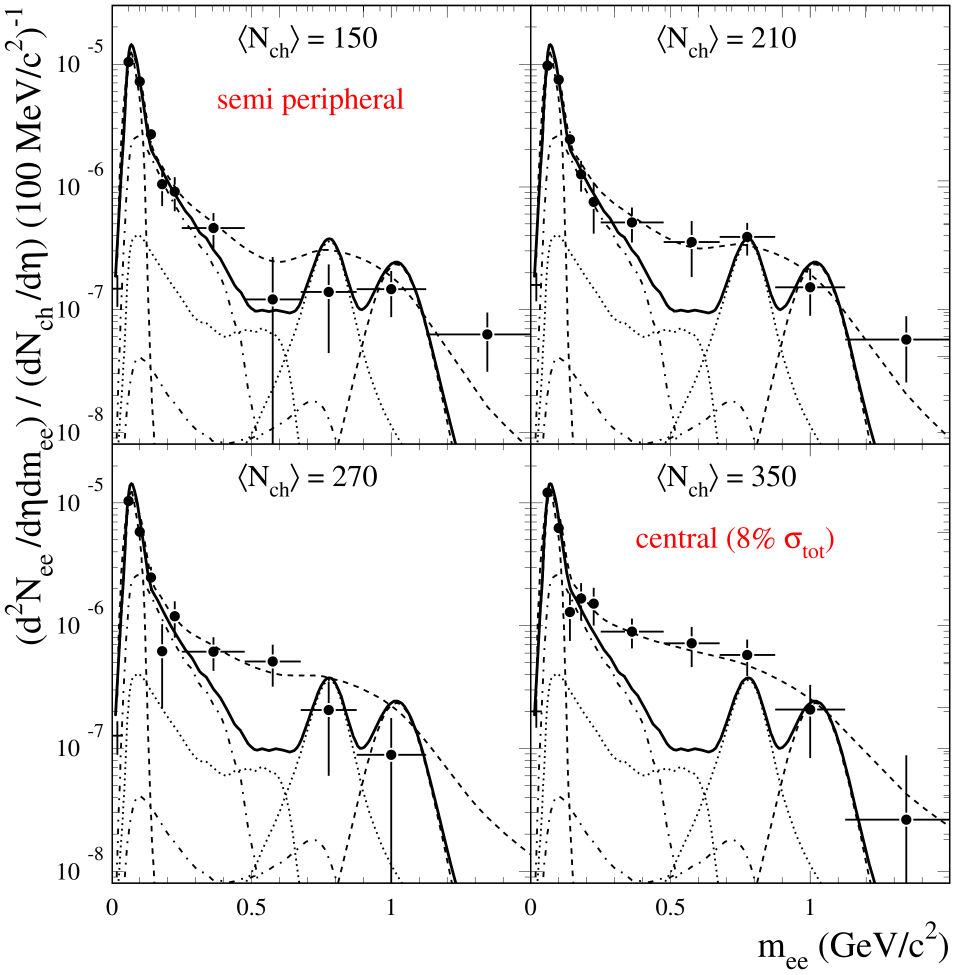


Abbildung 7.9: Massenspektren verschiedener Multiplizitäten im Vergleich mit Cocktail+3.6% Untergrund

chnitte eine statistische Fluktuation erzeugt, die eine Asymmetrie zur Folge hat. Da bei der vorliegenden Analyse sämtliche Schnitte mit Hilfe der Monte Carlo Simulation optimiert wurden, kann man diese Gefahr jedoch ausschließen.

Auch könnte man sich vorstellen, daß es noch eine unverstandene Untergrundquelle gibt, die möglicherweise eine Asymmetrie zur Folge hat. Da man aber mit den bekannten Quellen den Untergrund absolut beschreiben kann (Abb. 6.5), läßt sich eine zusätzliche Komponente ausschließen.

Macht man ungeachtet der angeführten Argumente die Arbeitshypothese einer 3.6 prozentigen Asymmetrie zu Gunsten der ungleich geladenen Paare, d.h. technisch, addiert man zum hadronischen Cocktail 3.6 % des gemessenen Untergrundes, so lassen sich sowohl das Massenspektrum (Abb. 7.8) als auch die Multiplizitätsabhängigkeit (Abb. 7.9) innerhalb der Fehler beschreiben. Auch der Überschuß als Funktion des Paar-$p_\perp$ scheint unter dieser Annahme plausibel. Es spricht jedoch ein starkes Argument gegen diese Hypothese: Wäre das Signal an einen falsch subtrahierten Untergrund gekoppelt, müßte es bei schlechter werdendem Signal-zu-Untergrund Verhältnis immer größer werden. Es ist sehr einfach, Massenspektren mit einem sehr viel schlechteren Signal-zu-Untergrund Verhältnis zu erzeugen, indem man die Rejektionsschnitte relaxiert und dann die gesamte Analyse inklusive Monte Carlo Korrekturen wiederholt. Die Resultate zweier solcher Analysen sind in Abb. 7.10 zu sehen. Man beobachtet, daß unabhängig vom Signal-zu-Untergrund Verhältnis das Signal konstant bleibt. In Abb. 7.11 ist die

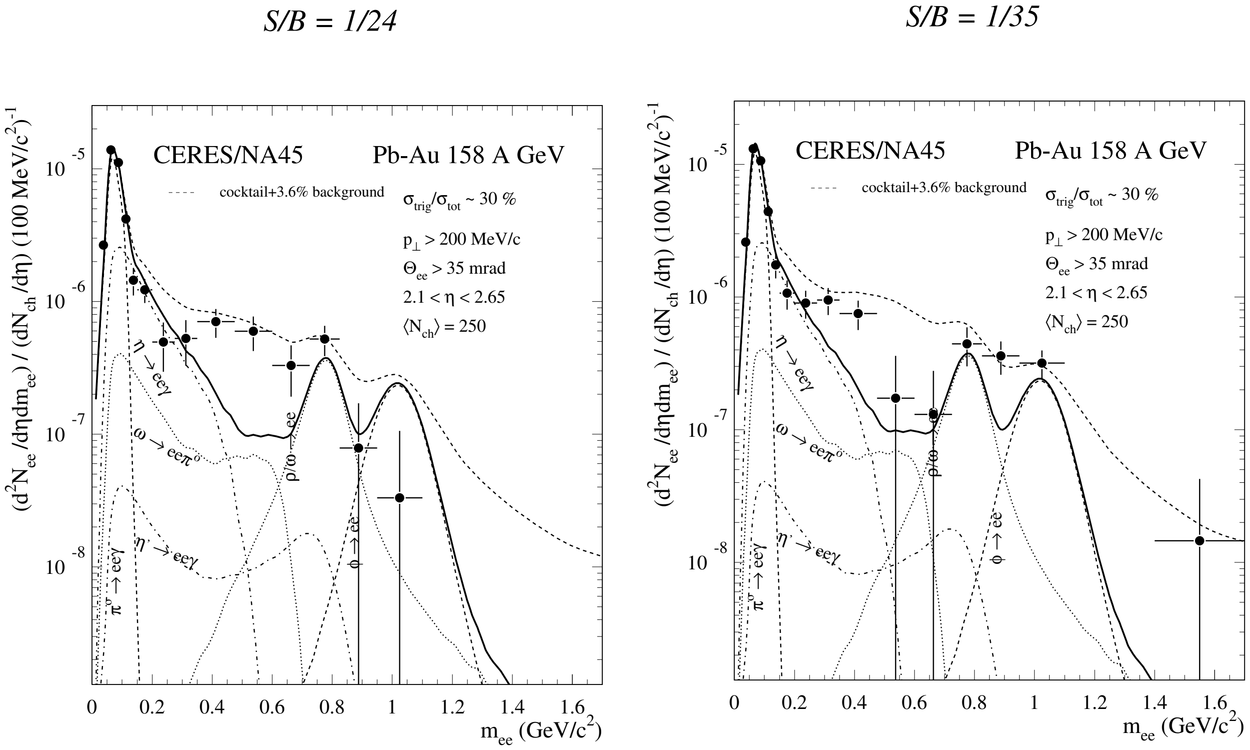


Abbildung 7.10: Massenspektrum mit relaxierten Rejektionschnitten. Auch bei schlechterem Signal-zu-Untergrund Verhältnis bleibt das Signal stabil. Die gestrichelte Linie zeigt die erwartete Paarrate bei einer 3.6 prozentigen Asymmetrie zwischen gleich und ungleich geladenem Untergrund zugunsten des ungleich geladenen.

integrierte Paarrate für Massen größer 200 MeV/c^2 als Funktion des Signal zu Untergrund Verhältnisses aufgtragen. Miteingezeichnet sind die erwarteten Paarraten für den Fall einer 3.6 prozentigen Asymmetrie. In einem solchen Fall würde man für die schlechteren Signal-zu-Untergrund Verhältnisse ein wesentlich größeres Signal erwarten. Die Abwesenheit eines solchen Anstiegs, d.h. die Unabhängigkeit der Größe des Signals vom Signal-zu-Untergrund Verhältnis ist das stärkste Argument dafür, daß das Signal nicht auf eine fehlerhafte Untergrundsubtraktion zurückzuführen ist.

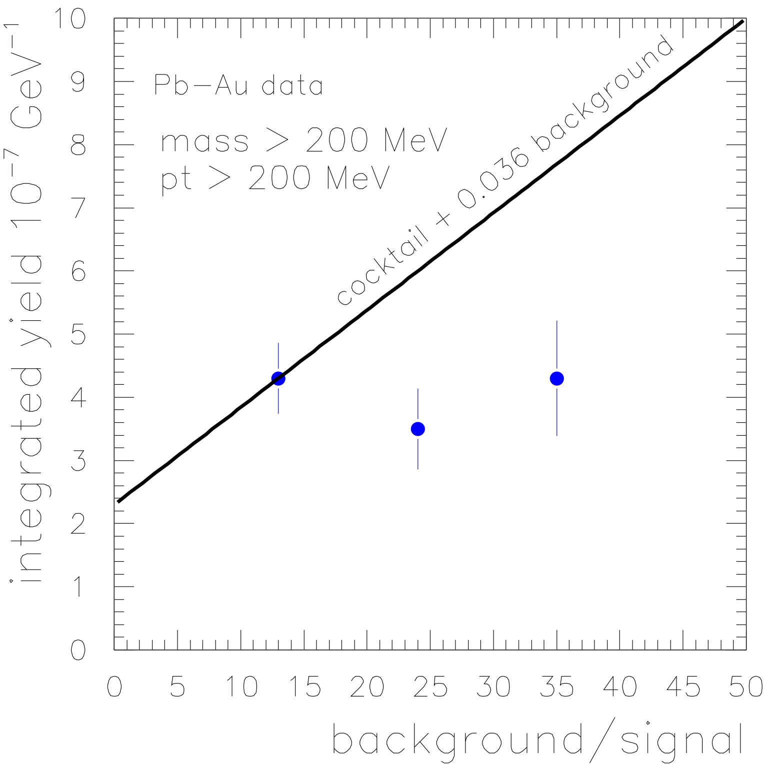


Abbildung 7.11: Signal für Massen größer 200 MeV/c^2 als Funktion des Signal-zu-Untergrund Verhältnisses. Die Arbeitshypothese einer 3.6 prozentigen Asymmetrie zwischen gleich und ungleich geladenem Untergrund kann ausgeschlossen werden, da man in diesem Fall für schlechtere Signal-zu-Untergrund Verhältnisse mehr Signal erwarten würde.

Kapitel 8

Abschließende Diskussion der Ergebnisse

8.1 Vergleich mit früheren CERES Messungen

Die vorliegende Analyse der 1996 akkumulierten Daten ist die dritte Paaranalyse in Schwerionenkollisionen des CERES Experimentes. Die bisherigen Analysen beruhten auf Datensätzen von S-Au Kollisionen (1992) [13] und Pb-Au Kollisionen (1995) [14].
Die grundlegenden Erkenntnisse der vorangegangenen Analysen wurden dabei bestätigt:

- Der größte Leptonpaarüberschuß wird im Massenbereich zwischen der zweifachen Pionenmasse und der ρ/ω-Resonanz beobachtet.
- Die Produktionsrate in diesem Bereich steigt stärker als linear mit der Multiplizität
- Der Überschuß ist am stärksten ausgeprägt für kleine Paar-$p_\perp$

Ein detaillierter quantitativer Vergleich weist jeoch Unterschiede auf, die im Folgenden diskutiert werden.
In Abb. 8.1 ist ein Vergleich der Massenspektren der '95 und '96 Datenanalyse zu sehen. Beide weisen dieselbe kinematische Selektion auf und beziehen sich natürlicherweise auch auf die selbe Akzeptanz. Die Zentralitätsselektion ist leicht unterschiedlich, '95 betrug die mittlere Multiplizität 220 ($\equiv$ 35 % des geometrischen Wirkungsquerschnittes), während sie '96 250 ($\equiv$ 30 %) betrug. Der Überschuß an

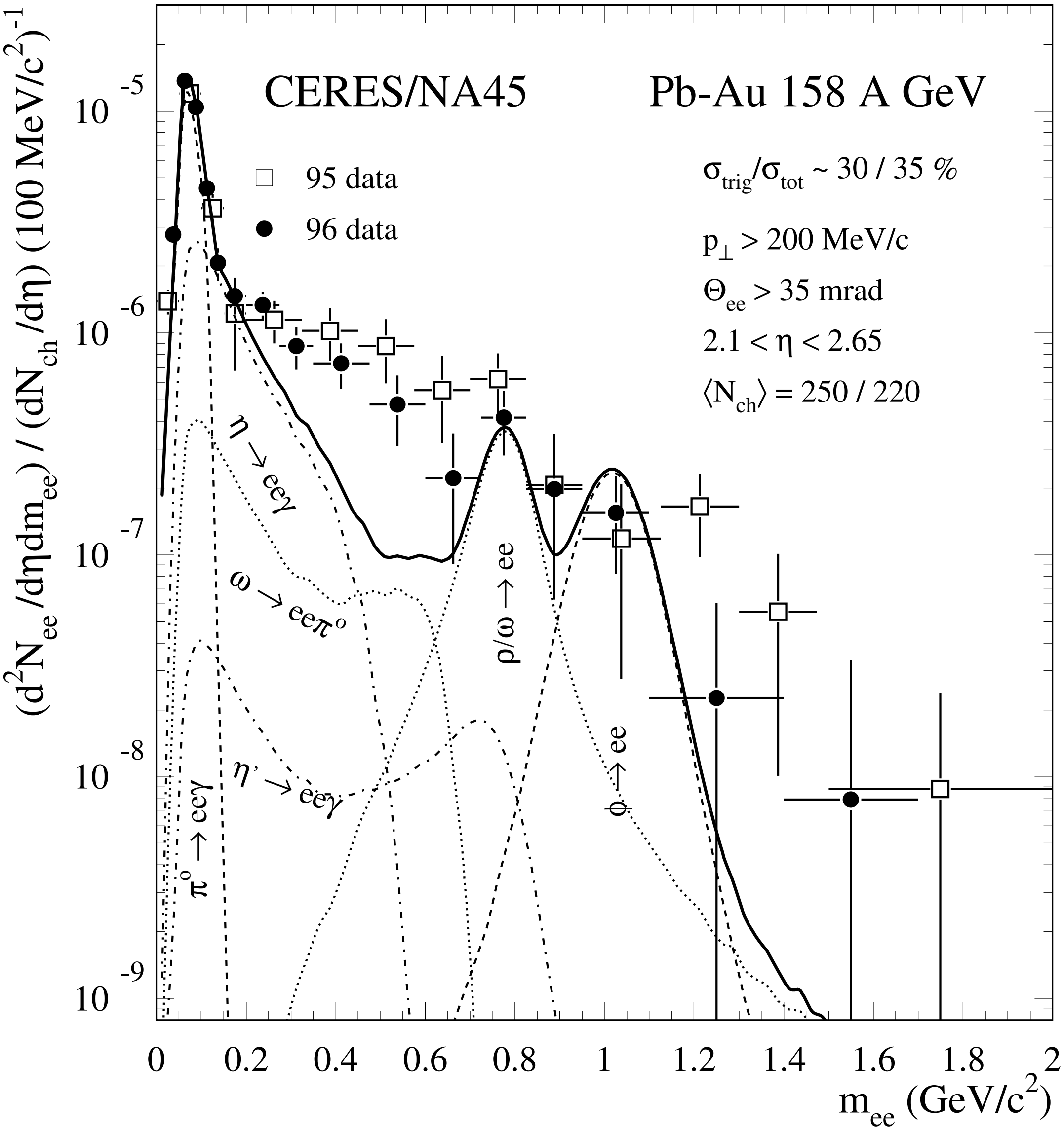


Abbildung 8.1: Vergleich der Massenspektren der '95 [7] und der in dieser Arbeit beschriebenen '96 Datenanalyse. Beide Messungen beziehen sich auf die selbe kinematische Selektion, die Zentralitätsauswahl der Ereignisse ist jedoch leicht unterschiedlich, '95 entsprach sie 35 % des geometrischen Wirkungsquerschnitts und '96 30 %.

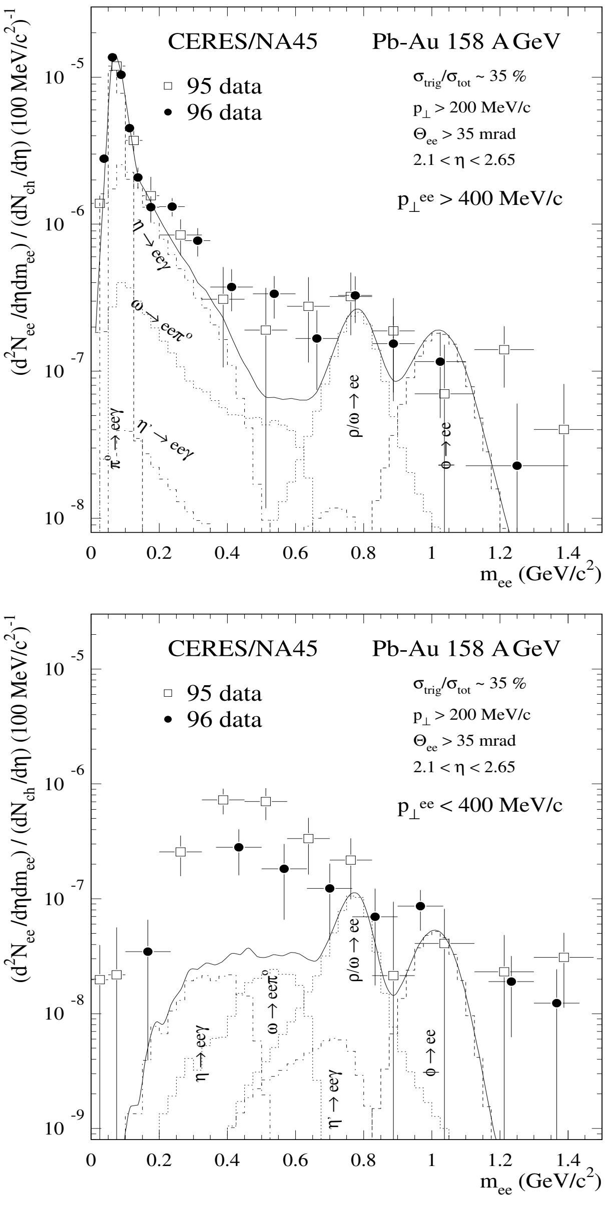


Abbildung 8.2: Massenspektren, unterteilt nach Paar-$p_\perp$. Es sind sowohl die Resultate der '96 als auch der '95 Analyse zu sehen. Aufgrund der kinematischen Selektion im unteren Bild, Einzelspur-$p_\perp$ > 200 MeV/c und Paar-$p_\perp$ < 400 MeV/c, werden Paare mit kleinem Öffnungswinkel ausgeschlossen. Deshalb ist keine π_0-Dalitz Komponente sichtbar.

Paaren ist in der '95 Analyse leicht größer, innerhalb der Fehler sind die Datensätze jedoch kompatibel. Der Überschußfaktor gegenüber den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen im Bereich $250 < m < 700$ MeV/c^2 beträgt :

$$3.9 \pm 0.9 \text{ (stat.)} \pm 0.9 \text{ (syst.)} \quad \text{für '95}$$

$$2.6 \pm 0.5 \text{ (stat.)} \pm 0.6 \text{ (syst.)} \quad \text{für '96}$$

In Abb. 8.2 ist ein Vergleich der Massenspektren, getrennt für Paare größer bzw kleiner 400 MeV/c^2, zu sehen. Während die Massenspektren für $p_\perp^{ee} >$400 MeV/c sehr gut miteinander übereinstimmen, beobachtet man für $p_\perp^{ee} <$400 MeV/c eine Diskrepanz, die sich nicht mit den statistischen Fehlern erklären läßt. So ist der integrale Überschuß der '95 Daten um mehr als einen Faktor zwei größer als der der '96 Daten. Man könnte nun den Verdacht haben, daß man in der vorliegenden Analyse einen Effizienzverlust für kleine Paar-$p_\perp$ hat. In der Monte Carlo Simulation beobachtet man jedoch nichts dergleichen (vgl. Abb. 6.11). Für $p_\perp^{ee} <$400 in Abb. 8.2 ist die Effizienz aus den Daten schwer zu beurteilen, da die π_0-Dalitz Komponente auf Grund der kinematischen Selektion nicht vorhanden ist. Diese ist aufgrund ihrer kleinen Fehler sowohl in den Daten als auch im Generator ein sehr gutes Maß für die Richtigkeit der Effizienzkorrektur. Relaxiert man den Einzelspur-$p_\perp$-Schnitt auf 100 MeV/c, wird für Paare mit Paar-$p_\perp <$400 die Komponente mit Massen kleiner 200 MeV/c^2 wieder sichtbar (Abb. 7.7). Auch diese Messung bestätigt, daß es keinen Effizienzverlust für kleine Paar-$p_\perp$ gibt. Der Grund für die Diskrepanz bleibt somit unverstanden, sie gibt aber sicherlich ein Maß für die systematischen Fehler des CERES-Experimentes.
Auch die Resultate der S-Au Daten beziehen sich auf die selbe kinematische Selektion (Einzelspur-$p_\perp >$ 200 MeV/c, Öffnungswinkel > 35 mrad) wie die Resultate der bleiinduzierten Daten. Durch eine spezielle Triggerselektion beziehen sich diese Daten allerdings auf sehr viel zentralere Kollisionen. Es wird vermutet, daß die Energiedichten in zentralen S-Au Kollisionen bei 200 AGeV und zentralen Pb-Au Kollisionen bei 158 AGeV vergleichbar sind [67].
Diese Tatsache läßt es als sinnvoll erscheinen, das Massenspektrum der S-Au Analyse mit den Massenspektren der zentralen Pb-Au Ereignisse (8% des geometrischen Wirkungsquerschnittes) zu vergleichen. Dieser Vergleich ist in Abb. 8.3 zu sehen. Der Unterschied in der Multiplizität (350 in Pb-Au gegenüber 125 in S-Au) ist dabei allein auf das größere Reaktionvolumen in Pb-induzierten Kollisionen zurückzuführen. Dieser Unterschied wird explizit durch die Normierung auf die Zahl der produzierten geladenen Teilchen berücksichtigt.
Der eingezeichnete schematische Cocktail ist rein aus p-p extrapoliert. Das heißt, er enthält auch die in p-p gemessenen relativen Teilchenverhältnisse. Er ist mit der Massenauflösung der '92er Daten gefaltet. Den drei Datensätzen liegen unterschiedliche Massenauflösungen zugrunde, diese sind im Bereich der ρ/ω-Resonanz:

11 % für '92

8 % für '95

6.5 % für '96

Der Grund für die Verbesserung von '92 zu '95 liegt in der Verwendung der zusätzlichen externen Spurdetektoren, die Verbesserung von '95 zu '96 entsteht durch die Verwendung zweier Silizium Drift Detektoren mit gesplitteter Anodenstruktur zur besseren azimutalen Auflösung dieser Detektoren. Der Überschuß gegenüber den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen beträgt für Massen größer 200 MeV/c^2:

5.0 ± 0.7 (stat.) $\pm$ 2.0 (syst.) '92 S-Au

5.2 ± 0.9 (stat.) $\pm$ 1.0 (syst.) '95 Pb-Au

3.2 ± 0.75 (stat.) $\pm$ 0.6 (syst.) '96 Pb-Au

Der Wert für die '92 S-Au Analyse entspricht dem in der Veröffentlichung [6] zitierten Wert. Zum damligen Zeitpunkt enthielt der hadronische Cocktail noch eine 20-30% höhere Rate für die η und ω Produktion.

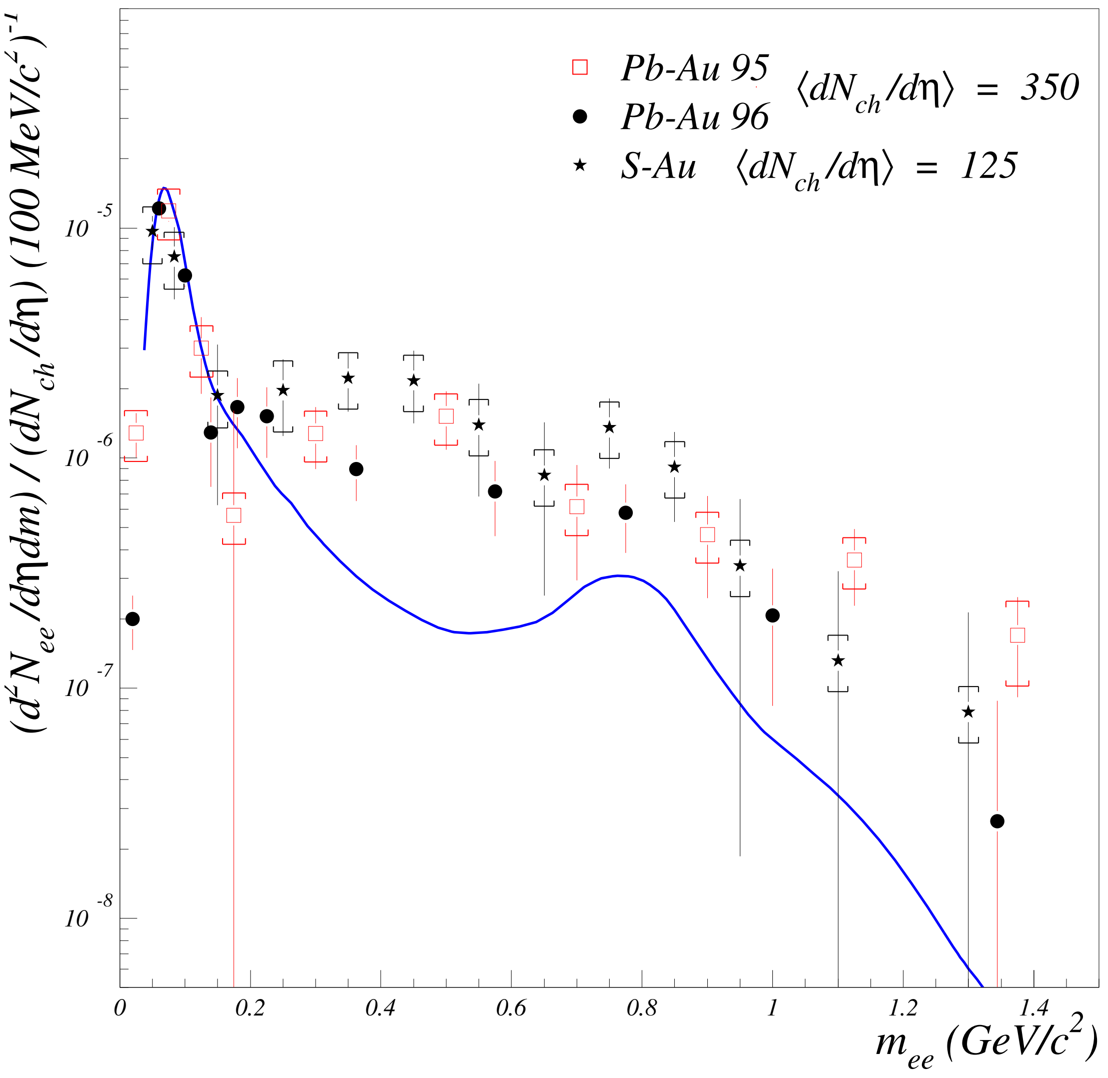


Abbildung 8.3: Vergleich der Massenspektren für zentrale Kollisionen aller bisherigen CERES Schwerionenanalysen.

8.2 Vergleich mit anderen CERN-SPS Experimenten

Zur Messung von Dileptonen in Kern-Kern Kollisionen gibt es historisch am CERN-SPS 3 Experimente: CERES/NA45, Helios-3/NA34 und NA38/50. Während sich CERES auf das Beobachten von e^+e^-Paaren spezialisiert hat, messen die beiden anderen Experimente Myon Paare. Ein wesentlicher Unterschied zwischen diesen Experimenten ist die unterschiedliche kinematische Akzeptanz, dargestellt in Abb. 8.7. Für den experimentellen Nachweis von Myonen benötigt man einen Absorber

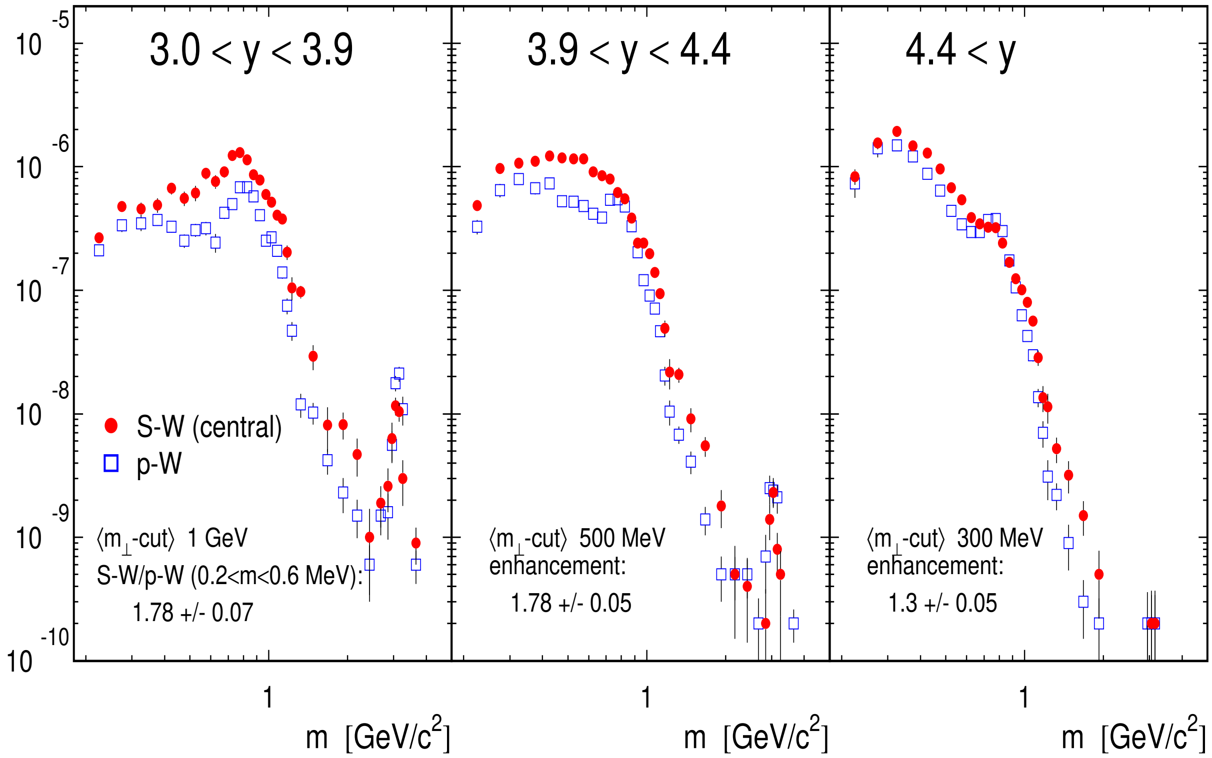


Abbildung 8.4: Myonpaarproduktion in verschiedenen Rapiditäten, Helios-3 [12]

zur Abschirmung von Hadronen. Dies bedeutet aber, daß Myonexperimente nicht bei kleinen Impulsen im Laborsystem messen können, da die Qualität der Messung durch Vielfachstreuung im Absorber beeinträchtigt wird. Dieses Problem läßt sich lösen, indem man bei Vorwärtsrapiditäten mißt. Auf Grund des Lorentzboostes der Kollision kann man hier auch bis hin zu kleinem $p_\perp$ messen. Dies ist die Strategie, die Helios verfolgt hat. NA38/50 dagegen mißt bei sehr zentralen Rapiditäten, weshalb sie einen Schnitt auf den Impuls der Einzelspuren anwenden müssen, der einen Schnitt in $m_\perp$ bewikt. Möchte man dagegen Leptonpaare bei zentralen Rapiditäten und kleinen Massen nachweisen, ist man auf e^+e^-Paare angewiesen. Somit ist CERES das einzige Experiment, welches in diesem Bereich Daten nehmen kann.

Die Ergebnisse der Helios-3 Kollaboration bezüglich der Dimyonenproduktion

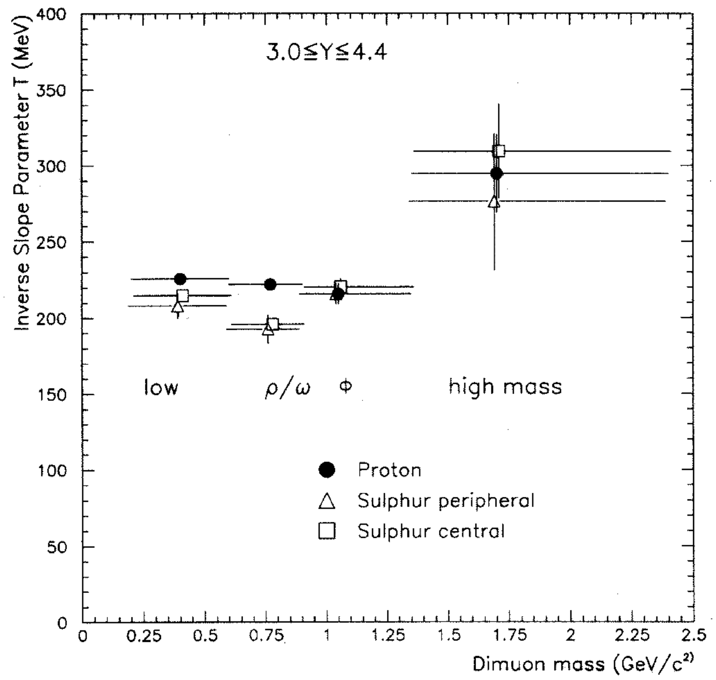


Abbildung 8.5: Inverse Steigung für Myonpaare in verschiedenen Massenbereichen, Helios-3 [12]

in S-W Kollisionen im Vergleich zur mit der selben Apparatur gemessenen Produktion in p-W Kollisionen wurde bereits in Kapitel 2, Abb. 2.4 [12] vorgestellt. Diese Analyse hat Helios-3 auch getrennt in unterschiedlichen Rapiditätsfenstern und bei verschiedenen Zentralitäten durchgeführt. Die Resultate dieser Analysen sind in Abb. 8.4 zu sehen. Qualitativ bestätigen diese Messungen den von CERES beobachteten Überschuß im Massenbereich unterhalb der ρ/ω-Resonanz.
Um mehr über die Herkunft dieses Überschusses zu erfahren, hat auch Helios-3 die $p_\perp$-Abhängigkeit und Multiplizitätsabhängigkeit studiert. In Abb. 8.5 ist die inverse Steigung der $m_\perp$-Verteilungen der Dimyonpaare zu sehen. Im Bereich auf und unterhalb der ρ/ω-Resonanz beobachtet man, daß die $m_\perp$-Verteilungen sehr viel weicher sind als die in Proton induzierten Kollisionen. Somit beobachtet Helios-3, in Übereinstimmung mit der in dieser Arbeit besprochenen CERES Analyse (vgl.

Abb. 7.4), daß der Überschuß im fraglichen Massenbereich bei kleinem Paar-$p_\perp$ am ausgeprägtesten ist. Im Gegensatz zu CERES (vgl. Abb. 7.3) beobachtet Helios-3 jedoch keine Multiplizitätsabhängigkeit des Überschusses. Helios-3 mißt die Ereignismultiplizität jedoch bei Vorwärtsrapiditäten. Da der Anteil der produzierten Teilchen in diesem Bereich klein ist, ist diese Messung nicht sensitiv auf die Energiedichte des Kollisionssystems.

NA38/50 ist aufgrund des hohen $m_\perp$-Schnittes eher dafür prädestiniert, die Produktion von Myonpaaren im intermediären Bereich ($1 < m < 2.5$ GeV) zu untersuchen. In Abb. 8.6 ist das Resultat von NA38 zur Produktion von Myonen in 200 AGeV S-Au Kollisionen zu sehen. Auch hier wird gegenüber den aus p-p skalierten Erwartungen hadronischer Zerfälle ein Überschuß über den gesamten Massenbereich bis hin zum J/Ψ beobachtet, einschließlich des Massenbereichs unterhalb der ρ/ω-Resonanz. Multiplizitätsabhängigkeit und $p_\perp$-Abhängigkeit dieses Überschusses wurden bisher noch nicht veröffentlicht.

In Abb. 8.7 werden die beobachteten Uberschußfaktoren quantitativ unter Berück-

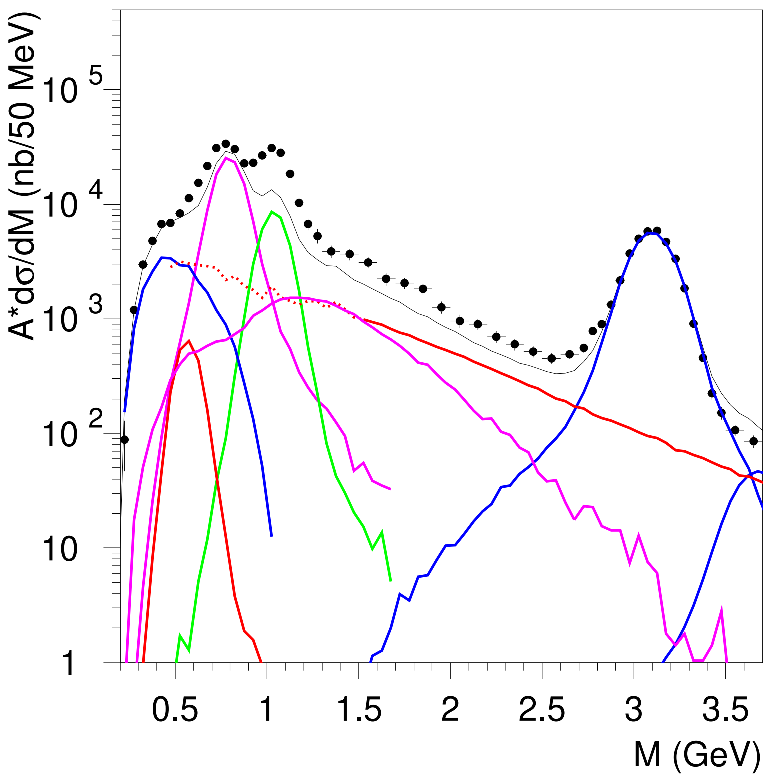


Abbildung 8.6: Dimyonspektrum gemessen von NA38/50

sichtigung der unterschiedlichen Akzeptanzbereiche verglichen. Da Helios-3 seinen Überschuß im Verhältnis zu gemessenen p-induzierten Daten extrahiert, beziehen sich auch die von CERES und NA38/50 gemessenen Zahlen im Vergleich zu einem von p-p extrapolierten Generator. Dieser enthält also die in p-p gemessenen Teilchenverhältnisse der Mesonen untereinander. Dies bedeutet, daß ein Teil des zitierten Überschusses auf geänderte Produktionsquerschnitte der Mesonen zurückzuführen ist. Vergleicht man den p-p Generator mit dem Generator, der in Kap. 6.2 beschriebenen Teilchenverhältnisse, also dem Generator der die in Schwerionenkollisionen erhöhte Produktion schwerer Mesonen berücksichtigt, so beobachtet man eine Änderung der Paarrate in der CERES-Akzeptanz um einen Faktor 1.3 im Massenbereich zwischen 200 und 700 MeV/c^2. Dieser ist im wesentlichen auf ein höheres η/π_0 Verhältnis zurückzuführen.
Besonderst problematisch in dem Vergleich der Helios-3 Kollaboration zu den gemessenen p-p Daten ist die Tatsache, daß die Schwerpunktsrapiditäten ihrer p-W und S-W Messungen sehr unterschiedlich sind. Während die Schwerpunktsrapidität in p-W Kollisionen 1.9 beträgt, liegt sie in S-W bei 2.6. Dies bedeutet, daß die S-W Messung sehr viel zentraler ist, was sicherlich einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Teilchenverhältnisse hat.

Da die Myonenexperimente in ihrer m$_\perp$-Akzeptanz ($m_\perp = \sqrt{m_0^2 + p_\perp^2}$) eingeschränkt sind, wurden die CERES Daten darauf hin untersucht, wie sich der Überschuß unter verschiedenen m$_\perp$-Schnitten verhält. Hierfür wurden sowohl auf den Daten als auch auf den Cocktail unterschiedliche m$_\perp$-Schnitte angewendet. Man beobachtet mit zunehmenden m$_\perp$-Schnitt eine Abnahme des Überschusses. Während der Überschuß für m$_\perp > 0.4$ GeV/c^2 3.3 beträgt, so beträgt er für m$_\perp >$ 0.7 GeV/c^2 2.4.
Helios-3 hat den Überschuß in drei unterschiedlichen Rapiditätsintervallen gemessen. Wie in Abb. 8.7 zu sehen ist gehen diese einher mit sich ändernden m$_\perp$-Schnitten. Im Rapiditätsintervall $4.4 < \eta < 7.0$ mit einem mittleren m$_\perp$-Schnitt von 250 MeV/c^2, beobachtet Helios-3 einen Überschuß von 1.3. Im nächst zentraleren Rapiditätsfenster von $3.9 < \eta < 4.4$ beobachten sie trotz eines höheren m$_\perp$-Schnittes von 500 MeV/c^2 einen Anstieg des Überschusses auf 1.75. Im zentralsten Rapiditätsfenster bleibt der Überschuß gleich, obwohl der m$_\perp$-Schnitt sich auf 800 MeV/c^2 erhöht. Aus diesem Verhalten, zusammen mit der Erkenntnis, daß der Überschuß für kleine m$_\perp$ am ausgeprägtesten ist, liest man ab, daß der Überschuß umso größer wird, je mehr man sich der Schwerpunkterapidität annähert. Zusammenfassend läßt sich aus diesen Beobachtungen schließen, daß der Überschuß systematisch bei Annäherung an die Schwerpunktsrapidität und bei kleinem p$_\perp$ zunimmt.

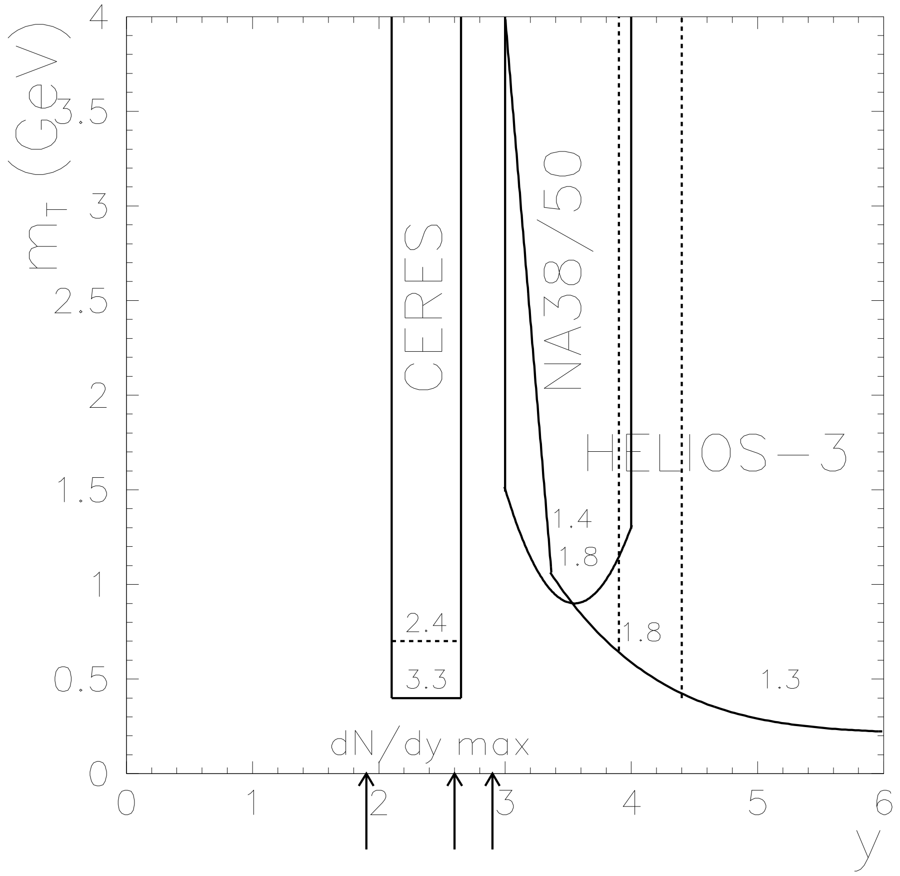


Abbildung 8.7: Akzeptanzen der Dilepton Experimente am CERN-SPS. Leptonpaare kleiner Masse, produziert bei zentralen Rapiditäten lassen sich nur durch e^+e^- (CERES) nachweisen. Die Schwerpunktsrapiditäten für zentrale S-Au und Pb-Au Kollisionen bei SPS-Energien betragen 2.6 bzw. 2.9. Die von Helios-3 verwendete p-W Referenzmessung hat eine Schwerpunktsrapidität von 1.9. Mit eingezeichnet sind die im jeweiligen Akzeptanzbereich gemessenen Überschußfaktoren.

8.3 Theoretische Erklärungsversuche

Mit Hilfe der in Kapitel 2 beschriebenen Szenarien zur Berechnung der $\pi\pi$-Annihilation in einem heißen Hadronengas, die erfolgreich die in Schwefel induzierten Kollisionen gemessenen Leptonpaarspektren beschreiben, gab es Vorhersagen [19] [20] für die Paarproduktion in bleiinduzierten Kollisionen. Details dieser Vorhersagen, wie beispielsweise die genaue Beschreibung der Stoßparameter, wurden dabei aber nicht korrekt simuliert. In diesem Kapitel werden an einem exemplarischen Fall die verschiedenen Szenarien in dem selben Modell für die Beschreibung der Kollisionsdynamik und unter Berücksichtigung der experimentellen Stoßparameter mit den Daten verglichen.
Dieser Vergleich ist in Abb.8.8 zu sehen. In diesen drei Szenarien wird der Prozess $\pi\pi$-Annihilation, der resonant über das ρ Meson erfolgt, unter drei verschiedenen Annahmen berechnet. Im ersten behält dabei das ρ-Meson seine Vakuum Eigenschaften. Der zweite Ansatz berücksichtigt eine abnehmende Masse der ρ-Resonanz, parametrisiert mit der Brown-Rho Skalierung, die in Verbindung steht mit der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Der dritte Ansatz berücksichtigt Mehrfachstreuung des ρ Mesons im dichten Hadronengas und die damit verbundene Verbreiterung der ρ-Resonanz.
Die Beiträge dieser drei Rechnungen wurden mit der experimentellen Impulsauflösung gefaltet und auf den in Kapitel 6.1 beschriebenen Cocktail addiert. Vergleicht man die Berechnungen mit den Daten, so stellt man fest, daß die Rechnungen mit den Vakuum Eigenschaften des ρ Mesons und die der Mediumverbreiterung die Produktionsrate im Bereich der ρ/ω- und Φ-Resonanz weit überschätzen. Mit Hilfe der Brown-Rho Skalierung läßt sich die Form des Massenspektrums dagegen sehr viel besser beschreiben. Eine definitive Schlußfolgerung, ob die beobachteten Massenspektren ein Hinweis auf die Wiederherstellung der chiralen Symmtrie geben, läßt sich jedoch beim jetzigen Zustand der theoretischen Beschreibung noch nicht ziehen.
In Abb. 8.9 werden diese Rechnungen für verschiedene $p_\perp^{ee}$ Bereiche mit den Daten verglichen. Den beobachteten größten Überschuß bei kleinem $p_\perp$ können dabei alle Rechnungen reproduzieren.

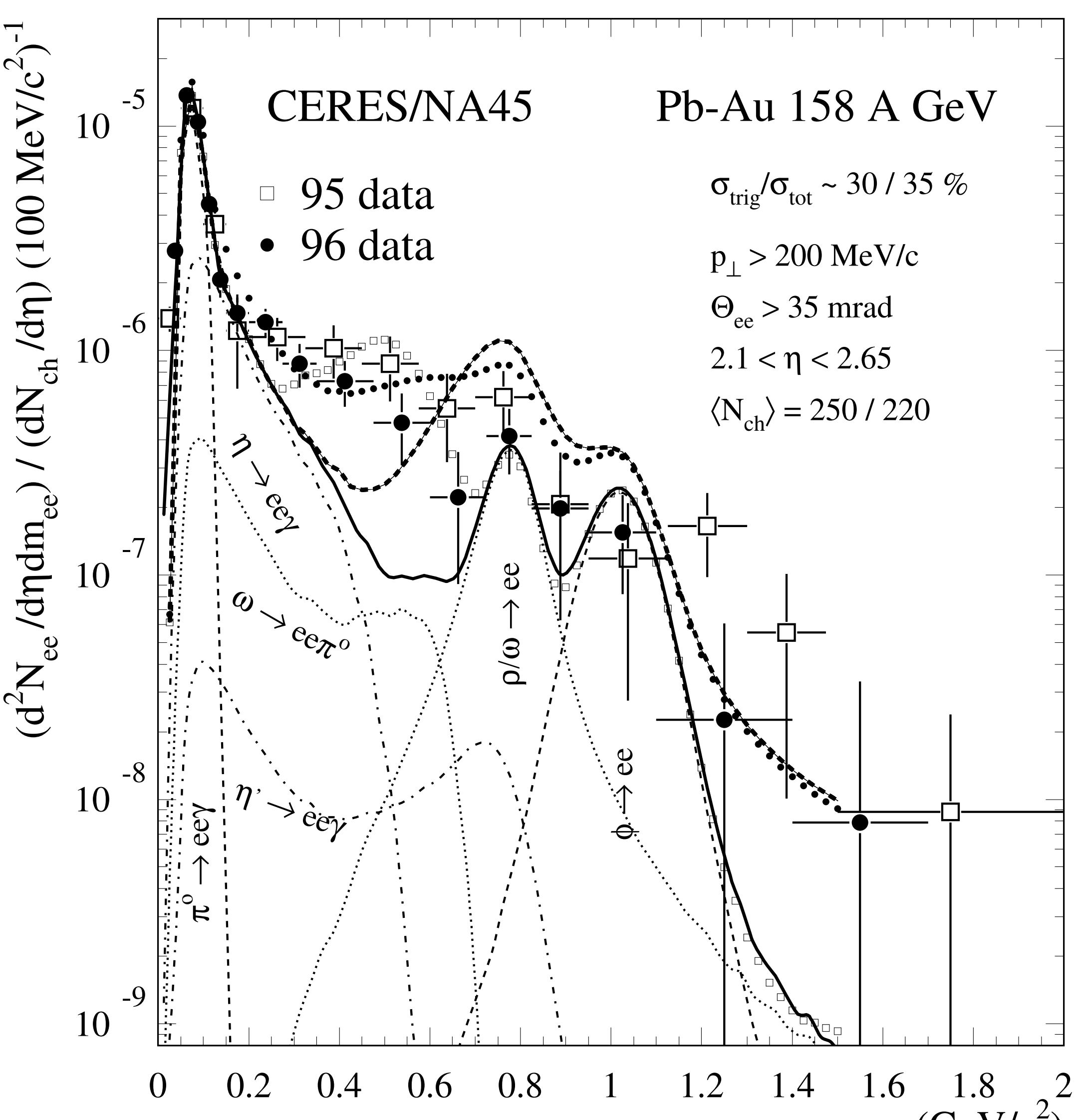
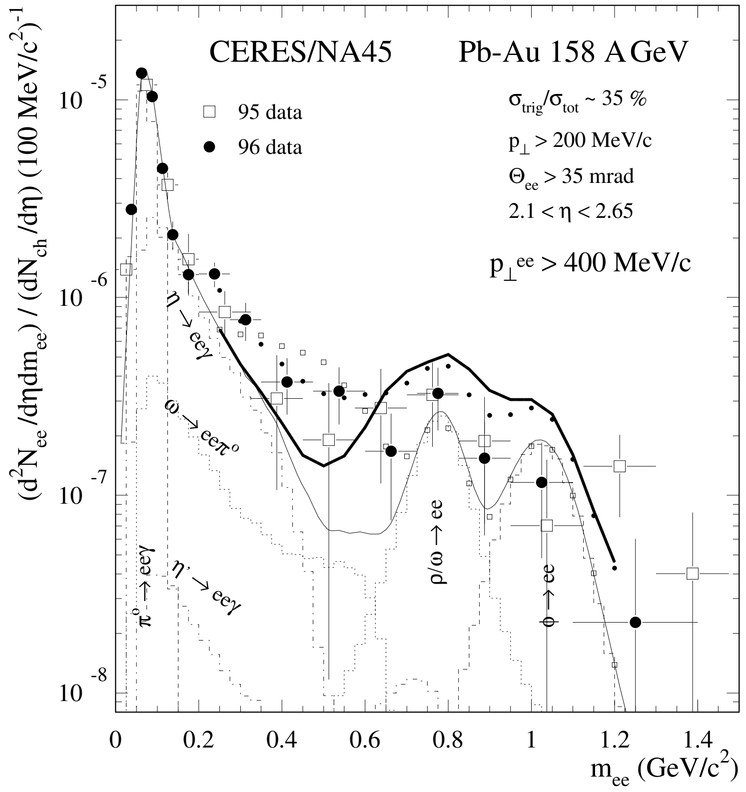


Abbildung 8.8: Massenspektrum im Vergleich mit verschiedenen Berechnungen der π-π Annihilation. Unter der Annahme der Vakuum ρ Eigenschaften (- - -) , Verbreiterung der ρ-Resonanz im Medium (• • •), Brown/Rho Skalierung der ρ Masse (□□□) [57]



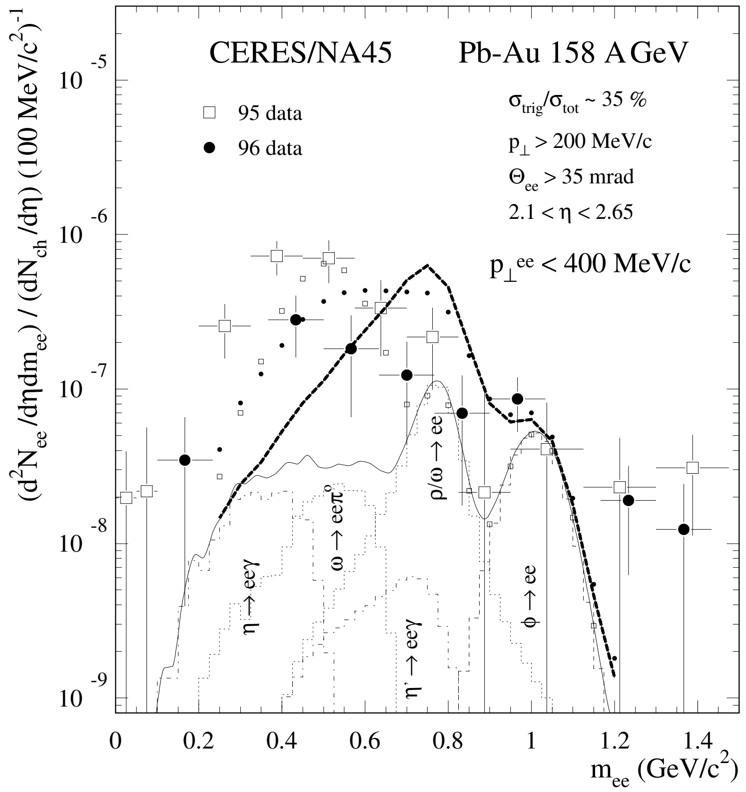


Abbildung 8.9: Massenspektren unterteilt nach Paar-$p_\perp$ im Vergleich mit verschiedenen Berechnungen der π-π Annihilation. Unter der Annahme der Vakuum ρ Eigenschaften (- - -) , Verbreiterung der ρ-Resonanz im Medium (• • •), Brown/Rho Skalierung der ρ Masse (□□□) [57]

Kapitel 9

Ausblick

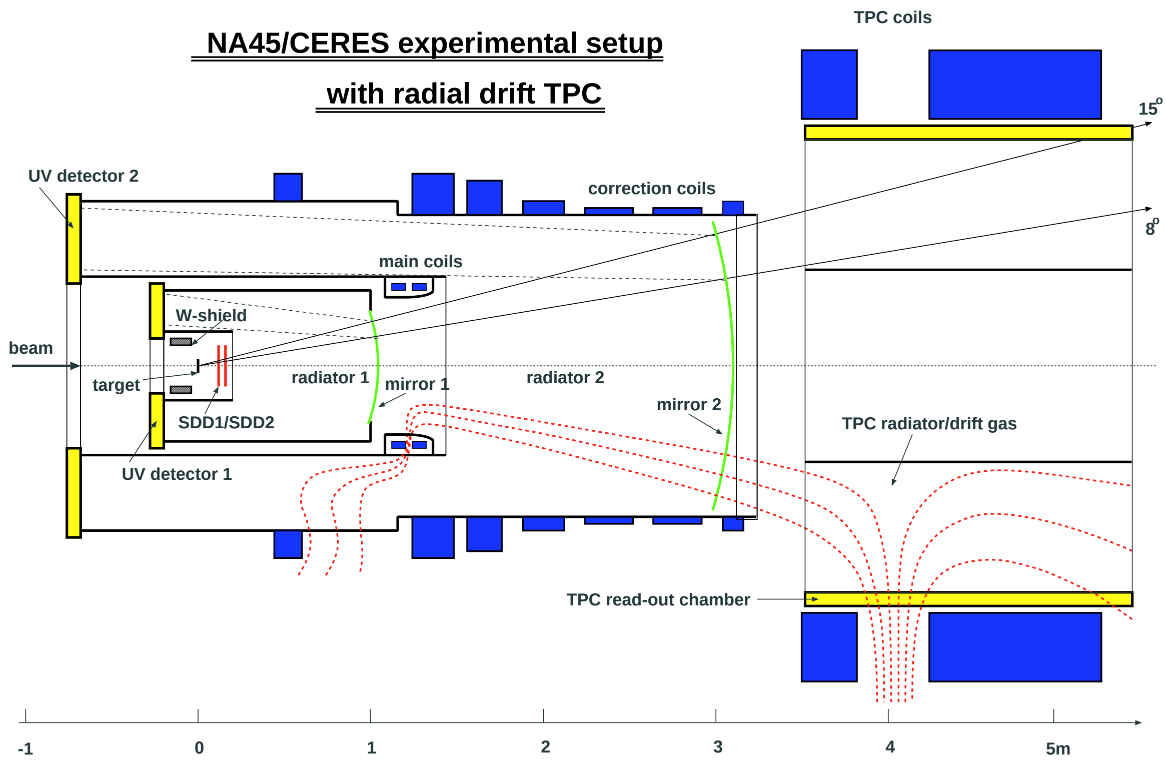


Abbildung 9.1: CERES-Experiment mit TPC

In den Jahren 1997/98 wurde das CERES Experiment durch eine Time Projection Chamber hinter dem zweiten RICH Detektor ergänzt [68]. Durch ein zusätzliches Magnetfeld im Bereich dieser Kammer, skizziert in Abb. 9.1 läßt sich die Impulsauflösung des Spektrometers verbessern. Im Bereich der ρ/ω-Resonanz erwartet man hierdurch eine Verbesserung der Massenauflösung gegenüber der vorliegen-

den Analyse von 6.5 auf 1.75 %. Mit diesem Aufbau wird CERES in den Jahren 1998/99 Daten nehmen, die aufgrund einer schnelleren Datenauslese zusätzlich zur besseren Auflösung eine erheblich bessere Statistik haben werden.
Das Hauptproblem der CERES Elektron-Positron Analyse besteht allerdings noch immer in dem schlechten Signal zu Untergrund Verhältnis, verursacht durch nicht vollständig erkannte π_0-Dalitz Zerfälle (vgl. Kap. 6.3, Abb. 6.5). In der vorliegenden Analyse wird die Rejektion dieses Untergrundes mit Hilfe der Detektoren vor dem Magnetfeld durchgeführt. Nur sie sind in der Lage den ursprünglichen Öffnungswinkel des Paares zu rekonstruieren. Außerdem wird die Rekonstruktionseffizienz für Ringe von Elektronenspuren mit einem Transversalimpuls kleiner 200 MeV/c in RICH2 aufgrund des Magnetfeldeffektes 2. Ordnung sehr klein, weshalb die Wahrscheinlichkeit ein Paar aus einem π_0-Dalitz Zerfall vollständig zu rekonstruieren nur 4 % beträgt.
Da in dem neuen Aufbau die TPC hauptsächlich für die Impulsauflösung verantwortlich ist, kann man das Magnetfeld zwischen den beiden RICH Detektoren abschalten ohne die Auflösung signifikant zu beeinträchtigen. Dies eröffnet die Möglichkeit auch den 2. RICH Detektor für die π_0-Dalitz Rejektion zu verwenden, da auch dieser dann den ursprünglichen Öffnungswinkel rekonstruiert.
Eine Monte Carlo Simulation, bei der das Magnetfeld zwischen den beiden RICH Detektoren ausgeschaltet war, ergab des weiteren, daß aufgrund des dann fehlenden Magnetfeldeffektes 2. Ordnung im Radiator des 2. RICH Detektors die Effizienz einen Ring aus einem π_0-Dalitz Zerfall zu rekonstruieren von 55 % auf 75% steigt. Auch dies wird die positive π_0-Dalitz Erkennung und damit die Untergrundrejektion verbessern.

Literaturverzeichnis

[1] E.V.Shuryak, Phys. Lett. B78 (1978) 150.

[2] P.Braun-Munzinger, J.Stachel, J.P.Wessels and N.Xu, Phys. Lett. B 365, 1 (1996)

[3] V.Koch, Aspects of chiral symmetry, nucl-th/9706075

[4] M.C.Abreu et al., Phys. Lett. B 410 (1997) S.337

[5] Ch.Bormann (NA49), Proceedigs $QuarkMatter'97$, Tsukuba

[6] G.Agakichiev et al. (CERES), Phys.Rev.Lett. 75 (1995) 1272

[7] G.Agakichiev et al. (CERES), Phys.Lett.B. 422 (1998) 405

[8] A.Drees, Nuc. Physics A610 (1996) 536c-551c
A.Drees, Nuc. Physics A630 (1998) 449c-460c

[9] R.Baur et al. (CERES), Z.Phys. C71 (1996) 571

[10] J.P. Wurm, proceedings Workshop on Hadron Properties in Medium, Seoul 1997

[11] I.Tserruya, nucl-ex/9801007

[12] A.L.S. Angelis et al., CERN-PE/98-082

[13] Thomas Ullrich, Doktorarbeit, Heidelberg 1994

[14] Carsten Voigt, Doktorarbeit, Heidelberg 1998

[15] H.J.Specht, Proc. 4th Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucl.Nucl.Coll., Helsinki (1984)

[16] V.Hedberg, Doktorarbeit, Universität Lund 1987

[17] G.Agakichiev et al. Eur. Phys. J. C4, 231-247 (1998)

[19] R.Rapp, J.Wambach, nucl-th/9802001

[20] E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, nucl-th/9611042v2

[21] W. Cassing, W. Ehehalt, and C.M. Ko, *Phys.Lett.* **B363** (1995) 35.

[22] W. Cassing, W. Ehehalt, and I.Králik, *Phys.Lett.* **B377** (1996) 5.

[23] G.Q. Li, C.M. Ko, and G. Brown, *Phys.Rev.Lett.* **75** (1995) 4007; *Nucl.Phys.* **A606** (1996) 568.

[24] D.K. Srivastava, B. Sinha, and C. Gale, *Phys.Rev.* **C53** (1996) R567.

[25] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach, *Phys.Rev.Lett.* **76** (1996) 368; *Nucl.Phys.* **A617** (1997) 472.

[26] J. Sollfrank et al., *Phys.Rev.* **C55** (1997) 392.

[27] C.M. Hung and E.V. Shuryak, *Phys.Rev.* **C56** (1997) 453.

[28] V. Koch and C. Song, *Phys.Rev.* **C54** (1996) 1903.

[29] R. Baier, M. Dirks and K. Redlich, *Phys.Rev.* **D55** (1996) 4344.

[30] J. Murray, W. Bauer and K. Haglin, hep-ph/9611328,

[31] L. Winckelmann et al., *Nucl.Phys.* **A610** (1996) 116c.

[32] R. Pisarski, *Phys.Lett.* **B110** 155.

[33] G.E. Brown and M. Rho, *Phys.Rev.Lett.* **66** (1991) 2720.

[34] T. Hatsuda and S.H. Lee, *Phys.Rev.* **C46** (1992) R34.

[35] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya, R. Rapp and J.Wambach, nucl-th/9708020v2

[36] Phys.Rev.D 50 1173-1826 (1994)

[37] Christian Fuchs, Doktorarbeit, Heidelberg 1996

[38] Federica Ceretto, Doktorarbeit, Heidelberg 1998

[39] E.Gatti, P.Rehak, Nucl. Instr. and Methods A 225 (1984) 608

[40] Björn Lenkeit, Diplomarbeit, Heidelberg 1995

[41] Bernd Jähne, Digitale Bildverarbeitung S.198 ff, Springer-Verlag

[42] Nucl. Instr. Meth. A394 (1997) 225-231

[43] CERES note I.Tserruya, 16.3.94

[44] R.Brun et al, CERN DD/EE/84-1

[45] Stefan Tapprogge, Diplomarbeit, Heidelberg 1992

[46] Claudia Weber, Diplomarbeit, Heidelberg 1997

[47] Oliver Nix, Diplomarbeit, Heidelberg 1996

[48] Uwe Faschingbauer, Doktorarbeit, Heidelberg 1993

[49] Andreas Wörner, Diplomarbeit, Heidelberg 1990

[50] Roland Baur, private Mitteilung

[51] CERES/NA45, Proposal CERN/SPSC 88-25, SPSC/P237 und Addendum SPSC/P237 Add 1 (1988)

[52] CERES/NA45, Proposal CERN/SPSLC 94-1, SPSLC/P280 (1994)

[53] CERES/NA45 Status Report CERN/SPSLC 94-2, SPSLC/M592 (1994)

[54] Detlef Irmscher, Doktorarbeit, Heidelberg 1993

[55] Roland Baur, Doktorarbeit, Heidelberg 1994

[56] K.Werner, Phys.Rev. 232 (1993) 87

[57] G.E.Brown et.al., $nucl-th/9806026$

[58] C.-Y. Wang, Introduction to High-Energy Heavy-Ion collisions, World Scientific

[59] C. Blume, Doktorarbeit, Münster 1998

[60] Johanna Stachel, proceedings International Nuclear Physics Conference, Paris '98

[61] private Mitteilung, Peter Braun-Munzinger

[62] Matthias Messer, Doktorarbeit, Heidelberg 1998

[63] M. Kaneta, Proceedings $QuarkMatter'97$, Tsukuba

[64] Ingrid Heppe, Diplomarbeit, Heidelberg 1998

[65] G. Roland, Proceedigs $QuarkMatter'97$, Tsukuba

[66] Natascha Savelic, Doktorarbeit in Vorbereitung, Belgrad

[67] T.Alber et al., Na49, Phys.Rev.Lett 75 (1995) 3814

[68] Addendum to proposal SPSLC/P280: CERN/SPSLC 96-35/P280 Add.1.

Die CERES Kollaboration

Von 1995 bis 1998 waren am CERES/NA45-Experiment beteiligt:

Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

H. Appelshäuser, R. Baur, R. Bell, K. Dandl, A. Drees, P. Ernst, S. Esumi, P. Glässel, D. Irmscher, C. Jung, B. Lenkeit, M. Messer, A. Pfeiffer, M. Richter, W. Schmitz, W. Seipp, H.J. Specht, J. Stachel, H. Tilsner, T.S. Ullrich, C. Voigt, C. Weber, J.P. Wessels, T. Wienold, B. Windelband

Gast der Universität Heidelberg,
S. Voloshin

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

F. Ceretto, U. Faschingbauer, Ch. Fuchs, O. Nix, J. Rak, J. Slivova, J.P. Wurm

Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

P. Braun-Munzinger, G .Hering, A. Marin, D. Miskowiec, A. Sharma, P. Stiller

Weizmann Institure of Science, Rehovot, Israel

A. Cherlin, Z. Fraenkel, C. P. de losHeros, A. Gnaenski, A. Milov, I. Ravinovich, E. Socol, G. Tel-Zur, I. Tserruya

CERN, Genf, Schweiz

J. Schukraft

Brookhaven National Laboratory, Brookhaven, USA

P. Rehak, H. Kraner, P. Holl

Politecnico di Milano, Mailand, Italien

E. Gatti, M. Sampietro

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Rußland

G. Agakischiev, Y. Minaev, Y. Panebrattsev, S. Razin, N. Saveljic, S. Schimansky, V. Yurevich

Danksagung

Ich möchte allen Danken, die das Gelingen dieser Arbeit möglich gemacht haben.

Mein Dank gilt natürlich der gesamten CERES Kollaboration.

Herrn Prof Specht danke ich für sein stets motivierendes Interesse am Fortgang der Analyse.

Herrn Prof Schwalm danke ich, daß er sich als Zweitgutachter zur Verfügung stellte.

Meinen Mitdoktoranten Federica Ceretto, Natascha Saveljic, Matthias Messer und Carsten Voigt danke ich für die Hilfe beim täglichen Kampf mit den Tücken einer solchen Analyse und das unterhaltsame Arbeitsklima.

Axel Drees für den seit Jahren unermüdlichen Einsatz an allen Aspekten, die zum Zustandekommen dieser Arbeit nötig waren.

Andreas Pfeiffer insbesondere für die Kunst immer wieder genügend CPU-Zeit für die Daten Produktionen am CERN zu organisieren.

Roland Baur, Michael Richter und den Rest des Elektronik Teams für die aufopferungsvolle Tag und Nacht Arbeit ohne die kein Ereignis auf Tape geschrieben worden wäre.

Last but not least danke ich dir liebe Handan, daß du mich auch im größten Streß immer daran erinnert hast, daß es auch noch ein Leben außerhalb des Physikalischen Instituts gibt.