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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Thomas Stephan Ullrich
aus Heidelberg

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Mai 1994

# Produktion von $e^+e^-$-Paaren in ultrarelativistischen S-Au-Kollisionen bei 200 GeV/u

Gutachter: Prof. Dr. Hans Joachim Specht
Prof. Dr. Volker Soergel

## Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist das systematische Studium von Elektronpaaren in S-Au-Kollisionen bei 200 GeV/u Strahlenergien im Bereich invarianter Massen von $0.05 < m_{ee} < 1.5$ GeV/c$^2$ bei zentralen Rapiditäten. Die Messung wurden im Rahmen des CERES/NA45-Experiments am CERN-SPS im Jahre 1992 durchgeführt. Zielsetzung des Experimentes ist das Studium von Kernmaterie bei hohen Energiedichten, wie sie in Kollisionen von ultrarelativistischen Schwerionen erreicht werden können. Die Messung von Leptonenpaaren und Photonen wird allgemein als ausgezeichnetes Verfahren zum Studium von hadronischen Kollisionen bei hohen Energien angesehen, da sie das Reaktionsvolumen verlassen können, ohne durch Endzustandswechselwirkungen beinflußt zu werden. Ihr systematisches Studium kann somit sowohl Aufschluß über die frühe heiße Phase der Kollision geben, als auch zur Klärung der Dynamik des Systems beitragen.

Dem CERES-Experiment gelang es erstmalig, $e^+e^-$-Paare in ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen zu messen. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung reflektiert den derzeitigen Stand der Analyse. Die Zahl der gemessenen $e^+e^-$-Paare beträgt in den hier untersuchten Datensätzen $444 \pm 66$ bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/4.3. Beim jetzigen Kenntnisstand der Beiträge aus hadronischen Zerfällen werden hingegen nur $124^{+71}_{-60}$ Paare erwartet. Die systematischen Fehler in der Normierung sind dabei dominiert durch die Unsicherheiten in der Rekonstruktionseffizienz (30%) sowie den systematischen Fehlern in den Wirkungsquerschnitten, Verzweigungsverhältnissen und Formfaktoren der hadronischen Quellen (30%).
Die vorläufigen Spektren deuten im Massenbereich $0.2 < m_{ee} < 1$ GeV/c$^2$ auf einen Überschuß an $e^+e^-$-Paaren von einem Faktor $3.6^{+1.9}_{-2.2}$ über die aus hadronischen Zerfällen erwarteten hin. Der durch die $\pi^0$-Dalitzzerfälle dominierte Teil des Spektrums unterhalb von $m_{ee} = 0.2$ GeV/c$^2$ ist in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.
Der beobachtete Überschuß wird von jüngst vorgestellten Daten der HELIOS-3-Kollaboration im $\mu^+\mu^-$-Kanal qualitativ bestätigt.

# Inhaltsverzeichnis

# Abbildungsverzeichnis

# Tabellenverzeichnis

# Kapitel 1

# Einleitung

Die Messung von Leptonenpaaren und Photonen wird allgemein als ausgezeichnetes Verfahren zum Studium von hadronischen Kollisionen bei hohen Energien angesehen. Einmal produziert, können sie das Wechselwirkungsvolumen verlassen, ohne durch Endzustandswechselwirkungen beinflußt zu werden. Ihr systematisches Studium kann somit sowohl Aufschluß über die frühe heiße Phase der Kollision geben, als auch zur Klärung der Dynamik des Systems beitragen.
Insbesondere werden sie als eine wichtige Signatur eines Quark-Gluon-Plasmas (QGP) angesehen, eines Zustandes, in dem aufgrund der hohen Energiedichte und Temperatur die langreichweitigen Farbkräfte abgeschirmt sind und sich die Quarks und Gluonen quasifrei bewegen (*Deconfinement*). QCD-Gitterrechnungen bestätigen nicht nur die Existenz eines Phasenübergangs in ein QGP, sondern zeigen darüber hinaus, daß sich unter gleichen oder zumindest sehr ähnlichen Bedingungen ein Zustand einstellt, in dem die chirale Symmetrie wiederhergestellt ist. Der Übergang von normaler hadronischer Materie in ein QGP ist also eng mit einem chiralen Phasenübergang verknüpft. Der Nachweis und die Untersuchung der Physik des QGP ist für die QCD von großer Bedeutung, da sie Auskunft über das langreichweitige Regime gibt, einer Region, in der die Theorie in weiten Teilen noch unverstanden ist.

Die zur Bildung eines QGP nötigen Energiedichten hofft man in ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen erreichen zu können. Am CERN-SPS werden deshalb seit Mitte der achtziger Jahre eine Reihe von Schwerionenexperimenten betrieben, die die unterschiedlichsten Aspekte und Signaturen eines Phasenübergangs untersuchen. Daß die notwendigen Energiedichten dabei tatsächlich erreicht werden, läßt sich aus Studien der transversalen Energiespektren schließen [1]. Schon die erste Generation von Experimenten befaßte sich unter anderem mit der Messung von $\mu^+\mu^-$-Paaren in Kern-Kern-Kollisionen (NA34/3, NA38) und Photonen (NA34/2, WA80).

Gegenstand dieser Arbeit ist das systematische Studium von Elektronpaaren in S-Au-Kollisionen bei 200 GeV/u Strahlenergie. Die Messungen wurden im Rahmen des CERES[1]-Experiments im Jahre 1992 durchgeführt.
Das CERES/NA45-Experiment gehört zur zweiten Generation von Schwerionenexperimenten am CERN-SPS und wurde zur Messung von $e^+e^-$-Paaren in Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen entwickelt. Ziel des Experiments ist die Untersuchung von Kontinuumspaaren, sowie das Studium der Vektormesonen $\rho/\omega$ und $\phi$ im $e^+e^-$-Zerfallskanal. Das Spektrometer erfaßt einen Massenbereich von 50 MeV/$c^2$ bis über 2 GeV/$c^2$ bei zentralen Rapiditäten von $2.0 < \eta < 2.6$. Neben Elektronenpaaren erlaubt es die Messung von Photonen über die Konversionsmethode, sowie von Pionen mit hohen Transversalimpulsen.
Das CERES-Experiment besteht im wesentlichen aus zwei azimutalsymmetrischen ringabbildenden Čerenkov-Detektoren mit hoher Schwelle, die so gewählt wurde, daß der größte Teil der geladenen Hadronen das Spektrometer ungesehen passiert, während Elektronen schon bei niedrigen Energien ($E > 120$ MeV) Čerenkovringe mit asymptotischen Radien erzeugen. Ein zwischen den Detektoren befindliches Solenoid erzeugt ein lokales radiales Magnetfeld, das eine azimutale Ablenkung geladener Teilchen bewirkt und so die Messung der Impulse ermöglicht.

Das Spektrometer ist innerhalb seiner Akzeptanz extrem materialarm ausgelegt, um die Zahl der Paare aus externen Photokonversionen zu minimieren. Diese stellen neben den $\pi^0$-Dalitzzerfällen den Hauptanteil des Untergrundes dar. *Das* zentrale Problem bei der Auswertung der experimentellen Daten ist der kombinatorische Untergrund aus nicht vollständig identifizierten Paaren dieser Quellen.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 enthält einen Überblick der zugrundeliegenden Physik von Leptonenpaaren in hadronischen Kollisionen. In Kapitel 3 wird das CERES-Experiment ausführlich beschrieben und auf die einzelnen Komponenten näher eingegangen. Die verwendeten Datensätze sowie die dafür gewählten Triggerbedingungen werden in Kapitel 4 vorgestellt. Kapitel 5 enthält eine eingehende Diskussion der Analysekette von den Rohdaten bis hin zur Rekonstruktion der Elektronenspuren und der dazu entwickelten Verfahren. Die Paarrekonstruktion, die dabei angewandten Rejektionsschnitte und die Normierung der gemessenen Daten werden in Kapitel 6 behandelt. Kapitel 7 gibt einen Überblick über die Vorhersagen der $e^+e^-$-Paarproduktion aus hadronischen Quellen, wie sie zur abschließenden Beurteilung der Daten notwendig sind. In Kapitel 8 schließt die Arbeit mit einer kritischen Diskussion der resultierenden Spektren und Ergebnisse sowie einem Ausblick auf zukünftige Messungen.

[1] $\mathcal{CE}$renkov $\mathcal{R}$ing $\mathcal{E}$lectron $\mathcal{S}$pectrometer

# Kapitel 2

# Leptonenpaare in hadronischen Kollisionen

In diesem Kapitel werden die Grundzüge der Physik der Leptonenpaare in hadronischen Kollisionen behandelt. Im ersten Abschnitt wird ein kurzer historischer Überblick über die Phänomenologie in pp-Kollisionen gegeben, die den eigentlichen Ausgangspunkt für das heutige Interesse an Leptonenpaaren darstellt. Spekulationen zur Klärung dieser Messungen führten – wenn auch unter falschen Prämissen - schließlich zur Theorie des Quark-Gluon-Plasmas (QGP) [2]. Der zweite Abschnitt ist der Produktion von Dileptonen in Kern-Kern-Kollisionen gewidmet. Dabei wird vor allem auf die einzelnen Bereiche des Massenspektrums eingegangen, wobei zwischen Kontinuumspaaren und Paaren aus Zerfällen der Vektormesonen $\rho/\omega$ und $\phi$ unterschieden wird, insbesondere im Hinblick auf Signaturen eines QGP bzw. eines chiralen Phasenübergangs.

## 2.1 Leptonenpaare in pp-Kollisionen

Das Interesse an der Produktion von Leptonenpaaren in hadronischen Kollisionen reicht zurück bis zu den Anfängen der Suche nach den intermediären Vektormesonen. Im Jahre 1969 berichtete eines der ersten Experimente dieses Typs am AGS in Brookhaven über die Produktion von $\mu^+\mu^-$-Paaren in Proton-Kern-Kollisionen bei 29 GeV Strahlenergie [3]. Das gemessene Massenspektrum der Dimyonen erstreckte sich bis 6 GeV/$c^2$ und war mit den – zum damaligen Zeitpunkt bekannten – Quellen nicht in Einklang zu bringen.

Die theoretische Beschreibung eines wichtigen Beitrags zum Spektrum erfolgte ein Jahr später durch S.D. Drell und T.M. Yan im Rahmen des Quark-Parton Modells [4]. Der zugrundeliegende Prozeß stellt dabei die Annihilation der *harten*

Quark und Antiquarks der Kollisionspartner in ein virtuelles Photon dar, welches wiederum in ein Leptonpaar zerfällt (Abb. 2.1).

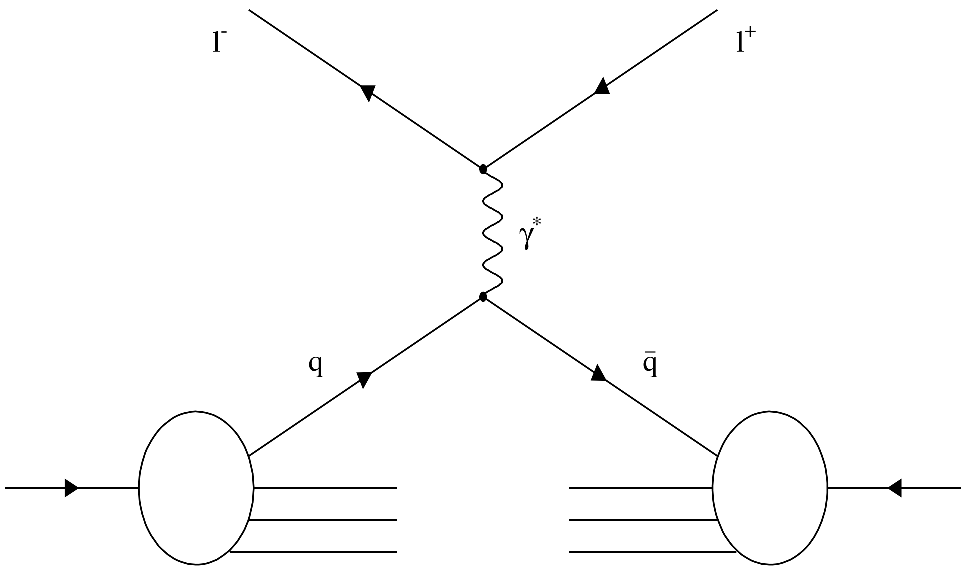


Abbildung 2.1: Diagramm für Leptonpaarproduktion im Drell-Yan-Prozeß.

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich somit aus dem reinen QED-Anteil $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \ell^+\ell^-$ und der Quark-Antiquarkdichte innerhalb der Nukleonen. Er zeigt im wesentlichen eine $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}m \propto m^{-3}$ Abhängigkeit von der invarianten Masse des Paares. Im Falle von Kern-Kern-Kollisionen muß zusätzlich die Strukturfunktion der Kerne berücksichtigt werden. Diese Beschreibung hat sich als sehr erfolgreich erwiesen und es ist üblich geworden, Dileptonenspektren im Bereich hoher Massen als das *Drell-Yan-Kontinuum* zu bezeichnen.

In den Jahren 1972-1974 berichtete eine Anzahl von Experimenten (CERN, FNAL) über unerwartet hohe Raten an Elektronen [5] und Myonen [6], die weit über die Vorhersagen des Partonmodels hinausgingen. Welchen Beitrag Dileptonen aus Produktion und Zerfall von neuen nicht bekannten Teilchen lieferten, blieb unklar. Diese Fragen, zusammen mit der fortwährenden Suche nach dem W-Boson, führte zu einer Reihe von erfolgreichen Experimenten, an deren Ende die spektakuläre Entdeckung einer Reihe von neuen Vektormesonen stand. Am BNL-AGS gelang 1974 erstmalig die Beobachtung des $J/\Psi$ Mesons in 28 GeV p-Be Kollisionen im $e^+e^-$-Kanal [7] und zwei Jahre später die Entdeckung der $\Upsilon$-Familie durch die Columbia-Fermilab-Stony-Brook-Kollaboration [8].

Bis Ende der achtziger Jahre folgten weitere, intensive Messungen von Dileptonen, sowohl in Proton-Kern- (IHEP, FNAL, KEK) als auch in $\pi^{\pm}$-Kern-Kollisionen (FNAL, SLAC, BNL) bei Einschußenergien von 13–150 GeV [9, 10, 11, 12, 13, 14].

Insgesamt gab es von 1974 bis 1982 sechs Experimente zum Studium von Elektronen und Myonen, sechs zur Untersuchung von Myonpaaren und acht Experimente zu Messung von Elektronpaaren. Die Ergebnisse einiger der oben erwähnten Messungen sind in Abb. 2.2 zusammengestellt [15, 16]. Im Spektrum gut zu erkennen sind die Resonanzen der Vektormesonen $\rho(770)/\omega(783)$ und $\phi(1020)$. Die Verteilung für Massen $< 600$ MeV/c$^2$ zeigt näherungsweise eine $1/m^2$-Abhängigkeit. Alle bestätigten übereinstimmend einen Überschuß an Paaren mit Massen bis hin zur $\rho$-Schwelle, sowohl im $\mu^+\mu^-$ als auch im $e^+e^-$-Kanal. Ihre Produktionsrate

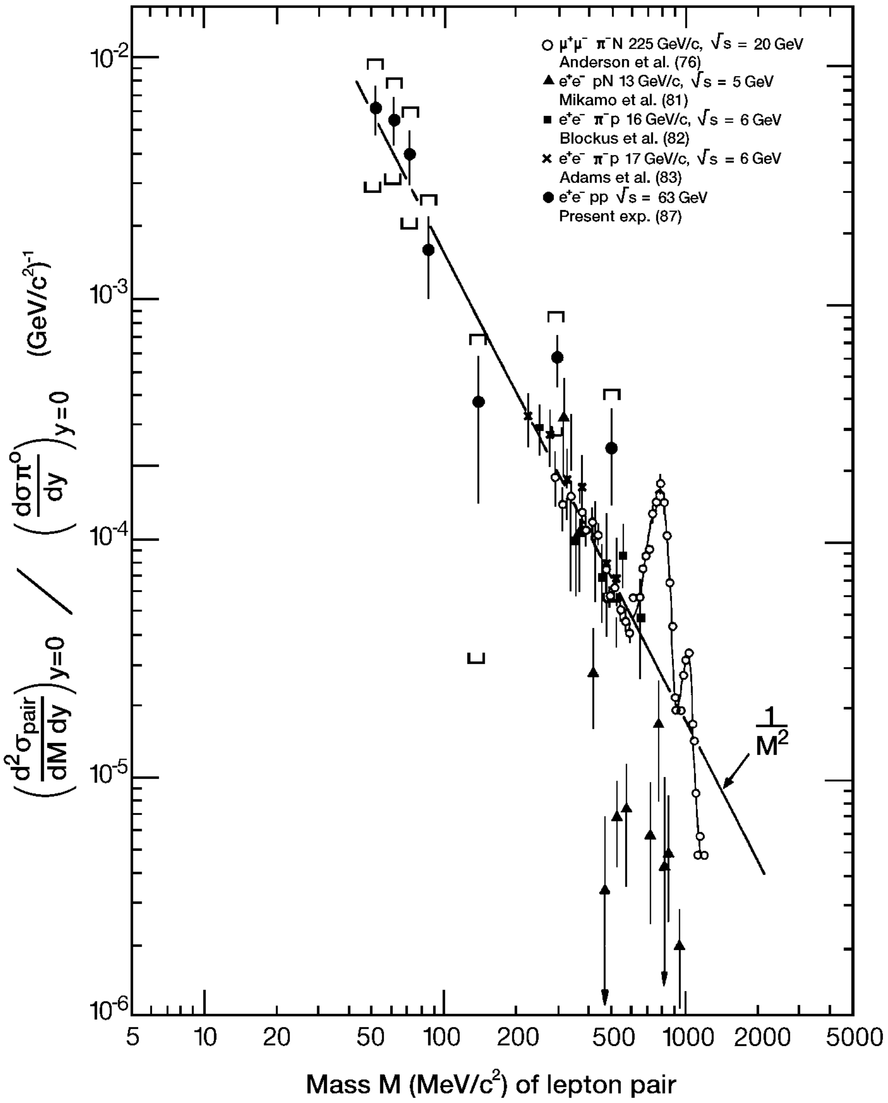


Abbildung 2.2: Massenspektrum von Dileptonen in Nukleon-Nukleon-Kollisionen (Messungen von 1976 bis 1987).

überstieg das Drell-Yan-Kontinuum um bis zu zwei Größenordnungen und ließ sich zum damaligen Zeitpunkt durch den Beitrag der $\eta$-, $\omega$- oder $\rho$-Zerfälle allein nicht erklären. Aufgrund dieser Tatsache wurden diese Kontinuumspaare als *anomale* Dileptonen bezeichnet.

Die Lösung des Rätsels der anomalen Paare in pp-Kollsionen erscheint eher unspektakulär. Die beobachtete überdurchschnittlich hohe Rate an Leptonenpaaren hat ihre Ursache in der Unterschätzung des Beitrags *konventioneller* Quellen aufgrund ungenügender Kenntnis der relevanten hadronischen Produktionswirkungsquerschnitte von Mesonen und ihrer Zerfallsmoden in Leptonenpaare. Dies wird vor allem durch kürzlich vorgestellte Daten des NA34/1-Experiment am CERN-SPS bestätigt. Einzige Ausnahme stellen dabei die Messungen des AFS-Experiments am ISR [14, 16] dar, deren $e^+e^-$-Paarspektren in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 63$ GeV auch nach jetzigem Kenntnisstand der Untergrundquellen noch einen deutlichen Überschuß im Bereich kleiner Massen zeigen.

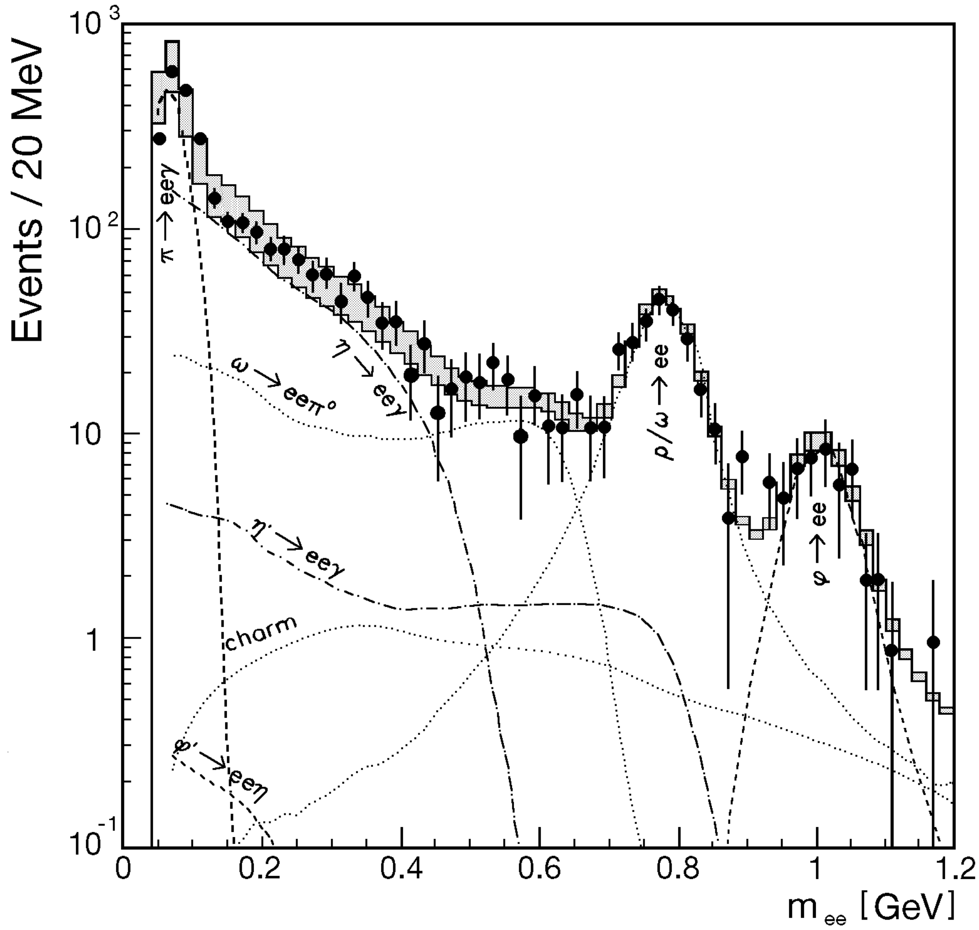


Abbildung 2.3: Massenspektrum von Elektronenpaaren in 400 GeV p-Be-Kollisionen (HELIOS/NA34-1).

Abb. 2.3 zeigt das vom NA34/1-Experiment gemessene Elektronpaarmassenspektrum in 450 GeV/c p-Be-Kollsionen bei zentralen Rapiditäten [19].
Mit eingezeichnet sind die einzelnen Beiträge bekannter hadronischer Quellen unter Berücksichtigung neuerer Messungen der inklusiven Wirkungsquerschnitte [17] und der Formfaktoren mesonischer Zerfälle [18]. Zumindest im Rahmen der gegenwärtigen Meßfehler ($\sim 40 - 60\%$) sind die Daten verträglich mit der Summe dieser Quellen.
Das CERES-Experiment führte im Jahre 1993 erneut eine Messung von $e^+e^-$-Paaren in p-Be-Kollisionen mit höherer Statistik durch [21, 22]. Dadurch sollte es möglich sein, die Messung von NA34/1 noch deutlich zu verbessern und die Frage eines – beim jetzigen Stand immer noch möglichen – verbleibenden Überschusses zu klären. Eine erste Analyse dieser Daten wird voraussichtlich Mitte 1994 abgeschlossen sein [23].

## 2.2 Leptonenpaare in Kern-Kern-Kollisionen

Infolge des unerwarteten Überschusses an Dileptonen in hadronischen Kollisionen wurden seit Mitte der siebziger Jahre viele theoretische Ansätze zur Deutung dieses Phänomens gemacht. Eines der ersten Modelle, das *Soft-Annihilation*-Modell wurde von Bjørken und Weisberg [24] entwickelt und später von Černý et al. [25, 26, 27] verbessert und quantifiziert. In diesem Bild erfolgt die Dileptonproduktion über die Annihilation von Quarks und Antiquarks mit niedrigen Relativimpulsen, die erst während der Interaktion gebildet werden. Ein ähnliches, aber noch weiterreichendes Modell wurde erstmalig von Shuryak [2] vorgestellt. Hierbei wird angenommen, daß die in der Kollision anfänglich erreichten Energiedichten so hoch sind, daß sich ein vollständig thermalisierter Gleichgewichtszustand einstellt: ein Zustand in dem sich die Quarks und Gluonen quasifrei bewegen, das Confinement also aufgehoben ist. Die dabei emittierten Photonen und Leptonenpaare reflektieren somit die Temperatur dieser Phase. Die Frage der Existenz eines solchen Zustands läßt sich mit den Mitteln der perturbativen QCD kaum beantworten. Umfangreiche QCD-Gitterrechnungen belegen jedoch diese Annahmen und deuten auf einen Phasenübergang 1. Ordnung von hadronischer Materie in ein QGP hin [28]. Die kritische Temperatur liegt dabei zwischen 160 und 200 MeV, abhängig von der Zahl der in der Monte-Carlo-Simulation berücksichtigten Quarkflavours.
Die Frage, *ob* sich ein solcher Zustand in hadronischen Kollisionen bilden kann, bleibt hingegen offen; im Falle von pp-Kollisionen ist dies eher unwahrscheinlich. Ein thermisches Gleichgewicht kann sich nur dann einstellen, wenn die erforderlichen Energiedichten $\varepsilon > 2-3$ GeV/fm$^3$ in einem genügend großen Volumen erreicht werden. Ultrarelativistische Kern-Kern-Stöße sind die wohl am besten geeignetste Plattform, um diese Fragen zu untersuchen. Daß die notwendigen Energiedichten dabei tatsächlich erreicht werden, kann aus den gemessenen transversalen Ener-

giespektren abgeleitet werden [1]. Ein Ansatz zur Beschreibung der Raum-Zeit-Entwicklung einer Kollision bei zentralen Rapiditäten ist das Bjørken-Modell [29]. Hierbei wird angenommen, daß sich nach $\tau \sim 1$ fm/c ein QGP im thermischen Gleichgewicht gebildet hat. Das System expandiert adiabatisch, bis die kritische Temperatur erreicht ist. In der folgenden Mischphase bleiben Druck und Temperatur konstant, während die Entropiedichte infolge der einsetzenden Hadronisierung sinkt. Nach Beendigung der Mischphase expandiert das System noch so lange, bis die erzeugten Hadronen keinen thermischen Kontakt mehr halten können (*Freeze Out*).

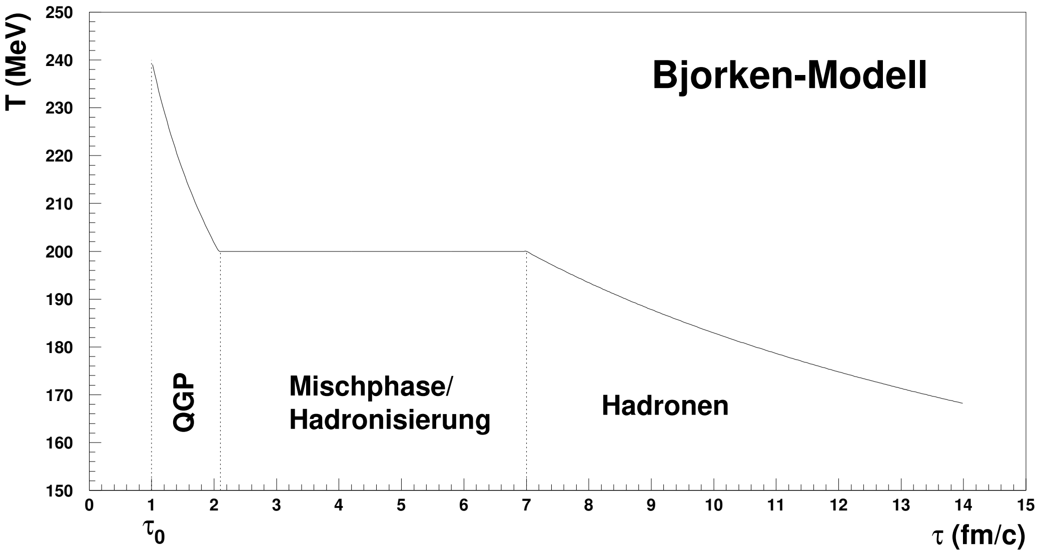


Abbildung 2.4: Schematisches Temperatur-Zeit-Profil bei zentralen Rapiditäten im Bjørken-Modell.

Eine vereinfachende Annahme dieses Modells ist die rein longitudinale Expansion des Systems in der Plasma- und Mischphase, was aufgrund der Dynamik einer solchen Kollision zu rechtfertigen ist. Der transversale Fluß von Teilchen gewinnt erst in der hadronischen Phase an Bedeutung. Ein schematisches Temperatur-Zeit-Profil ist in Abb. 2.4 skizziert.

Trotz einer Reihe von vielversprechenden Ansätzen muß man kritisch feststellen, daß ein tieferes Verständnis der Physik ultrarelativistischer Kollisionen mehr als nur die Annahme eines thermischen Gleichgewichts und Phasenübergangs beinhaltet. In einer realistischen Kollision ist das Volumen des heißen Systems klein und die Lebensdauer eher gering $\mathcal{O}(10$ fm/c$)$ [30, 31]. Die einfache Annahme eines Gleichgewichtszustandes kann der Komplexität einer Kern-Kern-Kollision nicht gerecht werden. Neben den oben erwähnten Ansätzen wurden in den letzten Jahren sowohl einige Modelle entwickelt, die kein lokales thermisches Gleichgewicht voraussetzen, als auch Theorien in denen *keine* Thermalisierung stattfindet. Zur Behandlung der letzteren muß die relativistische Transportgleichung im betreffenden System gelöst werden. Trotz enormer theoretischer Probleme existieren hier einige Ansätze, wie das Kaskadenmodell [32] und das QMD- bzw. RQMD-Modell (Relativistic Quantum Molecular-Dynamics) [33]. Große Fortschritte gibt es ebenso in der Behandlung des QGP im thermischen Ungleichgewicht durch Arbeiten von Kajantie, Matsui und Hwa [34, 35].

Leptonenpaare werden während der gesamten Raum-Zeit-Entwicklung des Kollisionsprozesses emittiert, angefangen von der frühen heißen Phase, in der sich die Kerne durchdringen, bis zu dem Punkt, in dem die Fragmentation zu Hadronen abgeschlossen ist. Selbst danach wird eine große Anzahl in elektromagnetischen Zerfällen hadronischer Resonanzen erzeugt. Da Paare aus allen Phasen des Kollisionsprozesses zum inklusiven Leptonenspektrum beitragen, sollte ein sorgfältige Analyse *im Prinzip* in der Lage sein, die gesamte Raum-Zeit-Entwicklung des Systems zu entschlüsseln. Die Messung von Hadronen hingegen erlaubt nur Einblicke in die Evolution des Hadronisierungsprozesses, der letzten Phase bevor sich die gebildeten Hadronen vom System abkoppeln.
Die meisten der produzierten Leptonenpaare stammen jedoch nicht aus den eben beschriebenen Quellen, sondern vielmehr aus elektromagnetischen Zerfällen von Mesonen, semileptonischen Zerfällen von Charm-Mesonen ($D$, $\bar{D}$), hadronischer Bremsstrahlung und dem bereits oben erwähnten Drell-Yan-Kontinuum. Diese können – soweit quantitativ bekannt – vom den gemessenen Spektren subtrahiert werden. Es sind die verbleibenden Leptonenpaare, die eine *neue* Physik reflektieren.

### 2.2.1 Kontinuumspaare

Die Beschreibung der thermischen Emission von Dileptonen in der frühen heißen Phase der Kollision ist Gegenstand vieler theoretischer Arbeiten [36, 37, 38, 39, 40, 41, 42]. Die qualitativen und quantitativen Vorhersagen hängen dabei stark von den Anfangsbedingungen, wie der Zeitspanne bis zur Thermalisierung, der kritischen und der maximalen Temperatur ab[1].
Das Leptonpaarkontinuum wird im Bereich hoher Massen $m > 4$ GeV/c$^2$ vom Drell-Yan-Kontinuum dominiert. Dies ist der bestverstandene Teil des Massenspektrums. Im unteren Teil des Spektrums kann das Kontinuum im wesentlichen duch zwei Prozesse beschrieben werden: der thermischen Emission des QGP und der des Hadronengases, wobei ihre relative Mischung theoretisch unklar ist. Die Produktionsmechanismen im ersten Fall sind die q$\bar{\text{q}}$-Annihilation und der QCD-Compton-Prozeß der Partonen im Plasma (Abb. 2.5).
Der dominierende Beitrag aus einem Hadronengas ist die Annihilation von Pio-

[1]Eine ausführliche Zusammenfassung dieser Thematik findet sich in *Signals of Quark-Gluon-Plasma* von C.P Singh [43].

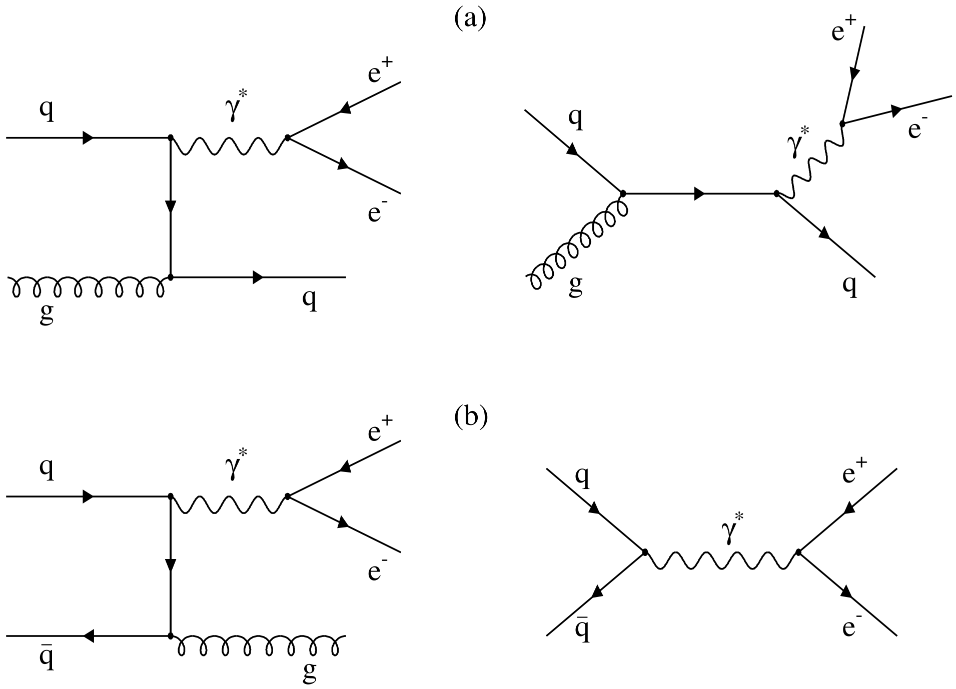


Abbildung 2.5: Produktion von Dileptonen durch (a) QCD-Compton und (b) $q\bar{q}$-Annihilation.

nen $\pi^+\pi^- \rightarrow \ell^+\ell^-$. Das dabei resultierende Spektrum weist aufgrund des Pion-Formfaktors eine Resonanzstruktur bei der $\rho$-Masse auf und ist kinematisch auf den Bereich $m > 2m_\pi$ eingeschränkt. Folglich könnte der Bereich $2m_\ell \leq m_{\ell\ell} \leq 2m_\pi$ durch Emission des QGP dominiert sein, einem Bereich, der nur im Falle einer Messung von $e^+e^-$-Paaren zugänglich ist. Der durch die Kinematik bedingte Abbruch der Beiträge der Pion-Annihilation könnte als Höcker (*Pion Cusp*) im Massenspektrum zu beobachten sein. Ob dieser Einbruch sichtbar, oder durch Paare aus hadronischer Bremsstrahlung verdeckt ist, wird kontrovers diskutiert [44, 45].

Die meisten theoretischen Rechnungen der jüngsten Zeit deuten darauf hin, daß thermische Emission aus dem QGP erst bei Massen oberhalb von 1 GeV/c$^2$ dominant werden könnte. Die Emissionsrate hängt dabei – analog dem Stefan-Boltzmann-Gesetz – wie $\propto T^3$ von der Temperatur ab. Abb. 2.6 zeigt dazu eine Modellrechnung für Dimyonen in Pb-Pb-Kollisionen von P.V. Ruuskanen. Bei kleinen Massen ist deutlich die charakteristische Struktur zu erkennen, wie sie sich aufgrund der $\rho$-Resonanz und dem Abfallen der thermische Emissionrate für $m \rightarrow 2m_\mu$ ergibt. Eine Modellrechnung von Cleymans, Goloviznin und Redlich für den Massenbereich unter 1 GeV/c$^2$ ist in Abb. 2.7 dargestellt [45]. Dabei wurde eine anfängliche Temperatur von 250 MeV angenommen. Eingezeichnet

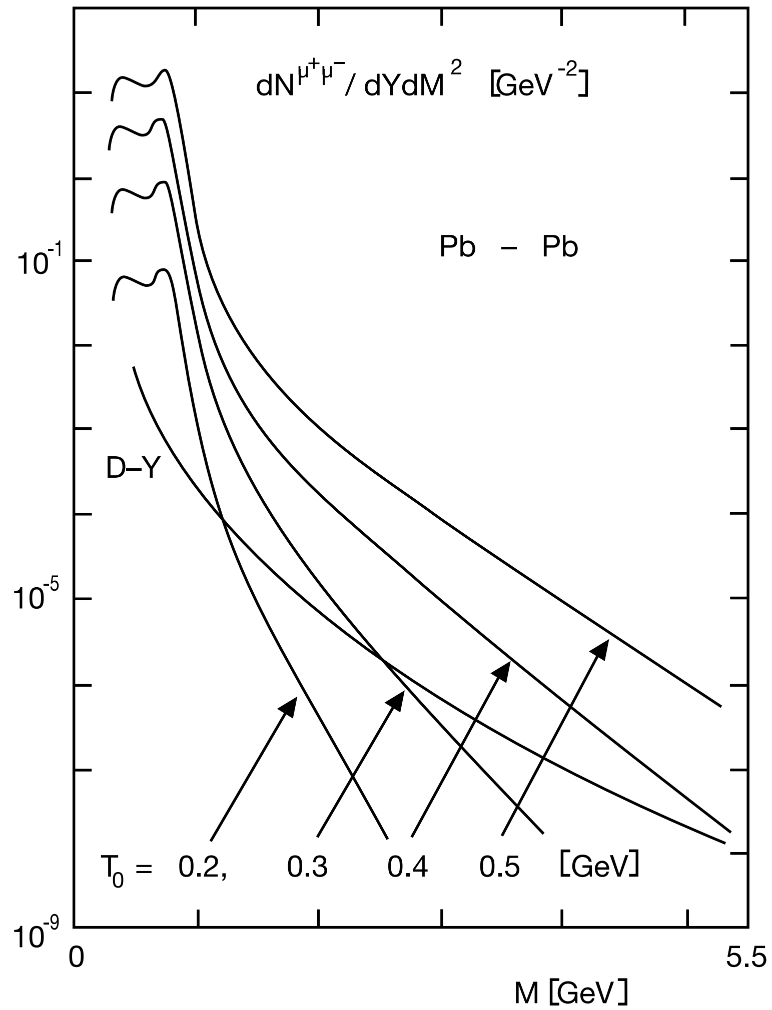


Abbildung 2.6: Emission thermischer Leptonenpaare bei verschiedenen Plasmatemperaturen (Modellrechnung Ruuskanen).

sind die einzelnen Beiträge der $\pi$- und Quark-Bremsstrahlung sowie der $\pi\pi$- und $q\bar{q}$-Annihilation zum $e^+e^-$-Paarspektrum. Als einziger Beitrag der Paare aus hadronischen Zerfällen wurde der $\eta$-Dalitzzerfall berücksichtigt.

Eine einzigartige Möglichkeit, die verschiedenartigen Beiträge zur Paarproduktion zu entschlüsseln, bietet ihre Korrelation mit der Multiplizität der im Ereignis produzierten geladenen Hadronen $N_H$ [46]. Findet die Produktion der Dileptonen nach der Hadronisierung statt, also durch Zerfall oder hadronische Bremstrahlung, wird die Zahl der Dileptonen pro Ereignis proportional zur Rapiditätsdichte der Hadronen im Endzustand $N_H$ sein. Werden die Dileptonen hingegen durch Annihilation von Quarks und Antiquarks produziert, ist die Wahrscheinlichkeit ein Leptonpaar zu bilden proportional zum Produkt aus der Rapiditätsdichte der Quarks $N_q$ und

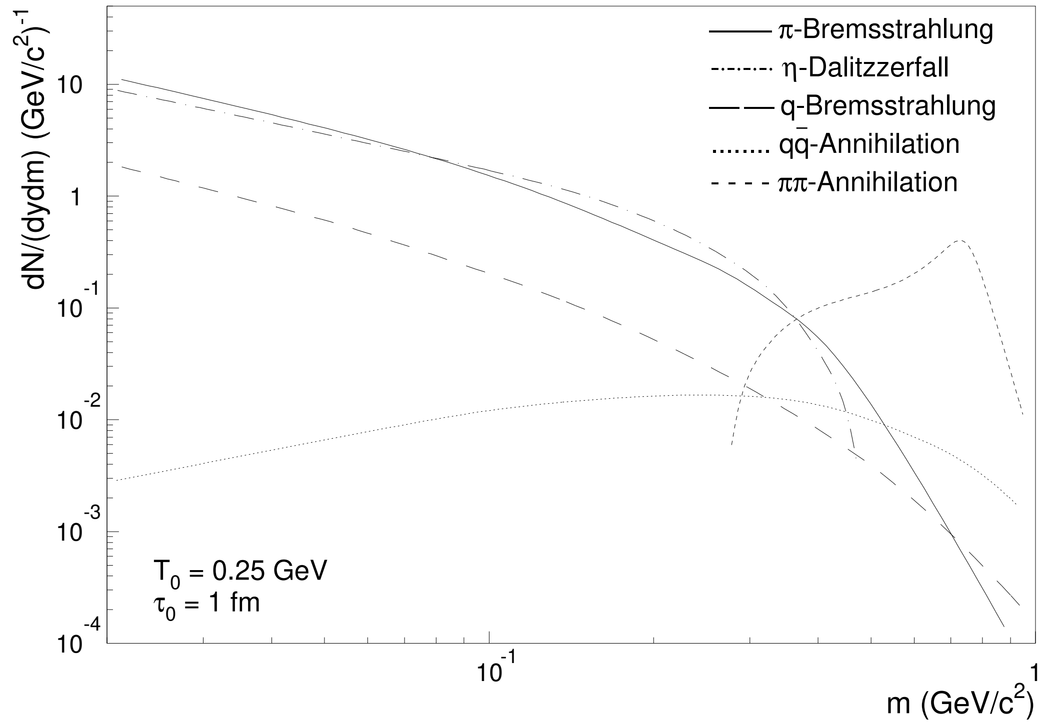


Abbildung 2.7: Verschiedene Beiträge zum $e^+e^-$-Paarspektrum für Massen unter 1 GeV/c$^2$ nach einer Modellrechnung von Cleymans, Goloviznin und Redlich [45].

der Dichte der Antiquarks $N_{\bar{q}}$. Unter der Annahme, daß die Hadronen im Endzustand von der Rekombination von Quarks und Antiquarks herrühren, muß die Rapiditätsdichte der Hadronen $N_H$ proportional zu $N_q$ sein, welche – zumindest bei zentralen Rapiditäten – gleich $N_{\bar{q}}$ ist. Folglich sollte die Rate der thermischen Dileptonen proportional zum *Quadrat* der Zahl der Hadronen im gleichen Rapiditätsintervall sein. Dies gilt jedoch nur dann, wenn die Rapiditätsdichte die tatsächliche Energiedichte reflektiert. Strenggenommen müßte sie bezüglich der trivialen Abhängigkeiten von Massenzahl, Reaktionsvolumen bzw. Stoßparameter korrigiert werden. Das Verhältnis $(\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}y)^2/(\mathrm{d}N_{\ell\ell}/\mathrm{d}y)$ als Funktion von $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}y$ ist in Abb. 2.8 nach einer Modellrechnung von Kajantie dargestellt [38]. Die Rechnung zeigt, daß das Verhältnis monoton anwächst, solange das System als Hadronengas vorliegt. Erhöht sich die Energiedichte in ausreichendem Maße, so bildet sich eine Mischphase, und das Verhältnis beginnt asymptotisch gegen einen konstanten Wert zu laufen. Ist die kritische Energiedichte überschritten, bildet sich ein QGP, und das Plateau ist erreicht. Die Höhe des Plateaus ist dabei unabhängig von den jeweiligen Anfangsbedingungen (Fragmentationszeit $\tau_0$ und Anfangstemperatur $T_0$), solange nur die kritische Temperatur überschritten

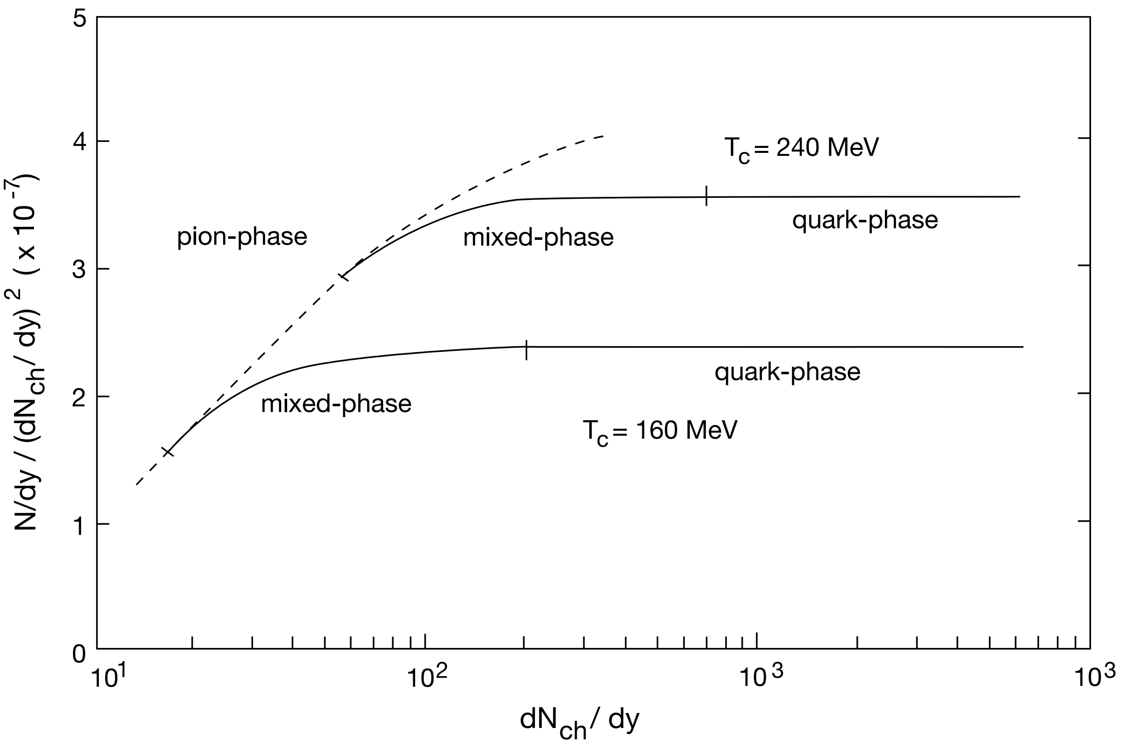


Abbildung 2.8: Quadrat der Rapiditätsdichte geladener Pionen geteilt durch die Rapiditätsdichte von thermisch emittierten Dileptonen (Modellrechnung Kajantie).

ist $T_0 > T_c$. Zum jetzigen Zeitpunkt gibt es keine eindeutige Evidenz für die thermische Emission von Dileptonen in Kern-Kern-Kollisionen, jedoch berichten NA34/3 und NA38 in qualitativer *und* quantitativer Übereinstimmung von einem Überschuß an Myonpaaren in der Region zwischen 1 und 3 GeV/c$^2$ [50]. Jüngst von NA34/3 vorgestellte Dimyonspektren aus S-W-Reaktionen zeigen im relativen Vergleich zu p-W-Kollisionen zusätzlich eine um einen Faktor 3-4 höhere Rate im mittleren Massenbereich $m_{\mu^+\mu^-} < 600$ MeV/c$^2$ [95].

### 2.2.2 Vektormesonen

Die Messung von Dileptonen erlaubt, neben der Untersuchung der Kontinuumsstrahlung, auch das Studium anderer interessanter Aspekte hadronischer Kollisionen. Der Massenbereich $0.6 < m < 1.2$ GeV/c$^2$ wird von den Resonanzen der $\rho$, $\omega$ und $\phi$ Mesonen dominiert, die direkt über ihre $\ell^+\ell^-$-Zerfallskanäle gemessen werden können. Jedes dieser Vektormesonen kann aufgrund seiner spezifischen Eigenschaften zur Klärung der Raum-Zeit-Entwicklung beitragen.

Das $\phi$-Meson ist das leichteste Meson mit verborgenem Flavour. Das aus $s\bar{s}$-Quarks

bestehende Teilchen zerfällt aufgrund seiner relativ hohen Lebensdauer von $\tau = 48$ fm/c erst außerhalb des Reaktionsvolumen. Seine Rate kann somit als Maß für den Anteil der Strangeness in der Interaktion dienen und Aufschlüsse über den Produktionsmechanismus geben. Dieser wird in pp-Kollisionen durch die OZI-Regel beeinflußt, die besagt, daß die Produktion von Teilchen durch nicht verbundene Quarkdiagramme stark unterdrückt ist. Die Produktionsrate der $\phi$-Mesonen kann deshalb nur bei Anwesenheit von $s$-Quarks steigen. Das $\rho$- und $\omega$-Meson hingegen unterliegt dieser Beschränkung nicht, was das kleine Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(pp \rightarrow \phi + X)/\sigma(pp \rightarrow \rho + X) \sim 0.05$ bei ISR-Energien erklärt. Bildet sich jedoch in der Kollision ein QGP, so verändert sich das Bild aus zwei Gründen: (i) die Produktion von $s\bar{s}$-Quarks ist im Plasma stark erhöht [49] und (ii) die $\phi$-Produktion wird von der nicht OZI-unterdrückten Gluon-Gluon-Wechselwirkung dominiert $\sigma(gg \rightarrow s\bar{s}) \gg \sigma(\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}} \rightarrow s\bar{s})$. Folglich sollte das Verhältnis $\phi/(\rho + \omega)$ als Funktion der Energiedichte anwachsen [47, 48]. Tatsächlich ist ein solches Verhalten von NA38 [51] und NA34/3 [50] im $\mu^+\mu^-$-Zerfallskanal auch beobachtet worden.
Dennoch gibt es – wie auch bei vielen anderen vorhergesagten Signaturen – eine mögliche Erklärung ohne Einbezug eines QGP. Dabei wird der Anstieg der $\phi$-Produktion auf Mehrfachstreuung im Hadrongas zurückgeführt. Allerdings müssen dazu Annahmen eingeführt werden, die denen, die zur Bildung eines QGP führen, sehr ähnlich sind [52].

Das $\rho$-Meson ist die wohl interessanteste und meist-diskutierteste Resonanz des Dileptonspektrums in Kern-Kern-Kollisionen. Aufgrund der kurzen Lebenszeit von 1.3 fm/c kann es als Maß für die Dauer des Systems vor der Hadronisierung dienen, da mit zunehmender Lebensdauer des Systems immer mehr Generationen *thermisch* produzierter $\rho$-Mesonen zum inklusiven Spektrum beitragen [53]. Im Grenzfall eines sehr langlebigen, heißen Systems sollte das Verhältnis der Dileptonen aus $\rho$- und $\omega$-Zerfällen den Wert ihrer leptonischen Zerfallsbreiten ($\simeq 11:1$) widerspiegeln. Das $\rho/\omega$-Verhältnis kann somit als schneller Zeitmesser des Reaktionsablaufs aufgefaßt werden. Experimentell sind dieser Analyse jedoch Grenzen gesetzt, da aufgrund der extrem unterschiedlichen Breiten die Trennung beider Mesonen eine entsprechend gute Massenauflösungen der Spektrometer vorraussetzt.

Die Suche nach einem die chirale Symmetrie herstellenden Phasenübergang ist eine zusätzliche Motivation der Messung von Dileptonen in ultrarelativistischen hadronischen Kollisionen. QCD-Gitterrechnungen zeigen, daß bei Bedingungen, die denen des Phasenüberganges in ein QGP sehr ähneln, der QCD-Vakuumserwartungswert $\langle\psi\bar{\psi}\rangle$ verschwindet, sich also ein chiralsymmetrischer Zustand ausbildet [28]. Es war erstmalig Pisarksi, der auf den Zusammenhang zwischen Breite und Lage der $\rho$-Resonanz und dem chiralen Phasenübergang hinwies [54]. Seine Rechnungen sagen ein Anwachsen der $\rho$-Breite voraus, sollte sich die Temperatur des Systems der kritischen Temperatur des chiralen Phasenübergangs nähern. Rechnungen verschiedener Autoren deuten – auch für andere Mesonen – auf ähnliche Phänomene hin [55].

# Kapitel 3

# Das CERES-Experiment

Das CERES-Experiment gehört zur zweiten Generation von Schwerionen-Experimenten am CERN-SPS. Ziel ist die systematische Untersuchung der Produktion von Elektron-Positron-Paaren in Nukleon-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen im Bereich invarianter Massen von 50 MeV/$c^2$ bis über 2 GeV/$c^2$ bei zentralen Rapiditäten $2 < \eta < 2.6$. Zum weiteren Themenkreis, neben der Messung von Kontinuumspaaren und Vektormesonen, gehören die Messung von Photonen über die Konversionsmethode [58, 59], die Untersuchung von Pionen mit hohen Transversalimpulsen $p_\perp > 0.8$ GeV/c [57], sowie die Messung von $e^+e^-$-Paaren aus $\gamma\gamma$-Reaktionen in distanten Kern-Kern-Kollisionen [60].

Die ersten Überlegungen zur Entwicklung eines Elektronpaar-Spektrometers dieses Typs begannen Mitte der achtziger Jahre, gefolgt von Prototypentests einzelner Komponenten. Der ausgearbeitete Experimentvorschlag wurde im Sommer 1988 dem SPSC-Komitee zur Genehmigung vorgelegt [20] und unter der Kennummer NA45 zugelassen.
Der eigentliche Aufbau des Detektors begann im Frühjahr 1989 am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg und zu Teilen am Weizmann Institut in Rehovot (Israel). Die endgültige Installation des Spektrometers erfolgte im Jahre 1990 in der Nordhalle des CERN-II-Geländes am H8-Strahlrohr. Im Herbst desselben Jahres wurden die ersten S-Au-Testdaten aufgezeichnet. Im darauffolgenden Jahr erfolgte ein notwendig gewordener konzeptioneller Umbau der UV-Detektoren [56] und im Herbst die erste erfolgreiche Datennahme von p-Au- und S-Au-Kollisionen mit fast vollständiger elektronischer Bestückung.
Vor der Strahlzeit 1992 wurde die Auslese-Elektronik vervollständigt und verbessert. Es folgten jeweils 2 Wochen Datennahme in S-Au- und in p-Au-Kollisionen, unterbrochen von einer 3 Tage dauernden Messung von $e^+e^-$-Paaren aus $\gamma\gamma$-Reaktionen in distanten S-Pt-Interaktionen.
Im folgenden Kapitel wird der Detektor und seine einzelnen Komponenten zum Zeitpunkt der S-Au-Strahlzeit '92 im Detail beschrieben.

## 3.2 Der Targetbereich

Abb. 3.2 zeigt einen Schnitt durch die Targetröhre. Die Röhre besteht aus einem dünnwandigen Kohlefaserzylinder von 160 mm Durchmesser. Sie trägt das Target, die Siliziumdriftkammer sowie den Siliziumpadzähler. Das Target selbst ist in einer eigenen Kohlefaserröhre montiert, um ein leichtes Auswechseln zu ermöglichen.

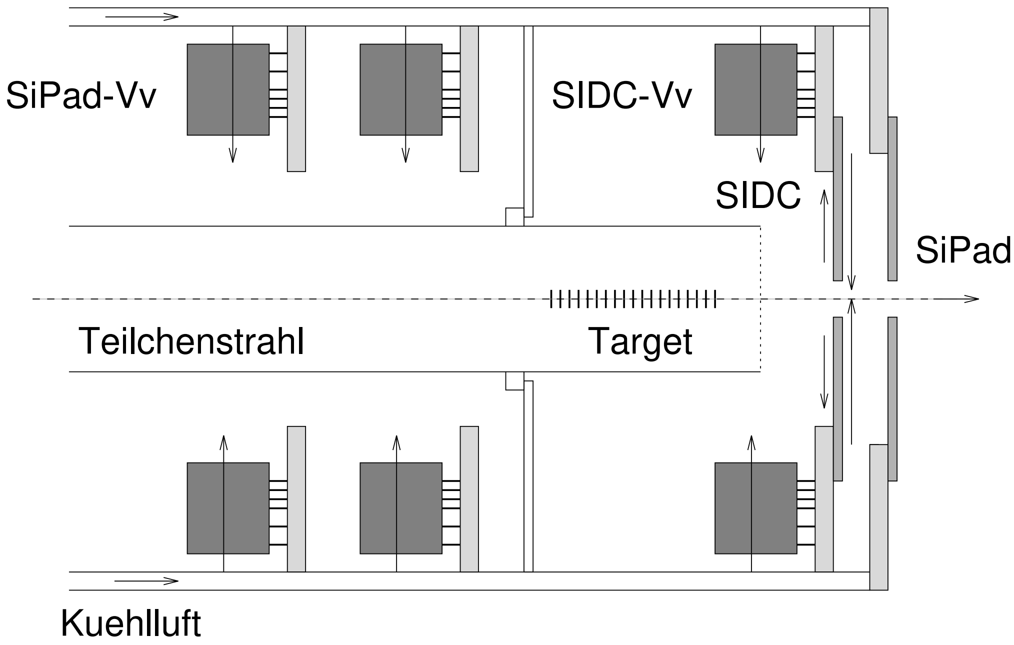


Abbildung 3.2: Der Targetbereich mit Siliziumdriftkammer (SiDC), Siliziumpadzähler (SiPad) und segmentiertem Target.

### 3.2.1 Target

Das Target besteht aus 40 Goldscheiben von 50 $\mu$m Dicke und 600 $\mu$m Durchmesser in Abständen von jeweils 1.6 mm bei einer Gesamtlänge von 6.4 cm. Die einzelnen Scheiben werden von 6 $\mu$m dicken Mylarfolien in Position gehalten. Die totale Targetlänge im S-Strahl entspricht 4.85% einer Wechselwirkungslänge für die Goldscheiben und 0.2% für die Mylarträger. Die gewählte segmentierte Anordnung stellt sicher, daß die von einer Interaktion in einer Scheibe produzierten Teilchen höchstens noch die nächste Scheibe treffen, sofern sie in die Akzeptanz des Spektrometers fallen. Die mittlere effektive Strahlungslänge beträgt deshalb nur $X/X_0 = 1.29\%$, im Gegensatz zu der des gesamten Targets von 60%. Die Basisbreite des S-Strahls war der transversalen Ausdehnung der Targets angepaßt.

### 3.2.2 Siliziumdriftkammer

CERES ist das erste Experiment, in dem ein Detektor dieses Typs zum Einsatz kommt [61, 62, 63]. Die Siliziumdriftkammer (SiDC) erlaubt die Messung mehrerer hundert Teilchen mit hoher Ortsauflösung anhand ihres Energieverlustes in der Kammer. Zusammen mit der Information der RICH-Detektoren gestattet sie die Rekonstruktion des Vertex und dient der Rejektion von falsch rekonstruierten Spuren und Paaren aus Photokonversionen. Um der Symmetrie des Spektrometers gerecht zu werden, wurde ein ringförmiges radialsymmetrisches Design gewählt. Die Siliziumdriftkammer befindet sich 7.8 cm hinter dem Targetmittelpunkt. Es handelt sich um einen ortsempfindlichen Detektor auf der Basis eines 280 $\mu$m dicken 3-Zoll-Siliziumwafers. Die aktive Fläche reicht von $r = 4.5$ mm bis 32 mm bei voller azimutaler Akzeptanz. Die durch Ionisation beim Durchgang eines geladenen Teil-

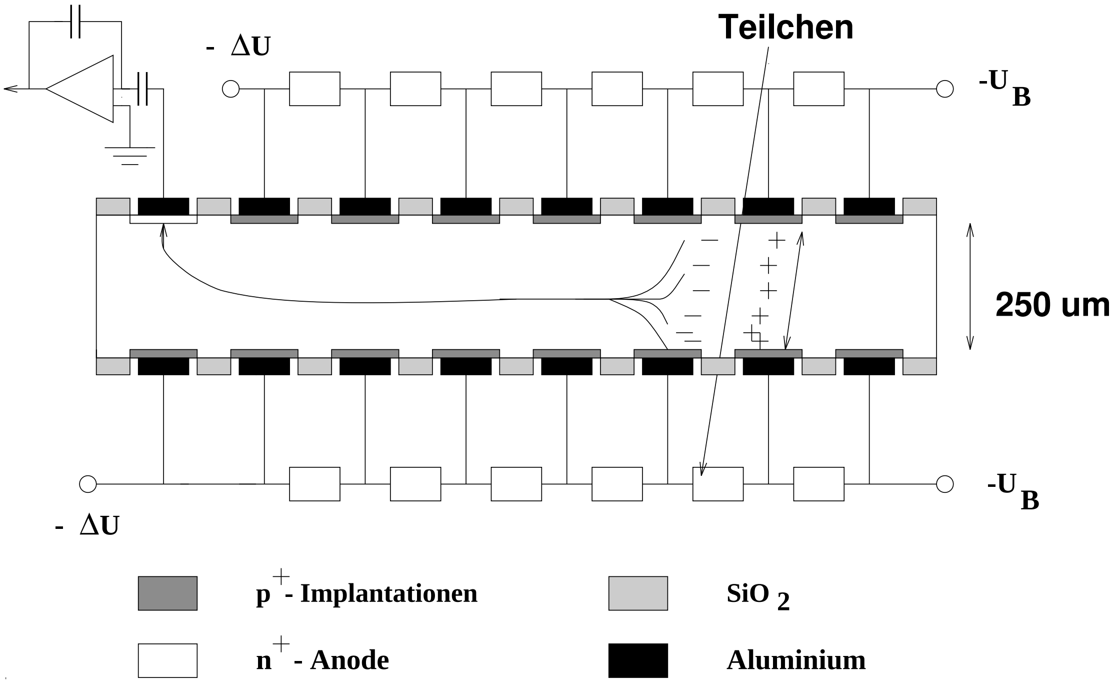


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips einer Siliziumdriftkammer. Die freigesetzten Elektronen werden in der Detektormitte gesammelt und driften aufgrund des durch die angelegte Spannung $U_B$ erzeugten Driftfeldes zur Anode.

chens freigesetzten Elektronen driften zum äußeren Rand der Kammer und werden dort an 360 Anoden (560 $\mu$m Abstand) als Ladungssignal ausgelesen (Abb. 3.3). Bei einem Driftfeld von 500 V/cm beträgt die maximale Driftzeit 4.2 $\mu$s. Aus der Driftzeit kann die radiale und aus der Anodenposition bzw. dem Schwerpunkt benachbarter Anoden die azimutale Position des Teilchens bestimmt werden. Die maximale Driftstrecke von 28 mm stellt einen kompletten Überlapp mit der nomi-

nellen Rapiditätsakzeptanz von $2 < \eta < 2.6$ für alle Targetscheiben sicher (siehe Tabelle B.2 im Anhang B).
Die Anodensignale werden von ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen, von Pulsformern (Shapern) in annähernd gaußförmige Pulse umgewandelt und nochmalig verstärkt. Die Digitalisierung erfolgt durch FADC's mit einer Taktfrequenz von 50 MHz. Dabei mußte eine hohe analoge Schwelle verwendet werden, um von außen einwirkende Störsignale (*Pickup*) zu unterdrücken, die nicht ausreichend abgeschirmt werden konnten.

Die *intrinsische* Ortsauflösung der Driftkammer wurde im Labortest mit Hilfe eines Infarotlasers bestimmt. In radialer Richtung ergab sich für die Einzelhitauflösung $\sigma_r \leq 10$ $\mu$m und $\sigma_D \approx 400$ $\mu$m für die Doppelhitauflösung. Die Auflösung in azimutaler Richtung ist durch die Tatsache verschlechtert, daß das Driftfeld von der idealen radialen Symmetrie abweicht. Aufgrund von technischen Beschränkungen im Herstellungsprozeß mußte eine $3^{\circ}$-Polygonstruktur eingeführt werden. Diese stört besonders bei kleinen Radien die Ladungsaufteilung zwischen den Anoden. So verschlechtert sich die Auflösung vom äußeren Rand $\sigma_\phi = 5$ mrad zu 15 mrad bei kleinen Radien bei einer Doppelhitauflösung von $< 40$ mrad.

Bei der installierten Driftkammer waren ca. 5% aller Anoden defekt, was die Effizienz bei großen Radien auf 95% begrenzt. Bei kleineren Radien macht sich zusätzlich die hohe Analogschwelle bemerkbar, da hier die mittleren Pulshöhen deutlich geringer als am Außenrand der Kammer sind (ballistisches Defizit). Die Effizienz sinkt daher für $r < 1.5$ cm auf unter 80%. Die über den ganzen Detektor gemittelte Effizienz liegt bei $\sim 85\%$ [22].

### 3.2.3 Siliziumpadzähler

Der Siliziumpadzähler (SiPad) befindet sich 9.3 cm hinter dem Targetzentrum. Er besteht aus 64 Pads, je 8 Ringe segmentiert in 8 Sektoren (Abb. 3.3). Die Unterteilung der Ringe wurde dabei so gewählt, daß die Pads gleichgroße Pseudorapiditätsintervalle abdecken. Primäre Aufgabe des Zählers ist die Bereitstellung des multiplizitätsabhängigen $1^{st}$-Level-Triggersignals. Zudem dient er zur Bestimmung der Multiplizität in der Datenanalyse[1]. Der Zähler deckt 2 Pseudorapiditätseinheiten ab, wobei er die Akteptanz der RICH-Detektoren unabhängig vom Vertex umfaßt (siehe Tabelle B.2 im Anhang B).

Die Signale der einzelnen Pads werden von ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen, in einer zweiten Stufe (Pulsformer) verstärkt und in ein Summiermodul eingespeist. Dieses liefert, abhängig von der gewählten Schwelle, das $1^{st}$-Level-

[1] Eine exaktere Multiplizitätsbestimmung kann im Prinzip aus den Daten der Siliziumdriftkammer gewonnen werden. Aufgrund der schon geschilderten Probleme mit den auftretenden Störsignalen wurde davon jedoch kein Gebrauch gemacht.

Triggersignal. Zusätzlich wird die Pulshöhe jedes Pads digitalisiert und bei einer positiven Triggerentscheidung ausgelesen. Die so aufgenommenen Pulshöhenspektren werden in der Datenanalyse zur Multiplizitätsbestimmung herangezogen. Der relative Fehler der Multiplizitätsmessung in Kern-Kern-Kollisionen ist für $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta > 50$ kleiner als 3% [60, 64].

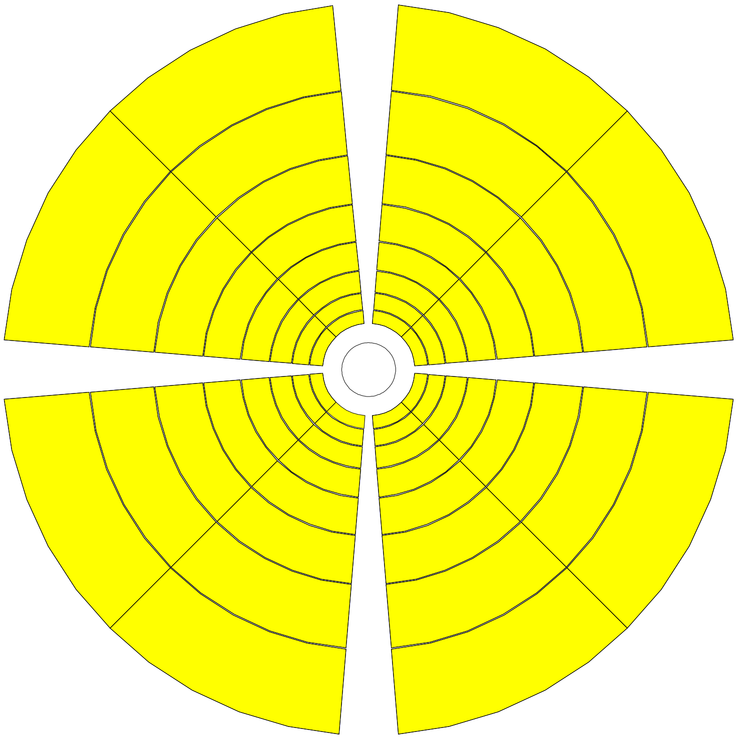

Abbildung 3.4: Die Geometrie des Siliziumpadzählers.

## 3.3 Die RICH-Detektoren

Im CERES-Experiment werden zwei ringabbildende Čerenkovzähler (RICH) verwendet. Das Prinzip des RICH wurde 1977 von Seguinot und Ypsilantis [65] vorgeschlagen. Es besteht aus einem sphärischem Spiegel, in dessen Krümmungsmittelpunkt sich das Target und in der Fokalebene $f = R/2$ ein ortsempfindlicher Detektor befindet. Der Raum zwischen Detektor und Spiegel ist mit einem Radiator vom Brechungsindex $n$ gefüllt, in dem geladene Teilchen Čerenkovlicht unter dem Winkel

$$\Theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \tag{3.1}$$

emittieren, sofern die Bedingung $\beta > 1/n$ erfüllt ist. Im Falle von hochrelativistischen Elektronen ist es günstiger, statt der Geschwindigkeit $\beta$ den Lorentzfaktor $\gamma$ einzuführen. So ergibt sich für den Schwellenwert:

$$\gamma_{th} = \left[1 - \frac{1}{n^2}\right]^{-\frac{1}{2}} \tag{3.2}$$

Die unter festem Winkel abgestrahlten Čerenkovphotonen werden im Fokus auf einen Ring abgebildet. Bei konstantem Brechungsindex ist der Ringradius ein Maß für die Geschwindigkeit des Teilchens und kann somit zur Teilchenidentifikation eingesetzt werden. Für den Öffnungswinkel im Limes $\gamma \to \infty$ ergibt sich die einfache Beziehung:

$$\Theta_\infty = \frac{1}{\gamma_{th}} \tag{3.3}$$

Der Radius des abgebildeten Ringes für $\gamma \geq \gamma_{th}$ ist gegeben durch:

$$R = R_\infty \left[1 - \left(\frac{\gamma_{th}}{\gamma}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{3.4}$$

Für die Zahl der Photonen auf dem Ring gilt:

$$N = N_\infty \left[1 - \left(\frac{\gamma_{th}}{\gamma}\right)^2\right] \tag{3.5}$$

Die Intensität der Čerenkovstrahlung, definiert als die Zahl der abgestrahlten Photonen pro Wegstrecke und Wellenlängen- oder Frequenzintervall ist:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}l\,\mathrm{d}\omega} \propto \text{const.} \tag{3.6}$$

Bei der Berechnung der zu erwartenden asymptotischen Photonenzahl $N_\infty$ muß die Nachweiseffizienz $\epsilon(\omega)$ der Photonen berücksichtigt werden:

$$N_\infty = \frac{2\pi\alpha}{c}\frac{L}{\gamma_{th}^2}\int \epsilon(\omega)\mathrm{d}\omega = N_0\frac{L}{\gamma_{th}^2} \tag{3.7}$$

wobei $L$ die Länge des Radiators darstellt. $\gamma_{th}$ ist der über die betrachteten Frequenzen gemittelte Wert.
Die Güte eines RICH Detektors ist durch die Größe $N_0$ bestimmt. Sie hängt im wesentlichen von der Transmission der Photonen durch alle Komponenten des Detektors sowie von der Nachweiseffizienz der UV-Zähler ab. Im CERES-Experiment beträgt sie $N_0 = 131$ cm$^{-1}$ im ersten und 75 cm$^{-1}$ im zweiten RICH-Detektor (siehe Tabelle B.3 im Anhang B). Die in CERES verwendeten RICH-Detektoren weichen von der klassischen RICH-Geometrie insofern ab, als durch Verschiebung des Targets aus dem Krümmungsmittelpunkt des Spiegels eine fast flache Bildebene strahlaufwärts vom Target entsteht (Abb. 3.5). Zum einen können deshalb ebene UV-Zähler verwendet werden, zum anderen sind diese nicht dem Teilchenstrom der Wechselwirkung in Vorwärtsrichtung ausgesetzt.

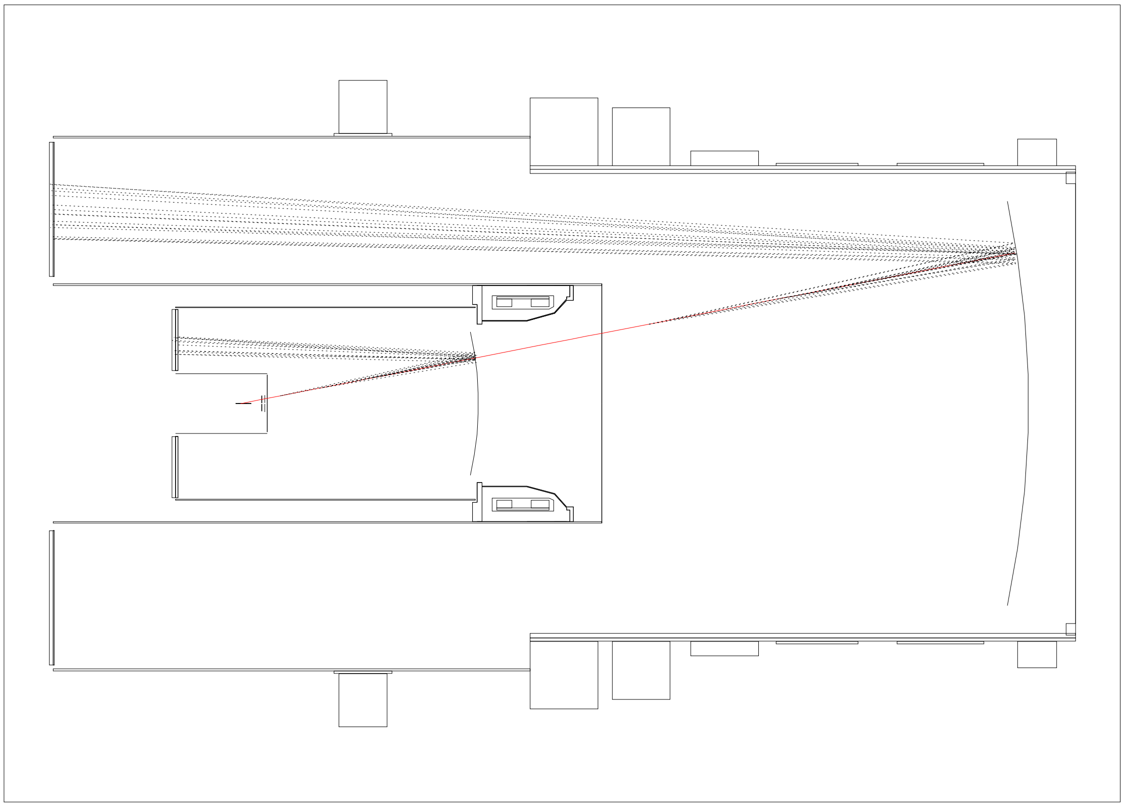

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung beider RICH-Detektoren im CERES-Experiment in einer Monte-Carlo-Simulation (GEANT). Gezeigt ist die Trajektorie eines Elektrons mit $\gamma \gg \gamma_{th}$, welches in RICH-1 und 2 Čerenkovphotonen emittiert.

### 3.3.1 Radiatoren

Als Radiatorgas in CERES wird $CH_4$ bei atmosphärischem Druck verwendet. Die effektive Čerenkovschwelle beträgt dabei $\gamma_{th} \simeq 32$ (siehe Tabelle B.3 im Anhang). Dies führt zu einem asymptotischen Radius von $R_\infty \simeq 31.25$ mrad. Für Elektronen mit $p = 100$ MeV/c ergibt sich $R/R_\infty \simeq 0.99$ und $N/N_\infty \simeq 0.97$. Die hohe Schwelle gewährleistet, daß im wesentlichen nur Elektronen Čerenkovlicht erzeugen und das Spektrometer auf über 90% aller geladenen Hadronen nicht sensitiv ist (Prinzip des *Hadron Blind Tracking*). Die meisten der verbleibenden geladenen Hadronen erzeugen aber keine rekonstruierbaren Ringe, sondern nur einzelne Photonen.
Radiator-1 ist nur etwa halb so lang wie Radiator-2. Die dadurch erzeugte kleinere Photonenzahl wird durch eine größere Transmissionsbandbreite des Eintrittsfensters in RICH-1 ausgeglichen, was auch die leichten Unterschiede in $\gamma_{th}$ erklärt.

Durch die Geometrie der beiden RICH-Radiatoren wird auch die endgültige Akzeptanz des gesamten Spektrometers festgelegt. RICH-2 deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2.07 < \eta < 2.69$ ab, wobei auch noch Ringe mit 2/3 Durchmesser mit eingeschlossen sind. Dieser wird auch als *effektiver Fiducial*-Bereich bezeichnet. RICH-1 spannt einen größeren Bereich von $1.88 < \eta < 2.81$ auf, da die Ringe am Außenrand zusätzlich als Veto dienen (*effektive Veto*-Region).

Die Ringauflösung und damit die Genauigkeit der Impulsbestimmung hängt stark von der chromatischen Dispersion $\mathrm{d}n(\omega)/\mathrm{d}(\omega)$ des Gases ab, die mit 93% (68%) zur Ringauflösung beiträgt (siehe Tabelle B.4 im Anhang B). Der Vorteil von $CH_4$ liegt in der geringen Strahlungslänge.

### 3.3.2 Spiegel

Die Spiegel reflektieren die unter einem festen Winkel entlang der Teilchentrajektorie emittierten Čerenkovphotonen auf einen Ring in der Fokalebene. Sie müssen eine hohe UV-Reflektivität und ausreichende optische Qualität aufweisen. Der Spiegel in RICH-1 muß zudem eine geringe Strahlungslänge besitzen, um die Vielfachstreuung der durchlaufenden Teilchen zu begrenzen. Diesen Erfordernissen wurde in RICH-1 durch eine neuartige Konstruktion Rechnung getragen. Der Spiegel besteht aus einer Kohlefaserschale von nur 1 mm Dicke, die eine Epoxidharzschicht trägt. Diese Schicht härtete in Kontakt mit einer goldbedampften Glasform von optischer Qualität aus und wurde nach der Trennung mit Aluminium bedampft. Der so erzeugte Spiegel ist zu $\geq$ 85% UV-reflektiv bei einer Strahlungslänge von nur 0.4%. Die Brennweite des Spiegels in RICH-1 beträgt 126 cm bei einem Detektorabstand von $\simeq$ 126.8 cm. Seine *lokale* Qualität ist ausgezeichnet und beeinflußt die Auflösung nur minimal ($\sigma <$ 0.10 mrad). Bei der Konstruktion der Spiegelhalterung wurde aus thermischen Gründen ein Invar-Rahmen verwendet, der mit nur drei Punkten am Detektor fixiert ist. Auf diesen Rahmen werden bei eingeschaltetem magnetischen Feld Kräfte parallel zur Strahlachse ausgeübt, die zu einer Deformation der gesamten Spiegeloberfläche führen. Um diesen nicht-trivialen Defekt bei der Rekonstruktion der Spuren zu kompensieren, sind recht aufwendige Korrekturen notwendig.
Da die Strahlungslänge des Spiegels in Rich-2 ohne Relevanz ist, konnte hier ein aus 10 Einzelstücken bestehender, 6 mm dicker Glasspiegel mit vergleichbarer UV-Reflektivität verwendet werden. Aufgrund von Schwierigkeiten während des Fertigungsprozesses der Spiegelsegmente von RICH-2 konnte die geforderte Fokallänge von 405 cm nicht eingehalten werden. Die über alle 10 Segmente gemittelte Brennweite beträgt 425 cm, schwankt jedoch lokal zwischen 422 und 429 cm. Die Abbildungsqualität ist hier erheblich schlechter als beim Spiegel in Rich-1 ($\sigma \simeq$ 0.35 mrad). Bei der Spurrekonstruktion mußten den Variationen in der Fokallänge sowie einer leichten Verkippung des Spiegels mit einer granularen Korrekturtabelle Rechnung getragen werden.

stärkt. Diese driften von der ersten Transferstufe durch die Gate-Elektrode[2] in die zweite Verstärkungsstufe. Es folgt eine weitere Transferstufe und die Drahtverstärkungszone. Diese letzte Verstärkungsstufe wurde als Vieldrahtebene (MWPC) ausgelegt. Die Verstärkung bei großen Eingangssignalen ist hier hochgradig nichtlinear. Im Gegensatz zu einer Parallelplattenstufe ist die Gefahr von Gasentladungen (*Sparks*), die durch geladene Teilchen mit hohem Ionisationsvermögen ausgelöst werden können, um mehrere Größenordnungen reduziert [56]. Auf diese Weise wird eine dynamische Bandbreite von einem Photoelektron bis hin zu 5000 primären Elektronen, wie sie z. B. von Protonen im Bragg-Maximum erzeugt werden können, erzielt. Die unter Strahlbedingungen im Dauerbetrieb erreichbare Verstärkung beträgt etwa $5 \cdot 10^5$.
Die letzte Kathode besteht aus einer Widerstandsschicht mit 130 M$\Omega/\Box$, einer dielektrischen Schicht und der Padelektrode. Die resistive Kathode definiert einerseits das Potential für die Drahtverstärkung, ist aber andererseits transparent für die Influenzsignale der Lawinen um die Drähte. Die hinter der Kathode und einer Isolatorschicht angebrachten Pads liegen auf Erdpotential. Damit sind beide Enden der Zähler, sowohl das Eintrittsfenster als auch die Ausleseseite, geerdet. Die Aufteilung der Gesamtverstärkung in drei Stufen dient der Vermeidung von sekundären Lawinen, die durch rückwärts laufende Photonen ausgelöst werden könnten (*Photon Feedback*). Die UV-Zähler sind in 5(8) Sektoren[3] unterteilt die jeweils separat mit Hochspannung versorgt werden.

Die Padelektrode besteht aus 53800 (48400) schachbrettartig angeordneten Metallpads mit einem Rastermaß von 2.74 (7.62) mm. Der Radius eines asymptotischen Čerenkovringes beträgt 14.5 (16.4) Pads oder 4 (12.5) cm. Gruppen von jeweils $8 \times 32$ ($11 \times 11$) Pads werden auf der Detektorrückwand über Steckverbindungen mit Modulen verbunden, die je 4 (2) CAMEX-Chips tragen. In jedem CAMEX-Chip befinden sich 64 Vorverstärker, die im Multiplex-Verfahren ausgelesen werden. Die Analogsignale aller Kanäle werden über 16 differentielle Leitungen in ADCs eingespeist und dort digitalisiert [66]. Dabei wird eine Nullpunktskorrektur und eine Nullunterdrückung durchgeführt.

### 3.3.4 Magnetfeld

Zwischen den beiden Radiatoren befindet sich ein supraleitendes Spulenpaar, das von entgegengesetzten Strömen durchflossen wird. Beim Passieren des Magnetfeldes erfahren die Teilchen eine azimutale Ablenkung $\Delta\phi$ (120 mrad bei 1 GeV/c Impuls und nominellem Feld) aus der der Impuls bestimmt werden kann. Außerhalb des Radiators von RICH-2 sind mehrere normalleitende Korrekturspulen angebracht. Durch geeignete Wahl der Ströme im Spulenpaar und in den Korrektur-

[2] Die Gate-Elektrode wird seit der Modifikation der Kammern 1991 nicht mehr benutzt.
[3] Die Werte in Klammern beziehen sich jeweils auf UV-2.

spulen gewährleistet diese Anordnung, daß der Radiator von RICH-1 feldfrei ist und die Feldlinien im Radiator von RICH-2 nahezu parallel zu den Teilchentrajektorien verlaufen, um diese nicht zu beeinflussen (konisch zum Target).
In zweiter Näherung kreuzen azimutal abgelenkte Teilchen die Feldlinien und erfahren eine Ablenkung in Richtung der Strahlachse. Diese beträgt

$$\Delta\Theta = 55.6(\Delta\phi)^2 \frac{\mathrm{mrad}}{\mathrm{rad}^2} \tag{3.8}$$

In Abb. 3.1 ist der Feldverlauf schematisch eingezeichnet. Die nominelle Feldstärke in der Mitte der supraleitenden Spule beträgt 0.46 T und steigt auf 0.58 T in der Akzeptanzmitte bei $\Theta = 11^\circ$. In Höhe der UV-Detektoren beträgt das Restfeld nur etwa 10-50 Gauß.
Die Feldfreiheit des ersten RICH-Detektors erlaubt die Identifikation und Rejektion von Paaren aus Photokonversionen und $\pi^0$-Dalitzzerfällen anhand ihrer kleinen Öffnungswinkel.

### 3.3.5 Trigger

Der Beschleunigungsvorgang der Schwefelionen am CERN-SPS ist in Zyklen von $\sim 20\ s$ Dauer unterteilt. Am Anfang jedes Zyklus werden die vom PS auf 28 GeV/u beschleunigten Ionen in das SPS eingefüttert und dort auf Endenergien von 200 GeV/u hochbeschleunigt. In der folgenden 4 $s$ dauernden Phase, dem sogenannten *Burst*, wird die Strahlenergie konstant gehalten, die Ionen aus dem Ring extrahiert und den einzelnen Experimenten zugeführt. In der S-Strahlzeit 1992 wurden im Mittel $1 \cdot 10^6$ Ionen pro Burst erreicht. Die typische Wechselwirkungsrate im CERES-Experiment mit segmentierten Au-Target beträgt etwa $5 \cdot 10^4/4\ s$. Sie ist dabei jedoch von peripheren Kollisionen dominiert, in denen nur geringe Energiedichten erreicht werden.

Abb. 3.7 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der tranversalen Energie $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_\perp$ ($E_\perp = E \sin\Theta$) für 200 GeV/u S-Kern-Kollisionen im Rapiditätsintervall $-0.1 < \eta < 2.9$ [67]. Wegen der in guter Näherung geltenden Relation

$$\frac{\mathrm{d}E_\perp}{\mathrm{d}\eta} \simeq \langle p_\perp \rangle \frac{\mathrm{d}N_{ch}}{\mathrm{d}y} \tag{3.9}$$

lassen sich daraus Multiplizitäten und assoziierte Wirkungsquerschnitte ableiten. So resultieren die Werte mit kleinem $E_\perp$bis hin zum Abknicken des Plateaus aus peripheren Stößen mit geringer Multiplizität. Diese dominieren den totalen Wirkungsquerschnitt. Der darüberliegende Anteil hingegen stammt aus zentralen Ereignissen mit hoher Energiedichte $\varepsilon \propto \mathrm{d}E_\perp/\mathrm{d}\eta$, den Ereignissen, die für die physikalische Fragestellung relevant sind.

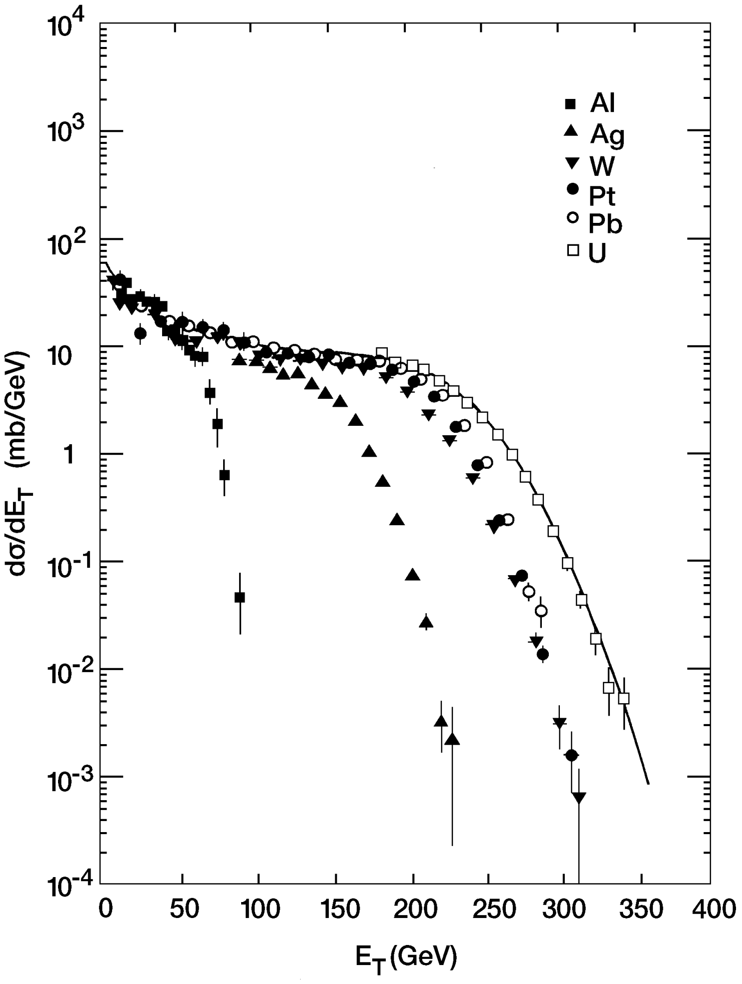


Abbildung 3.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt der tranversalen Energie $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}E_\perp$ für $-0.1 < \eta < 2.9$ in 200 GeV/u S-Al, Ag, Pt, W Pb und U Kollisionen [67].

Aufgabe des $1^{st}$-*Level-Triggers* ist es, diese Ereignisse zu selektieren. Notwendige Voraussetzung für die Erzeugung eines Triggersignals ist ein nachgewiesenes Strahlteilchen in Szintillatoren vor dem Experiment (*Strahltrigger*). Der eigentliche $1^{st}$-Level-Trigger wird aus den Signalen des Siliziumpadzählers erzeugt. Es können dabei bis zu vier Multiplizitätsfenster gesetzt werden, die mit unterschiedlichen Untersetzungsfaktoren in den Trigger eingehen. Zu Diagnosezwecken wird noch zusätzlich eine geringe Raten an Zufallstriggern mit beigemischt.

Eine konservative Abschätzung der zu erwartenden Rate an $e^+e^-$-Paaren in zentralen Kollisionen aus hadronischen Quellen ergibt einen Wert von $\leq 3{\cdot}10^{-4}$ Paare/Ereignis bei $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}y \sim 150$.

Die Notwendigkeit einer weiteren Selektion ist offensichtlich. Dies ist die Aufgabe des $2^{nd}$-*Level-Triggers* [68, 69, 70, 71], der die Tatsache nutzt, daß die um mehrere Größenordungen häufigeren Untergrundpaare (Konversions- und $\pi^0$-Dalitzpaare) im Gegensatz zu den Signalpaaren in RICH-1 kleine Öffnungswinkel aufweisen. Er ist in der Lage Ringzentren schnell zu erkennen und zu korrelieren. Dazu wird 1/4 der RICH-1-Pads in einem groben Raster ausgelesen und in ein systolisches Array von $160 \times 176$ Prozessorelementen sequentiell eingefüttert. Dabei werden die Padamplituden mit einer vorgegebenen Schwelle verglichen und nur die digitalisierte Information im Prozessor weiterverarbeitet. Um eine effiziente Mustererkennung erst zu ermöglichen, mußten im ersten Schritt vom Triggeralgorithmus störende Signale anhand ihrer charakteristischen Form erkannt und aus dem zu bearbeitenden Muster entfernt werden. Der dadurch bedingte Effizienzverlust auf Signalpaare mußte zwangsläufig hingenommen werden. Als ein Nebeneffekt der Aufräumverfahren ergibt sich zudem eine Unterdrückung von Doppelringen aus Photokonversionen aufgrund ihrer größeren Amplituden. Mit Hilfe einer parallel ausgeführten Hough-Transformation[4] werden anschließend asymptotische Ringe gesucht und nahe beieinanderliegende Zentren ($\theta < \theta_{ch}$) verworfen. Ein Triggersignal wird gegeben, wenn zwei oder mehr isolierte Ringe vorliegen. Die Zeit bis zur Triggerentscheidung betrug etwa 500 $\mu s$ und war durch die Auslesezeit der Pads ($\sim$ 450 $\mu s$) dominiert. Eines der wesentlichen Probleme während der Datennahme war die Störungen durch den Abbruch der Padauslese infolge negativer Triggerentscheidungen, die zur einer Verschiebung der Nullpunktlage führte. Der $2^{nd}$-Level-Trigger kam während der S-Strahlzeit 1992 erstmalig zum Einsatz.

[4]Ein analoges Verfahren wird in der Ringrekonstruktion verwendet und in Abschnitt 5.1.2 näher beschrieben.

# Kapitel 4

# Die Datensätze

Die in dieser Arbeit diskutierten Datensätze wurden in der Schwefel-Strahlzeit im Frühjahr 1992 aufgenommen. Tabelle 4 enthält eine Übersicht der wesentlichen Datensätze dieser Strahlzeit.
Im Datensatz 1 wurde $C_2H_6$ alternativ zu $CH_4$ als Radiatorgas eingesetzt. $C_2H_6$ hat eine deutlich geringere Čerenkovschwelle $\gamma_{th} \simeq 25$ und folglich weisen die asymptotischen Ringe einen größeren Radius und eine höhere Zahl an Photonen auf. Schon die ersten Tests zeigten jedoch, daß der gestiegene Anteil der Photonen aus dem

| | **Trigger** | **Target** | **Dauer** | **Feld** | **Radiatorgas** | **Ereignisse** |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | FLT[a] | $40 \times 50\ \mu$m Au | $27h$ | 100% | $C_2H_6$ | $0.11 \cdot 10^6$ |
| 2 | FLT | $40 \times 50\ \mu$m Au | $23h$ | 33% | $N_2$ | $0.27 \cdot 10^6$ |
| 3 | FLT | $40 \times 50\ \mu$m Au | $15d$ | 100% | $CH_4$ | $3.32 \cdot 10^6$ |
| 4 | FLT | $100\ \mu$m Pt | $17h$ | 0% | $CH_4$ | $0.17 \cdot 10^6$ |
| 5 | SLT[b] | $40 \times 50\ \mu$m Au | $5.3d$ | 100% | $CH_4$ | $2.72 \cdot 10^6$ |
| 6 | FLT | $200\ \mu$m Pt | $5h$ | 100% | $CH_4$ | $0.07 \cdot 10^6$ |
| 7 | QED[c] | $50\ \mu$m Pt | $54h$ | 20% | $CH_4$ | $3.25 \cdot 10^6$ |
| S-Strahlzeit | | | $(30d)$ | | | $9.91 \cdot 10^6$ |

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der wesentlichen Datensätze der S-Strahlzeit 1992.

[a] $1^{st}$-Level-Trigger
[b] $2^{nd}$-Level-Trigger
[c] Spezieller Trigger-Aufbau zur Messung von $e^+e^-$-Paaren aus $\gamma\gamma$-Reaktionen in distanten Schwefel-Platin-Kollisionen [60].

hadronischen Untergrund eine effiziente Mustererkennung – trotz besser definierter Ringe – eher erschwert. $N_2$ als Radiatorgas besitzt dagegen eine höhere Schwelle als $CH_4$ ($\gamma_{th} \simeq 42$). Dies führt zu entsprechend kleineren Ringradien und einer deutlich verringerten Zahl an Čerenkovphotonen. Zusammen mit einer kleineren Feldstärke eignet sich diese Kombination vor allem zur Messung von Photonen über die Konversionsmethode (Datensatz 2) [58, 59]. Die Rekonstruktionseffizienz von Einzelringen ist hingegen zu gering, um den Vorteil der reduzierten Zahl an Photonen aus hadronischen Quellen aufzuwiegen, so daß für alle weiteren Messungen $CH_4$ eingesetzt wurde.

Die vollständige Rekonstruktion der Teilchenspuren und ihrer Impulse muß anhand von einem Raumpunkt (Siliziumdriftkammer) und zwei Winkeln (RICH-1, RICH-2) durchgeführt werden. Eine genaue Interkalibration aller Komponenten ist darum unerläßlich. Zur Eichung von RICH-1 relativ zur Siliziumdriftkammer (SiDC) wurde ein 200 $\mu$m dünnes Platintarget verwendet (Datensatz 6). Der so wohldefinierte Vertex erlaubt, zusammen mit den Ringmittelpunkten in RICH-1, die Korrektur der SiDC-Position. Zur Justierung von RICH-2 relativ zu RICH-1 sollte ursprünglich die Messung von harten Elektronspuren und Pionen bei ausgeschaltetem Magnetfeld dienen (Datensatz 4). Aufgrund der erst später entdeckten Abhängigkeit der Abbildungseigenschaften des Spiegels in RICH-1 vom Magnetfeld (siehe Abschnitt 3.3.2) kann eine Eichung jedoch nur bei vollem Feld durchgeführt werden.

Gegenstand dieser Arbeit sind die beiden größten Datensätze 3 und 5 mit zusammen $6 \cdot 10^6$ Ereignissen. In beiden Messungen war es Aufgabe des $1^{st}$-Level-Triggers (FLT), sowohl die Datensätze mit zentralen Kollisionen anzureichern als auch einen möglichst großen Multiplizitätsbereich für spätere systematische Studien abzudecken. Zu diesem Zweck wurde das analoge Summensignal des Siliziumpadzählers in zwei Intervalle, Multiplizitäten von $40 < \mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta < 125$ und $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta \geq 125$ entsprechend, eingeteilt und zusätzlich die Triggerrate des kleineren Bereichs, abhängig von der Strahlintensität, so herunterskaliert, daß die Zahl der Trigger aus beiden Bereichen sich die Waage hält. In 15 Tagen Strahlzeit wurden $3.32 \cdot 10^6$ ausschließlich vom $1^{st}$-Level-Trigger selektierte Ereignisse aufgezeichnet. In den folgenden 6 Tagen kam erstmalig der $2^{nd}$-Level-Triggerprozessor (SLT) zum Einsatz. Der Triggeralgorithmus wurde dazu mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen so optimiert, daß eine Effizienz von $\sim 50\%$ bei gleichzeitiger Rejektion von Untergrundereignissen um einen Faktor 6 erzielt werden kann. Der in den Simulationen erreichte Anreicherungsfaktor von 3 ist jedoch in den Daten nicht zu beobachten (siehe Kapitel 6). Ein Vergleich beider Datensätze unter der Annahme gleicher Rekonstruktionseffizienzen deutet auf einen Anreicherungsfaktor von $\simeq 2$ hin. Während dieser zweiten Messung wurden die Daten von $2.72 \cdot 10^6$ Ereignissen auf Band aufgenommen. Abb. 4.1 zeigt die Multiplizitätsverteilungen beider Datensätze. Deutlich zu sehen ist die Stufe bei $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta \approx 125$ aufgrund der

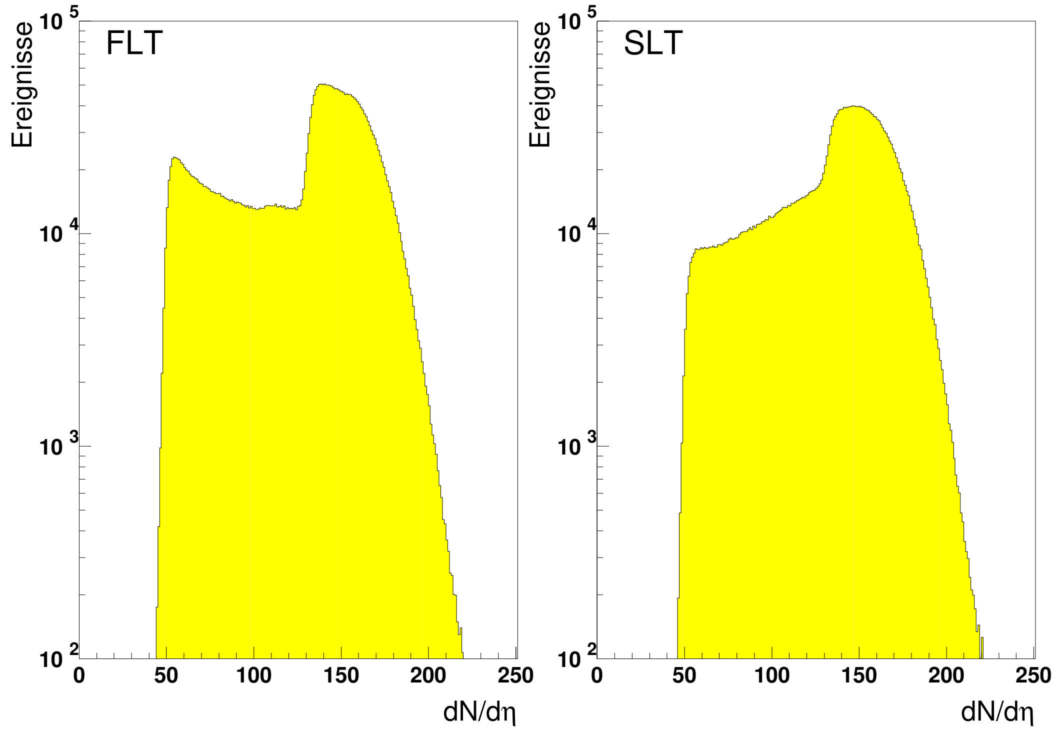


Abbildung 4.1: Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen im FLT- und SLT-Datensatz

unterschiedlichen Skalierungsfaktoren der Multiplizitätsfenster. Der unterschiedliche Verlauf der Spektren bei kleinen Multiplizitäten macht den Einfluß des $2^{nd}$-Level-Triggers deutlich. In beiden Datensätzen beträgt die mittlere Multiplizität $\langle \mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta \rangle = 125$.

Die wohl sensitivsten Komponenten des Spektrometers sind die UV-Zähler. Viele relevante Größen, die für ein effizientes Funktionieren der Kammern notwendig sind, wie Gasmischungsverhältnis, Gasfluß und Temperatur können direkt geregelt werden. Andere Einflüsse wie der atmosphärischer Luftdruck beeinflussen zusätzlich die Verstärkung der Kammern und damit direkt die Nachweiseffizienz der Čerenkovphotonen. Abb. 4.2 zeigt den Verlauf der mittleren Verstärkung der UV-Zähler während der S-Strahlzeit. Diese ist mit dem Inversen der gemessenen Luftdruckwerte für den entsprechenden Zeitraum korreliert [72].

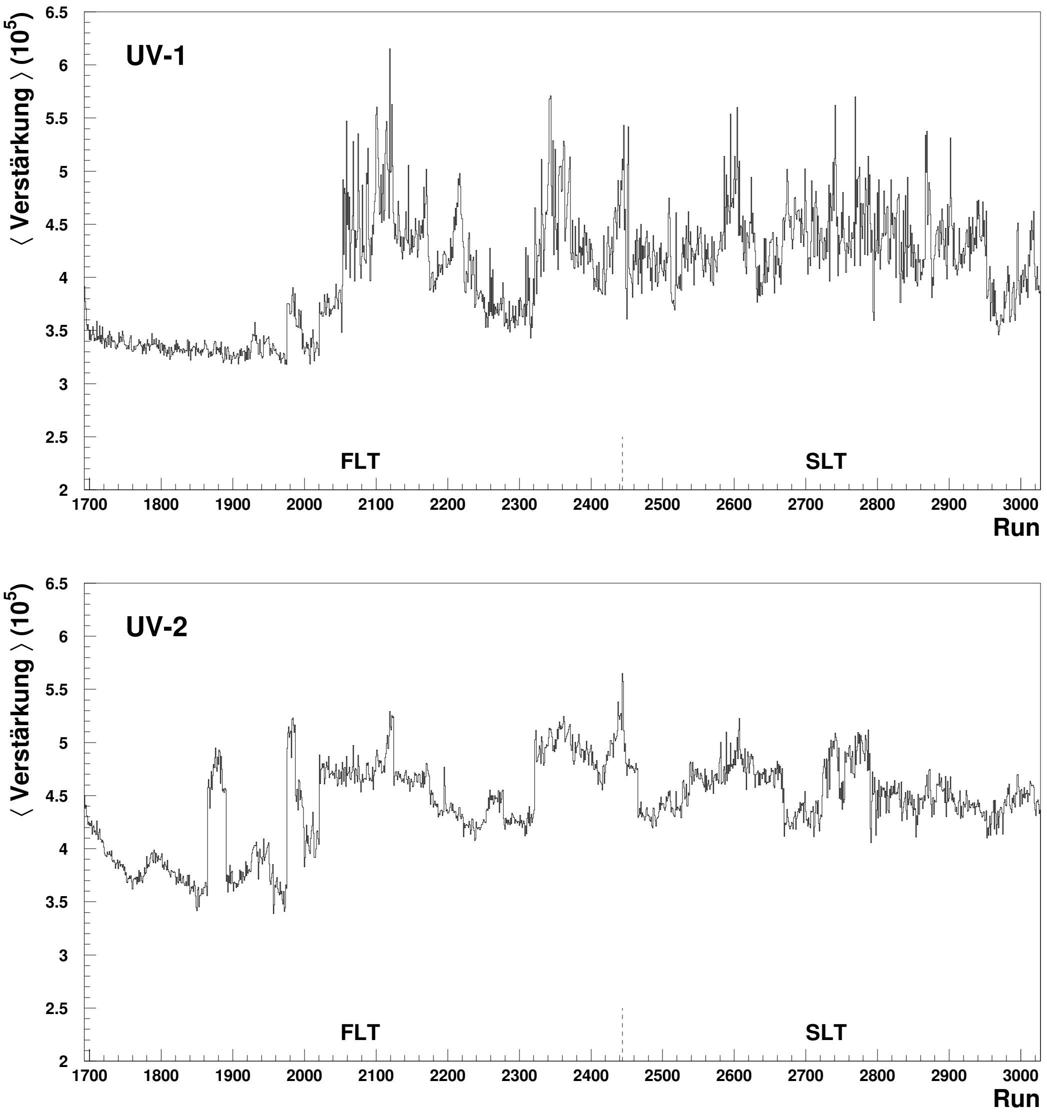


Abbildung 4.2: Mittlere Verstärkung der UV-Zähler während der S-Strahlzeit 1992.

# Kapitel 5

# Rekonstruktion von Elektronspuren

CERES ist das erste Experiment, in dem zur Rekonstruktion, Identifikation und Impulsmessung der Teilchenspuren ausschließlich Informationen aus ringabbildenden Čerenkovdetektoren zu Verfügung stehen. Im Unterschied zu Experimenten, in denen RICH-Zähler zusammen mit Trackingdetektoren eingesetzt werden (DELPHI, OMEGA), sind hier die Ringzentren a priori nicht bekannt. Primäre Aufgabe der Analyse ist es, in Anwesenheit von elektronischem und physikalischem Untergrund die Čerenkovringe mit hoher Effizienz zu bestimmen und die Zahl der falsch rekonstruierten Ringe möglichst stark zu unterdrücken. Da keinerlei zusätzliche Information in die Analyse einfließt, geht die Ringfindeeffizienz in den einzelnen RICH-Detektoren mit der *vierten* Potenz in die der Paare ein.
Bei keinem der im CERES-Experiment eingesetzten Detektoren konnte auf schon vorhandene Rekonstruktionstechniken zurückgegriffen werden, da die spezifischen Probleme der Mustererkennung hier gänzlich neu und sehr komplex sind. Zusätzlich mußte, aufgrund der großen Zahl der auf Band geschriebenen Ereignisse, die Zeit zur Analyse eines Ereignisses minimal gehalten werden ($\leq 1s$)).
Als *das* Hauptproblem in der Erstellung der Programme zur Mustererkennung stellte sich die effiziente Unterdrückung von Zufallsringen heraus, also von Mustern, die zwar von den Algorithmen als Ringe rekonstruiert werden, aber dessen UV-Photonen nicht, oder nur zu einem kleinem Teil von einzelnen Elektronen herrühren. Einen großen Fortschritt zur Unterscheidung von echten und falschen Ringen erbrachte der Einsatz von Neuronalen Netzen, die 1993 erstmalig in der Analyse verwendet wurden.

Während der Analyse werden drei verschiedene Koordinatensysteme benutzt, die der jeweiligen Symmetrie der Aufgabe angepaßt sind (Abb. 5.1). Die Koordinatensysteme sind so gewählt, daß die z-Achse der Strahlachse entspricht und in Blickrichtung zeigt. Sie sind aus praktischen Gründen linkshändig ausgelegt. Bis

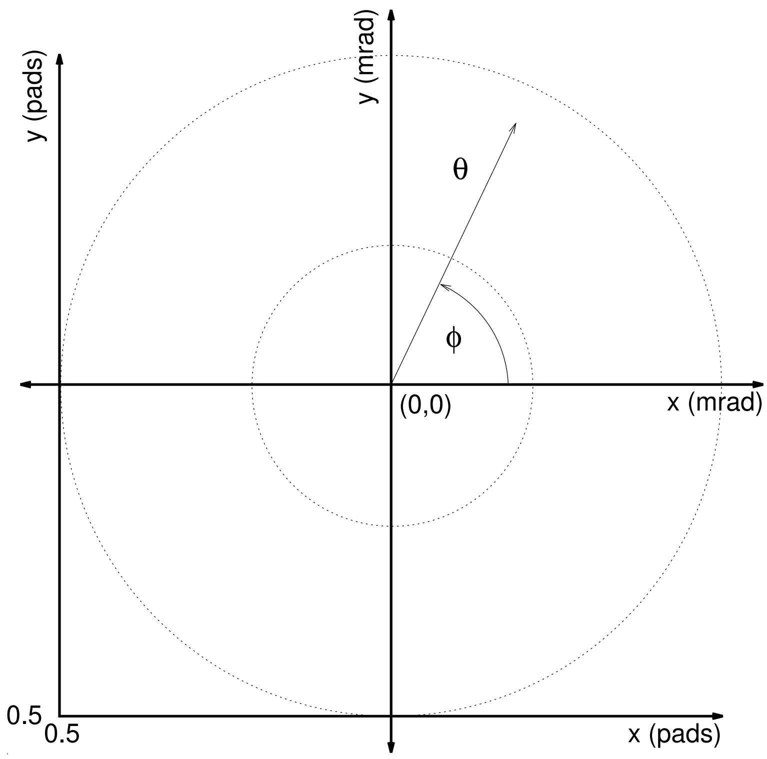


Abbildung 5.1: Die Koordinatensysteme des CERES-Experiments.

hin zur Rekonstruktion der Ringe wird das durch die Geometrie der Padauslese vorgegebene, äußere Koordinatensystem benutzt. Der Ursprung ist durch das linke unterste Pad festgelegt. Eine Einheit entspricht der Padgröße 2.74 (7.62) mm. Die Koordinaten der Ringe wiederum werden in einem kartesischen – jedoch in $x$ und $y$ in Winkeln gemessenen – System angegeben (RICH-Detektoren messen nur Winkel !). Hier liegt der Ursprung auf der Strahlachse, die Einheit ist Milliradian. Die Teilchentrajektorien werden schließlich in Polarkoordinaten abgespeichert. Dabei wird der Azimutwinkel $\phi$ von der $x$-Achse aus gemessen. Der Radius $\theta = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ entspricht dem Polarwinkel der Spur zur Strahlachse. Die Abbildung des $\theta$-Winkels auf den Radius des dazugehörigen Treffers in der Siliziumdriftkammer bei gleichem $\phi$ ermöglicht die Bestimmung des Vertex und die Festlegung der absoluten Raumkoordinaten des Teilchens.

Die Analysekette bis hin zur Rekonstruktion aller Elektronspuren im Ereignis gestaltet sich wie folgt:

1. Rekonstruktion der Elektronringe in beiden RICH-Detektoren und präzise Bestimmung ihrer Zentren

2. Rekonstruktion der Elektronspuren und ihrer Impulse

3. Trefferrekonstruktion in der Siliziumdriftkammer

4. Bestimmung des Vertex mit Hilfe der RICH-Spurwinkel und der Ortsinformation aus der Siliziumdriftkammer.

Damit stehen die Viererimpulse und die absoluten Raumkoordinaten der Elektronen bzw. Positronen zu Verfügung, wie sie zur Paarrekonstruktion und Untergrundrejektion benötigt werden.

## 5.1 Ringrekonstruktion in den RICH-Detektoren

In diesem Abschnitt werden die Analyseschritte, von der Aufbereitung der Rohdaten bis hin zur Rekonstruktion der asymptotischen Elektronringe, erläutert und die Ergebnisse in Bezug auf die Spektrometereigenschaften diskutiert. In der Terminologie der RICH-Mustererkennung werden die folgenden Begriffe verwendet:

**Pad** Ein Pad ist das durch die Ausleseelektronik vorgegebene kleinste Grundmuster. Es wird durch seine Position $x, y$ und Amplitude charakterisiert. Die RICH-Akzeptanz wird von $288 \times 288$ ($286 \times 286$) Pads abgedeckt. Die Amplitude wird in Einheiten von 3000 (2200) Elektronen mit Werten zwischen 0 und 255 gemessen. Die Größe eines Pads entspricht einem Winkel von 2.18 (1.82) mrad.

**Hit** Als Hit bezeichnet man das Ladungsignals eines einzelnen Čerenkovphotons im UV-Detektor. Die Form ist durch die influenzierte Ladungsverteilung sowie die Elektronendiffusion in den Zählern bestimmt. Im Prinzip handelt es sich um eine durch eine unendliche Reihe definierte, glockenförmige Verteilung, die in der 1-dimensionalen Projektion eine Form $\propto 1/\cosh x$ aufweist. Aufgrund der Größe der Pads wird aber kein kontinuierliches Signal beobachtet, sondern die auf den einzelnen diskreten Pads influenzierte Ladung – die Integration der kontinuierlichen Verteilung über die Fläche der Pads. Eine 2-dimensionale Gaußfunktion stellt eine gute Approximation der tatsächlichen Ladungsverteilung dar [72]. Die gemessene Breite beträgt FWHM$=$ 1.93 (1.55) Pads oder $\sigma = 0.82$ (0.66) Pads. Aufgrund der Aufteilung der Ladung über mehrere Pads kann die Position des ursprünglichen UV-Photons auf 0.15 (0.07) Pads genau bestimmt werden. Die Amplituden der Hits sind exponentiell verteilt, eine Eigenschaft, die die Mustererkennung erheblich erschwert.

**Cluster** Unter einem Cluster versteht man generell ein großes, zusammenhängendes Gebiet von Pads hoher Amplituden, welches nicht, oder nur zu einem kleinen Teil, von Čerenkovphotonen aus den RICH-Detektoren herrührt.

Abb. 5.2 zeigt ein typisches S-Au-Ereignis in RICH-1 und 2. Dargestellt sind hier die unbehandelten Rohdaten, um die Problematik der Mustererkennung zu verdeutlichen. Um eine effiziente Rekonstruktion von Ringen zu ermöglichen, müssen zuerst nicht-relevante störende Muster erkannt und entfernt werden. Auf den verbleibenden Pads werden Ringkandidaten gesucht und in deren Umgebung die Signale der einzelnen Čerenkovphotonen rekonstruiert. An diese werden schließlich Ringe mit asymptotischen Radius angepaßt (*Ringfit*) um die bestmögliche Ortsauflösung zu erhalten. Für jeden potentiellen Čerenkovringe wird eine Anzahl charakteristischer Parameter ermittelt und diese in ein auf dem Rechner implementiertes Neuronales Netz eingegeben. Das Netz bewertet die Qualität bzw. die Echtheit des Ringe.

### 5.1.1 Rohdatenaufbereitung und Untergrundreduktion

Zu Beginn jedes Runs wird für jedes Pad der Mittelwert und die Standardabweichung für 10 Ereignisse ohne Interaktion gemessen und auf Band geschrieben. Die Schwankung des Mittelwerts ist ein Maß für das elektronische Rauschen jedes Padkanals und beträgt typisch 2000 – 3000 Elektronen. Für jedes ausgelesene Pad wird die Amplitudeninformation um diesen Mittelwert korrigiert. Ein Pad wird nur berücksichtigt, wenn sein Signal 3 Standardabweichungen des ermittelten Rauschens übersteigt. Um die Datenmenge zu minimieren, werden schon bei der Datennahme nur solche Pads aufgezeichnet, deren Amplitude einen gewissen Schwellenwert übersteigen. Ein Ausnahme bilden die sogenannten Gridkanäle, die in einem regelmäßigen Muster die gesamte Padfläche überdecken (siehe Abb. 5.2). Mit ihrer Hilfe können Spannungsänderungen der Zählersektoren, die unter großer Last auftreten und die gesamte Verstärkung beeinflussen, korrigiert werden. Bevor in den so vorbereiteten RICH-Daten die eigentliche Ringsuche durchgeführt werden kann, müssen Strukturen, die sich dabei als störend erweisen, erkannt und beseitigt werden. Solche Muster sind physikalischer und elektronischer Natur. Zu solchen aus physikalischen Quellen zählen:

- Cluster von ionisierenden Teilchen, die die UV-Zähler durchqueren oder in ihnen gestoppt werden. Diese können sowohl auf wenige Pads lokal begrenzt sein und echten UV-Hits hoher Amplitude ähneln, als auch größere Gebiete bis hin zu mehreren hundert Pads abdecken. In manchen Fällen werden durch elektronische Kopplung auch die Amplituden der benachbarten Pads in einem $16 \times 16$ Pads umfassenden Gebiet kollektiv angehoben (siehe Abb. 5.4). Dieses Phänomen tritt jedoch nur in RICH-1 auf.

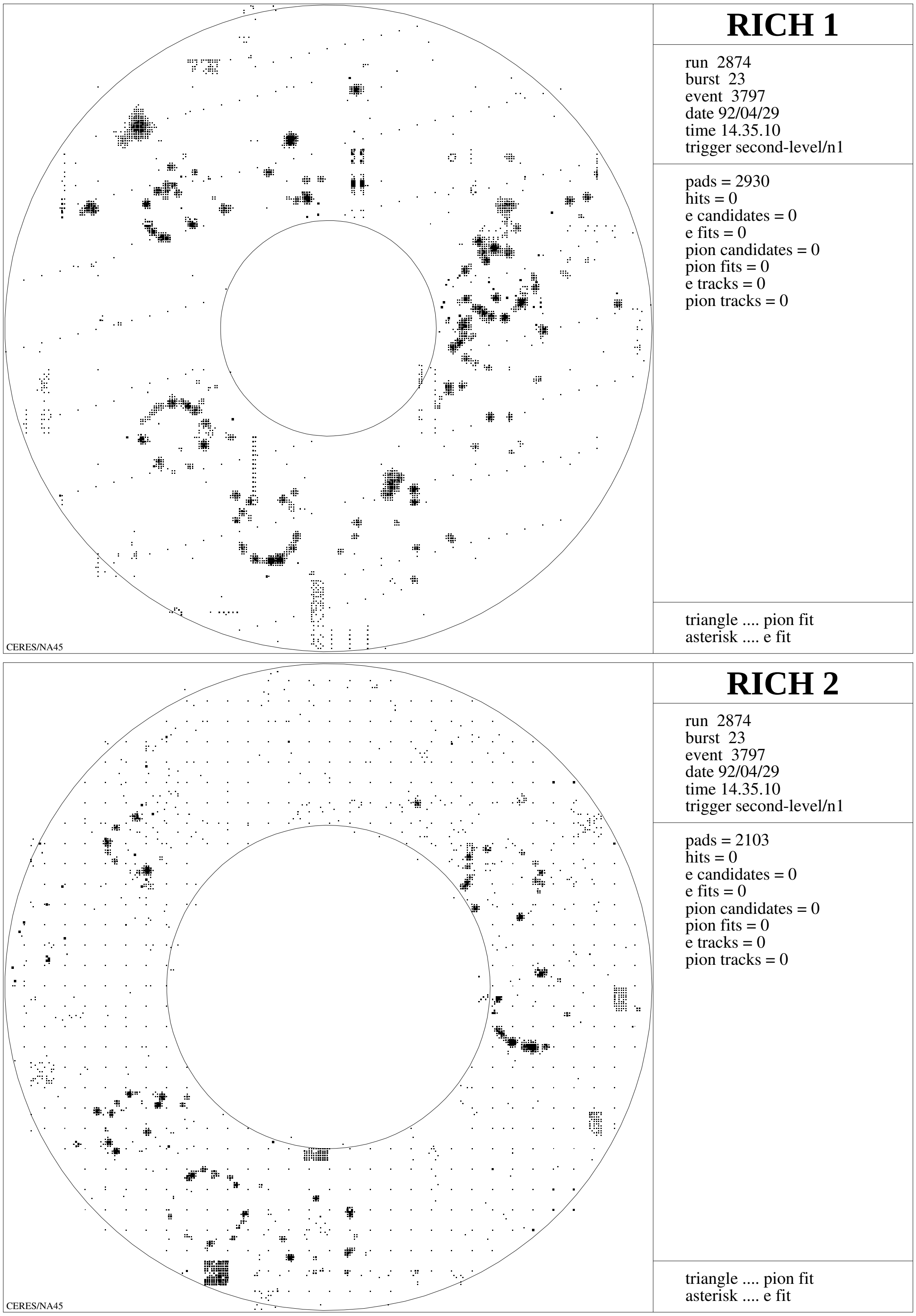


Abbildung 5.2: Typisches S+Au-Ereignis in RICH-1 und 2. Dargestellt sind die Rohdaten ohne jegliche Vorbehandlung.

- Muster 'alter Ereignisse', deren Restladungen auf der hochohmigen Widerstandsschicht der Drahtverstärkungsstufe noch nicht vollständig abgeflossen sind. Diese Signale weisen sehr niedrige Pulshöhen auf, sind aber wegen der der exponentiellen Amplitudenverteilung kaum von aktuellen Signalen zu unterscheiden.

Elektronischen Ursprungs sind:

- Durch statistisches Rauschen über der Schwelle liegende Pads. Dies ist insofern kritisch, als bei echten UV-Hits mit kleiner Amplitude ebenfalls nur ein Pad anspricht. Hier besteht prinzipiell keine Unterscheidungsmöglichkeit.
- Nullpunktsverschiebungen ganzer Module. Die dabei enstehenden Cluster haben die charakteristische Größe eines Moduls und homogene Amplitudenverteilung.
- Vertikale lange Streifen in denen alle geraden Pads aufleuchten. Dieses Muster tritt nur beim Einsatz des $2^{nd}$-Level-Triggerprozessors auf.

Um diese Signale zu entfernen werden die folgenden Algorithmen angewandet:

Im ersten Schritt werden Signale verrauschter einzelner und kleiner Gruppen von Pads rejiziert. Dabei wird im wesentlichen nach Strukturen gesucht, die nicht mit einer gaußförmigen Ladungsverteilung verträglich sind. Abb. 5.3 zeigt eine Reihe solcher Muster. Zugelassen werden nur solche Anordnungen, in denen von den möglichen 8 Nachbarn des zentralen Pads mindestens 3 vorhanden sind und mindestens 2 an seine Längskanten angrenzen. Es werden also auch einzelne Pads verworfen, obwohl hier keine Unterscheidung zu tatsächlichen UV-Hits niedriger Amplitude möglich ist. Dieser Effizienzverlust muß jedoch hingenommen werden, da sonst die große Zahl an fluktuierenden einzelnen Pads die Ringsuche erheblich erschwert.

Die durch den Abbruch der Padauslese bei negativer Triggerentscheidung durch den Triggerprozessor verursachten Längsstreifen in RICH-1 treten nur bei Pads mit geraden Koordinaten auf. Ein simples Verwerfen dieser Kanäle würde zu unnötigen Effizienzverlusten führen. Der verwendete Algorithmus prüft lediglich, ob die Amplitude des betreffenden Pads 30% der Summenamplitude der sie umgebenden $3 \times 3$ großen Region, übersteigt. Ist dies der Fall, so wird die Amplitude des Pads gleich dem Mittelwert der sie umgebenden 8 Nachbarn gesetzt. Dieses Verfahren stellt sicher, daß die von den Streifen überdeckten Ringmuster nicht beeinträchtigt werden.

Die Rejektion von Clustern ist das komplexeste Problem von allen hier beschriebenen Säuberungsverfahren. Cluster unterschiedlichster Größe, Amplitude und

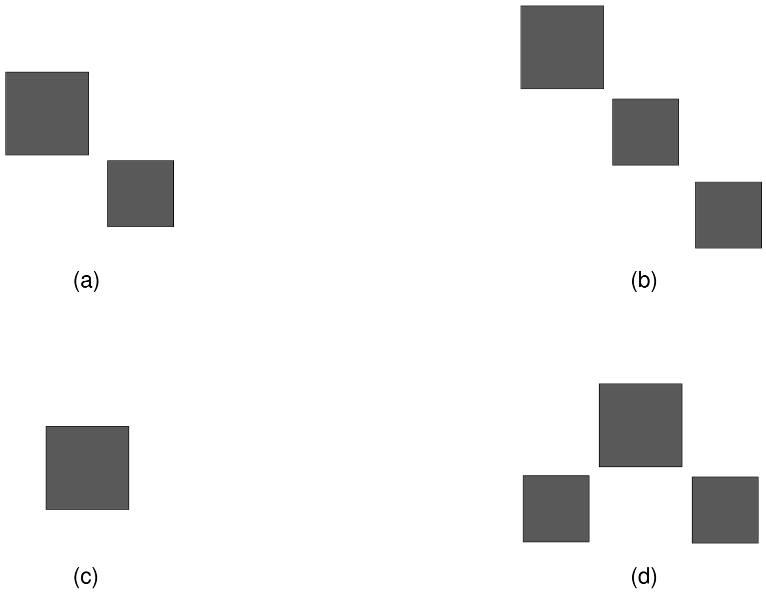


Abbildung 5.3: Padmuster die von Aufräumalgorithmen verworfen werden.

Form müssen einerseits rejiziert werden, andererseits dürfen Ringe mit vielen eng benachbarten Hits (z.B Doppelringe in RICH-1), deren Muster in Stärke und Dimension Clustern ähneln, nicht beinflußt werden. Noch schwieriger gestaltet sich das Entfernen von ringüberlagernden Clustern. Entfernt man einfach alle Pads im Cluster, würde der Ring zu viele Hits verlieren, um noch als Kandidat erkannt zu werden. Um diesem Problem gerecht zu werden, wurde ein iterativer Algorithmus auf der Basis eines sogenannten *Chaincodes* entwickelt. Im ersten Schritt werden die Summenamplituden und die Zahl der beteiligten Pads aller zusammenhängenden Gebiete bestimmt. Zusammenhängend meint hier, daß jedes Pad eines solchen Gebietes mindestens über eines seiner 8 Nachbarpads mit den restlichen Pads im Cluster verbunden ist. Übersteigt die Zahl der Pads oder die Gesamtamplitude des Clusters einen vorgegeben Schwellenwert, so wird das gesamte Gebiet um 50% seines Amplitudenmittelwertes abgesenkt. Dadurch verschwinden Gebiete gleicher Pulshöhe, während nicht zu kleine Photonenhits aufgrund ihrer Pulsform erhalten bleiben. Dieses Verfahren wird einmal wiederholt. Überschreitet danach ein Gebiet immer noch die Schwellenbedingung, werden die zugehörigen Pads verworfen. Abb. 5.4 zeigt exemplarisch einen Elektronring in RICH-1 vor und nach Anwendung des Algorithmus. Die tatsächlichen UV-Hits bleiben erhalten, während das Cluster hoher Signalstärke und das kollektiv angehobene $16 \times 16$ Pads große Gebiet vollständig rejiziert werden.

(a) Elektronring in Rohdaten

(b) Derselbe Ring nach Säuberung

Abbildung 5.4: Beispiel eines von einem Cluster überlagerten Elektronrings vor (a) und nach (b) Anwendung der im Text beschriebenen Säuberungsalgorithmen. Deutlich zu erkennen ist das kleine Cluster hoher Amplitude und das dadurch kollektiv angehobene $16 \times 16$ Pads große Gebiet. Beide können vollständig rejiziert werden. Die der Struktur überlagerten echten Čerenkovhits bleiben dagegen erhalten, verlieren jedoch an Signalstärke.

### 5.1.2 Suche nach Elektronringkandidaten

Mit dem Aufkommen der ersten RICH-Detektoren wuchs die Notwendigkeit, schnelle und effiziente Algorithmen zur Identifikation von Ringen zu entwickeln. Einer der naheliegendsten Ansätze ist die Modifikation schon existierender Verfahren zur Spurrekonstruktion in Driftkammern und TPCs [73]. Die dabei angewandten Methoden erwiesen sich jedoch in Anwesenheit starken Untergrundes – wie es in S-Au-Kollisionen der Fall ist – als zu ineffizient [74]. Neuere Ansätze mit komplexeren Techniken wie Neuronale Netze oder Elastic Tracking sind dem Problem noch nicht vollständig angepaßt, oder auf skalaren Rechnern implementiert zu langsam [75, 76, 77]. Ähnlich verhält es sich mit der in der Bilderkennung gebräuchlichen Methode der Fourier-Transformation und vergleichbaren Verfahren. Der für das CERES-Experiment entwickelte Algorithmus stellt einen Kompromiß zwischen Geschwindigkeit und Effizienz dar, der im wesentlichen auf konventionelle Techniken zurückgreift. Um Ringkandidaten zu identifizieren, wird auf die Padebene eine Hough-Transformation[1] angewandt. Dazu wird um jedes verbliebene Pad ein Kreis mit dem Radius des gesuchten Elektronringes gelegt und die so erzeugten Kreise aufaddiert. Kreise um Punkte auf einem Ring dieses Halbmessers überlappen sich im Ringmittelpunkt und erzeugen dort ein Maximum. Abb. 5.1.2 zeigt einen asymptotischen Ring in RICH-2 und das Bild seiner Houghtransformierten. Das Maximum ist in diesem Beispiel deutlich zu erkennen, verwäscht jedoch leicht in Anwesenheit von verbliebenem Untergrund und benachbarten Ringen. Es entstehen Nebenmaxima, deren Amplituden denen der eigentlichen Ringzentren gleichen. Die anschließende Maximumsuche selektiert deshalb nur die 4 höchsten Amplitu-

(a) Asymptotischer Ring (b) Houghtransformierte

Abbildung 5.5: Beispiel eines asymptotischen Ringes (a) und seiner Houghtransformierten (b) im gleichen Maßstab. Im ursprünglichen Ringmittelpunkt hat sich ein deutliches Maximum ausgebildet.

den innerhalb eines zwei Ringdurchmesser großen Gebietes. Die mittlere Zahl der verbleibenden Kandidaten liegt ein bis zwei Größenordnungen über der tatsächlich erwarteten Zahl an Elektronringen pro Ereignis. Das weitere Ziel muß also sein, die fälschlich als Elektronringe rekonstruierten Muster zu verwerfen. Dazu wird ein von Chernov und Ososkov entwickelter analytischer Ringfitalgorithmus verwendet (ILRM[2]) der, ähnlich einem $\chi^2$-Fit, an die zum Kandidaten gezählten Pads einen Ring mit freiem Radius anpaßt [78]. Während beim $\chi^2$-Fit die zu minimierende

[1]Bei der Hough-Transformation handelt es sich im wesentlichen um eine Transformation aus dem Datenraum in den Parameterraum desjenigen Modells, mit dem die Daten beschrieben werden sollen; in unserem Fall den Ringzentren.

[2]Iterational Linear Regression Method

Größe, die Summe der quadratischen Abstände der Punkte auf dem Ring zum Mittelpunkt, nicht-linear von den zu bestimmenden Parametern ($x$, $y$, $R$) abhängt und aufwendige numerische Berechnungen erfordert, kann hier durch iterative lineare Regression in wenigen Schritten ein Fit *analytisch* errechnet werden. Die durch die ILRM-Approximation erhaltenen Ringparameter weichen um weniger als 1% von denen aufwendiger $\chi^2$-Fits ab. Für den ILRM-Fit werden alle Pads innerhalb einer $\pm 3$ Pads breiten Ringmaske um den Kandidaten verwendet. Weicht der errechnete Radius zu weit vom Sollwert asymptotischer Ringe ab oder hat sich der Mittelpunkt zu weit vom ursprünglichen Maximum der Hough-Transformation entfernt, wird der Kandidat verworfen. Dabei werden die Abschneideparameter sehr lose gesetzt, um möglichst keine Ringe auf dem Kandidatenniveau zu verlieren. Die mittlere Zahl der verbleibenden Kandidaten beträgt 22.5 in RICH-1 und 15.8 in RICH-2 pro Ereignis.

### 5.1.3 Rekonstruktion der Signale einzelner UV-Photonen

Während die bisherigen Analyseschritte auf dem Padniveau stattfanden, werden vor dem endgültigen Ringfit die Positionen der Čerenkovphotonen rekonstruiert. Es sind die UV- Hits, die die eigentlichen Grundelemente der Ringe darstellen. Die Zahl der Pads pro Hit und deren Amplituden dienen einzig der Rekonstruktion der Hit-Position.
Der verwendete Algorithmus ist sehr einfach aufgebaut und beschränkt sich aus Gründen der Rechenzeit auf die Rekonstruktion der Hits in einer Umgebung von $\pm 1.5$ Čerenkovradien Größe um die Kandidaten. Dazu wird in einer $3 \times 3$ Pads großen Maske um jedes Pad der Schwerpunkt bestimmt. Fällt dieser auf das zentrale Pad, so wird der Hit abgespeichert und kein weiterer Hit in 1 Pad Abstand zugelassen. Liegt der bestimmte Schwerpunkt jedoch ausserhalb des zentralen Pads so wird die Maske um ein Pad in die Richtung des vermeintlichen Schwerpunkts verschoben. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis alle Pads in der Nähe der Kandidaten abgetastet wurden.

Dieses Verfahren weist einige Nachteile auf, die sich insbesondere bei der Doppelringauflösung sowie bei quantitativen Analysen der Hits als schwerwiegend erweisen:

1. Der Algorithmus ist nicht sensitiv auf die Form der Hits, sondern einzig auf den Schwerpunkt in der $3 \times 3$ Pads großen Maske. Dadurch werden auch nicht-gaußische Padstrukturen zu Hits zusammengefaßt. Besonders deutlich zeigt sich dies beim Vergleich der Amplitudenverteilungen von Hits auf rekonstruierten Ringen und solchen, die keinem Ring zugeordnet werden können (siehe Abb. 5.6). Die starke Abweichung von der exponentiellen Form bei kleinen Amplituden weist auf 'falsche' Hits aus verrauschten Pads hin, während der

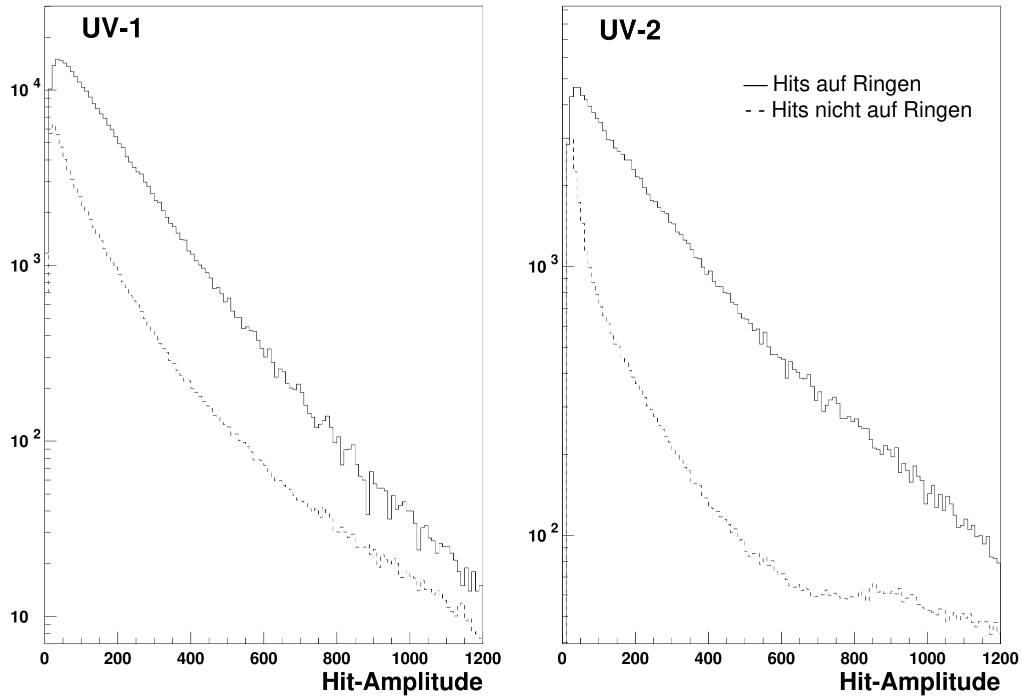


Abbildung 5.6: Verteilung der Hitamplituden in UV-1 und UV-2. Gezeigt ist jeweils die Verteilung von Hits auf rekonstruierten asymptotischen Ringen (durchgezogene Linie) und die solcher Hits, die keinem Ring zugeordnet werden konnten (gestrichelte Linie). Bei diesen zeigt sich insbesondere in UV-2 eine deutliche Abweichung von der exponentiellen Form. Die Normierung der Ordinaten ist willkürlich gewählt, um einen Vergleich beider Kurven zu ermöglichen.

flache Verlauf bei hohen Amplituden durch nicht rejizierte Cluster hervorgerufen wird.

2. Aufgrund der Breite der Hits werden in der $3 \times 3$ Pads großen Maske im Mittel nur 85% (97%) der gesamten Ladung erfaßt.

3. Im Fall zweier sich überlappender – aber vom Algorithmus getrennten – Hits geben die Schwerpunkte nicht die wahre Position wieder, sondern sind zueinander hin verschoben.

4. Hits großer Amplitude oder übriggebliebene Cluster werden zum Teil in viele einzelne Hits aufgespalten (Hit-Splitting).

5. Die Doppelhitauflösung ist auf 1 Pad beschränkt. Dies macht sich insbesondere bei Konversionen in RICH-1 bemerkbar. Hier ist die Hitdichte so groß, daß bis zu 40% der Hits nicht rekonstruiert werden können (*Pileup*).

Anhand Abb. 5.7 lassen sich diese Effekte deutlich ersehen. Aufgetragen ist der Abstand eines Hits auf einem Ring zu allen Hits seiner Umgebung. Die Kante bei 1 Pad Entfernung wird trivialerweise durch das Abbruchkriterium des Algorithmus hervorgerufen. Bei $\sim$ 2 Pad Abstand macht sich der Effekt des künstlichen Aufspaltens großer Hits bemerkbar. Abhilfe könnte einzig ein aufwendiges Fitten von Einzel- und Multi-Gaußfunktionen bringen. Dies wurde auch getestet, aber aufgrund der hohen Rechenzeit wieder verworfen.

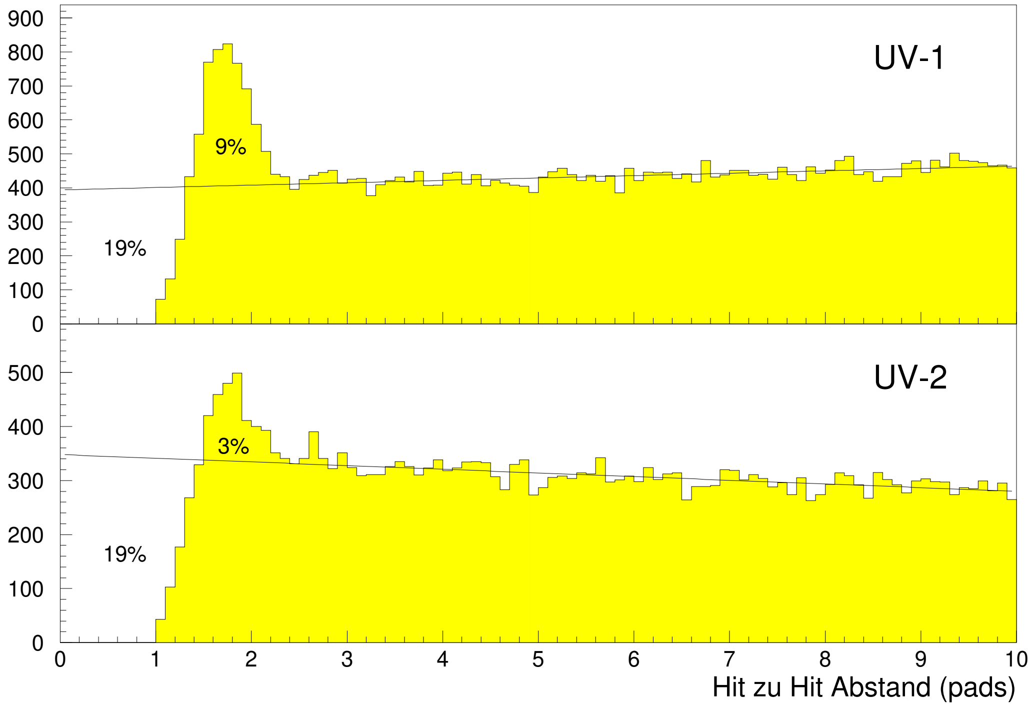


Abbildung 5.7: Abstand eines Hits auf einem Ring zu allen Hits in seiner Umgebung. Deutlich erkennt man die eingeschränkte Doppelhitauflösung sowie den Effekt des Hit-Splittings.

Beide UV-Zähler weisen keine homogene Verstärkung über ihre gesamte Fläche auf. Die mittleren Hitamplituden unterliegen lokalen Schwankungen bis hin zu einem Faktor 2 in UV-1 und einem Faktor 4 in UV-2. Eine der wesentlichen Voraussetzungen bei der späteren Untersuchung der Summenamplitude aller Hits auf einem Ring zur Rejektion von Konversionen ist die Homogenität der Verstärkung über den gesamten Detektor. Dies kann nur durch eine Normierung der Hitamplituden anhand der bekannten Fluktuationen der Verstärkung geschehen. Dazu wurden die Zähler in $24 \times 24$ ($26 \times 26$) Bereiche eingeteilt und separat für jedes dieser Gebiete die mittlere Amplitude von Hits auf Ringen bestimmt. Dabei wurden nur Ereignisse mit konstanter mittlerer Verstärkung herangezogen. Auf diese Weise ergibt sich ein granulares Profil der Variationen, das zur Eichung der Hit- und Padamplituden herangezogen werden kann (Abb. 5.8).

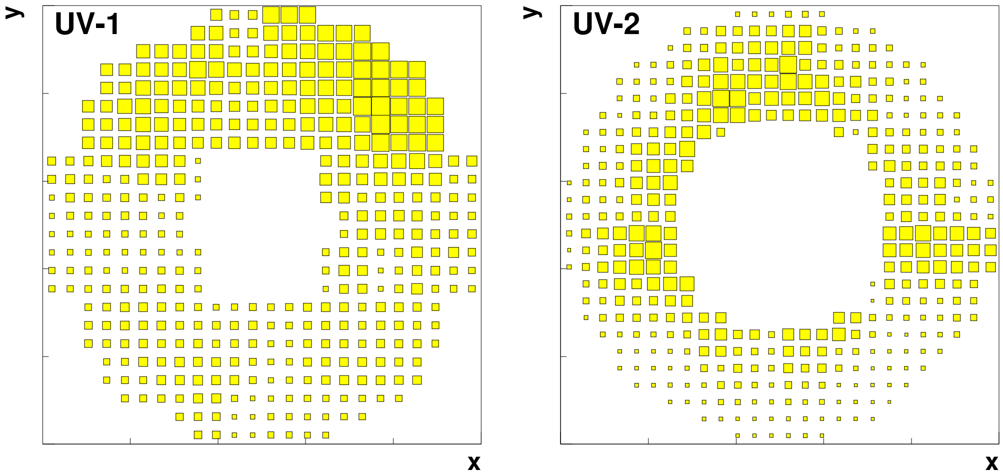


Abbildung 5.8: Räumliche Variation der Verstärkung in den UV-Zählern.

### 5.1.4 Bestimmung der Ringzentren

Zur präzisen Bestimmung der Ringmittelpunkte wird auf dem Hitniveau für jeden Kandidaten ein Ringfit mit festem Radius durchgeführt. Eine wesentliche Rolle spielt dabei die Frage, welche Hits um den Kandidaten zum Fitten benutzt werden dürfen. Üblicherweise wird bei einem Ringfit das Funktional

$$\chi^2(x_0, y_0) = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^{N} \frac{(\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2} - R)^2}{\sigma_{\text{hit}}^2} \tag{5.1}$$

minimiert, wobei $x_0$, $y_0$ die Koordinaten des zu bestimmenden Mittelpunktes, $R$ den festen Radius und $x_i$, $y_i$ die Koordinaten des $i$'ten von $N$ Hits darstellt. Einen einzelnen Summanden als Funktion des Abstandes des Hits zum Mittelpunkt aufgetragen, ergibt ein parabelförmiges Potential. Weitentfernte Hits, die nicht zum Ring gehören, tragen also unverhältnismäßig stark zum $\chi^2$ bei. Folglich muß ein mehr oder weniger willkürlich gewähltes Abbruchkriterium eingeführt werden. Nachteilig macht sich das Parabelpotential in der Auflösung eng benachbarter Ringe bemerkbar. Liegen zwei Ringe näher als $\sim 2.5 \cdot \sigma_{\text{hit}}^2$ zusammen, bildet sich nur *ein* Minimum in $\chi^2$ zwischen beiden Ringen heraus. Die Ringe sind somit nicht mehr zu trennen.

Abhilfe brachte die Einführung eines gaußförmigen Fitpotentials. Minimiert wird dabei das Funktional:

$$\Psi^2(x_0, y_0) = -\frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^{N} \exp\left[ -\frac{(\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2} - R)^2}{2\sigma_f^2} \right] \tag{5.2}$$

Für weitentfernte Hits konvergieren die Summanden gegen 0, liefern also keinen Beitrag zu $\Psi^2$ (Abb. 5.9). Die Breite des Gaußpotentials $\sigma_f$ muß nicht zwangsläufig gleich der tatsächlichen Hitauflösung gesetzt werden. In der Praxis zeigt sich, daß bei größeren Werten ($\sim$ 1 Pad) der Fit weniger empfindlich auf lokale Nebenminima reagiert.

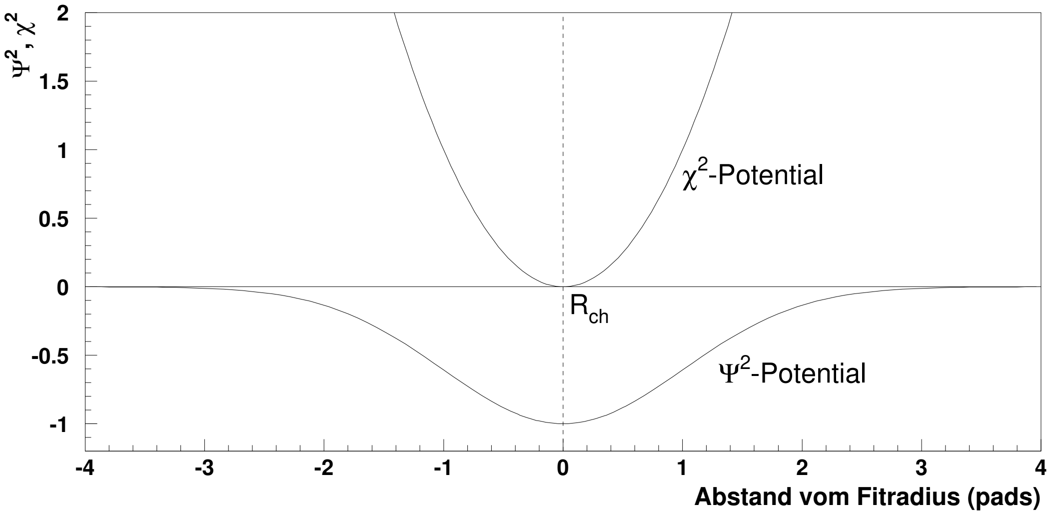


Abbildung 5.9: Vergleich eines gauß- und eines parabelförmigen Potentials um den Fitradius. Beim Gaußpotential wird kein Abbruchkriterium benötigt, da weit entfernte Hits keinen Beitrag zur Fitfunktion $\Psi^2$ liefern.

Beim sukzessiven Fitten aller Kandidaten können die Hits um die Kandidaten auch mehrmals benutzt werden. Da ein Hit tatsächlich nur Teil *eines* Ringes sein kann, müssen die Hits nachträglich auf die einzelnen Ringe verteilt werden. Das dabei benutzte Verfahren wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Supercomputing und angewandte Mathematik der Firma IBM in Heidelberg entwickelt [79]. Jeder Hit wird hierzu dem ihm nächstgelegenen Ring, sofern er nicht weiter als $2\sigma_f$ entfernt ist, zugeordnet. Danach wird der Ring mit der geringsten Hitanzahl, falls er weniger als die Mindestzahl an Hits aufweist (hier 6), verworfen und die Hits erneut aufgeteilt. Dies wird wiederholt, solange Ringe diese Bedingung nicht erfüllen.

Die erreichbare Auflösung der Ringzentren $\sigma_\theta$ ist durch zwei Größen bestimmt: die Einzelhitauflösung $\sigma_{\text{hit}}$ und die Zahl der Hits pro Ring $N$. Sie berechnet sich zu

$$\sigma_\theta = \frac{\pi}{2} \frac{\sigma_{\text{hit}}}{\sqrt{N-2}} \; . \tag{5.3}$$

Die Auflösung des Ringradius, der bei der Unterscheidung zwischen Elektron- und Pionspuren eine wesentliche Rolle spielt, hängt dagegen wie

$$\sigma_r = \frac{\sigma_{\text{hit}}}{\sqrt{N-2}} \tag{5.4}$$

von $\sigma_{\mathrm{hit}}$ ab. Die Einzelhitauflösung erhält man in guter Näherung aus der Streuung der Hits um den Radius einzelner harter Elektronringe. Der Fehler aufgrund des Fitbias liegt dabei bei $\lesssim 10\%$.

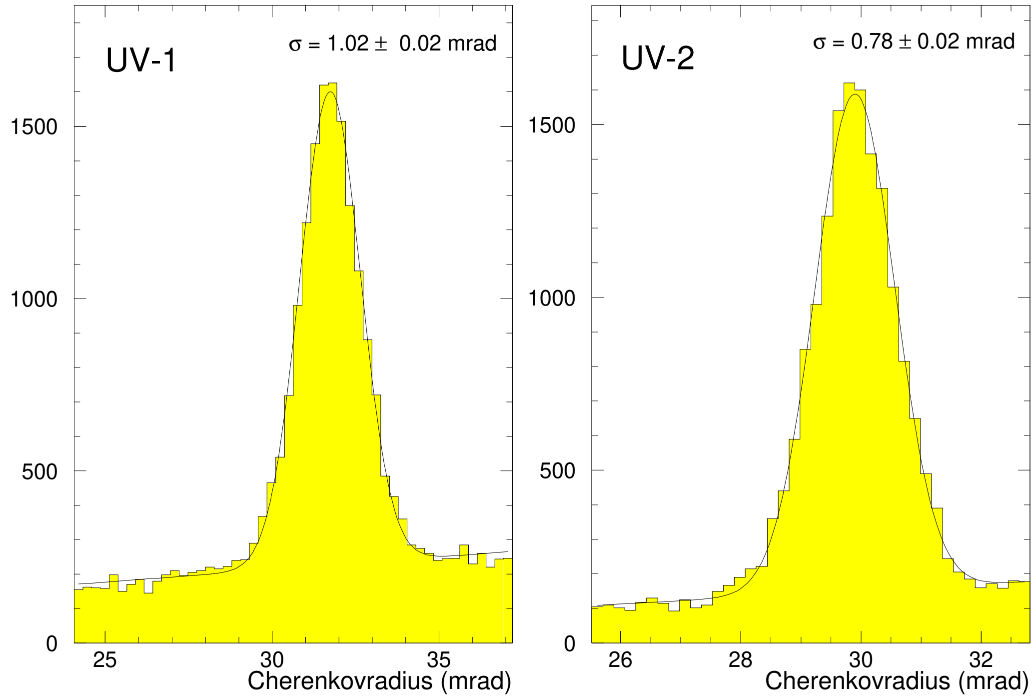


Abbildung 5.10: Streuung der Hits um die rekonstruierten Ringmittelpunkte. Die Breite der Verteilung dient als Maß für die Einzelhitauflösung.

Abb. 5.10 zeigt die gemessene Verteilung für beide RICH-Detektoren. Um sicherzustellen, daß es sich tatsächlich um Einzelringe handelt, wurden nur vollständig rekonstruierte enge Paare mit Öffnungswinkeln von $2/3\ R_{ch} \leq \theta \leq R_{ch}$ verwendet (im wesentlichen Dalitzpaare). Aufgetragen sind *alle* Hits in der Umgebung des Rings, also auch solche, die nicht dem eigentlichen Ring zugeordnet werden. Der Fuß unter der gaußförmigen Verteilung kann in RICH-2 als Maß für die Zahl der Untergrundhits pro Ring dienen. In RICH-1 ist dies hier nur eingeschränkt möglich, da der Anteil des benachbarten Ringes mit eingeht. Genauere Studien ergeben im Mittel 1.6 (1.1) Untergrundhits pro Ring. Für die Einzelhitauflösung ergibt sich $1.02 \pm 0.02$ mrad ($0.78 \pm 0.02$ mrad). Beide Werte sind in guter Übereinstimmung mit den theoretisch erwarteten Auflösungen von 1.08 mrad (0.69 mrad) (siehe Tabelle B.4 im Anhang B).

Die Zahl der Hits pro Ring ist dagegen erheblich schwieriger zu bestimmen. Das schon geschilderte Problem der Doppelhitauflösung, der Effekt der künstlichen Aufspaltung von Hits und die Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der Hitanzahl beeinflussen die Messung insbesondere in RICH-1 erheblich. In RICH-1 wurde der Wert auf zwei unterschiedliche Methoden ermittelt: in vollständig rekonstruierten, handselektierten engen Paaren und mit $\delta$-Elektronen. Bei den engen Paaren handelt es sich um einen Datensatz, der zum Training der weiter unten diskutierten Neuronalen Netze erstellt worden ist. Dabei wurden alle vom Programm rekonstruierten Paare zusätzlich visuell am Graphikschirm überprüft. Die resultierende Verteilung ist in der Abb. 5.11 links dargestellt. Ihr Verlauf weicht leicht von der mit aufgetragenen gefitteten Poissonverteilung ab, was auf die höhere Rekonstruktionseffizienz bei hohen Hitzahlen zurückzuführen ist.

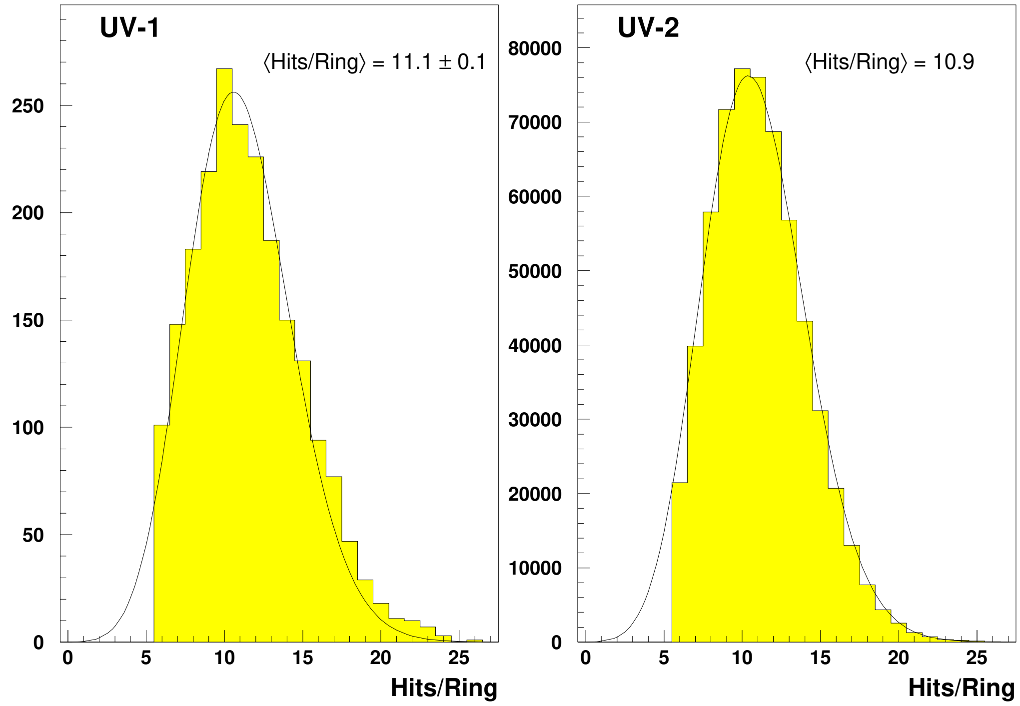


Abbildung 5.11: Zahl der gemessenen UV-Photonhits auf asymptotischen Čerenkovringen.

Der Verlust durch mangelnde Doppelhitauflösung läßt sich mit Hilfe der Beziehung:

$$N_m = N_{eff}\ \exp\left(-\frac{N_{eff}\ \sigma_d}{2\pi R}\right) \tag{5.5}$$

korrigieren. Dabei ist $N_m$ der gemessene und $N_{eff}$ der tatsächliche Wert, $\sigma_d$ die Doppelhitauflösung und $R$ der asymptotische Ringradius. Für $N_m = 11.1$, $\sigma_d = 1.3$ Pads (Abb. 5.7) und $R = 14.53$ Pads ergibt sich $N_{eff} = 13.4$. Nach dem Abzug von 1.6 Untergrundhits erhält man in guter Übereinstimmung mit dem Erwartungswert 11.8 Hits/Ring. Eine alternative Methode zur Messung dieser Größe bietet das Studium von $\delta$-Elektronen. Aufgrund der eindeutigen Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie vom Emissionswinkel $T(\Theta) \approx 1.022$ MeV$/\tan^2\Theta$ besitzen sie

innerhalb der Akzeptanz sehr niedrige Impulse $< 80$ MeV/c. Die resultierenden Čerenkovringe sind infolge der Vielfachstreuung stark verschmiert und erlauben deshalb die Hits unbeeinflußt von der eingeschränkten Doppelhitauflösung zu messen. Dabei wurden auf den Datensatz zur Messung von $e^+e^-$-Paaren in distanten S-Au-Kollisionen zurückgegriffen, der darüber hinaus den Vorteil eines verschwindend geringen Untergrundes bietet. Da aufgrund des geringen Impulses die Zahl der Photonen pro Ring leicht vom asymptotischen Wert abweicht, muß sie gemäß Gleichung 3.5 korrigiert werden. Es ergibt sich ein von der ersten Messung abweichender, kleinerer Wert von 11.0 Hits/Ring (arithmetischer Mittelwert). Die systematischen Fehler sind bei dieser Messung jedoch erheblich.
Ähnliche Analysen in RICH-2 gestalten sich deutlich einfacher, da durch die Aufspaltung der Paare im Magnetfeld im wesentlichen nur Einzelringe vorliegen und die Zahl falsch rekonstruierte Ringe geringer ist. Die gemessene Verteilung ist in Abb. 5.11 rechts dargestellt. Der resultierende Wert von 10.9 Hits muß analog RICH-1 korrigiert werden. Nach Abzug von 1.1 Untergrundhits erhählt man 11.7 Hits/Ring in guter Übereinstimmung mit dem aus der Analyse von $\delta$-Elektronen ermittelten Wert von 11.9 Hits. Tabelle 5.1 enthält eine Auflistung der Ergebnisse beider Verfahren im Vergleich mit den berechneten Erwartungswerten.

| | **RICH-1** | **RICH-2** |
|---|---|---|
| Photonen/Ring aus Analyse von $\delta$-Elektronen | 11.0 | 11.9 |
| Photonen/Ring aus Analyse von Dalitzpaaren | 11.8 | 11.7 |
| Mittelwert aus beiden Messungen | 11.4 | 11.8 |
| Berechneter Erwartungswert | 11.8 | 12.5 |

Tabelle 5.1: Gemessene Zahl von Čerenkovphotonen pro asymptotischen Ring.

Mit den ermittelten Werten für die Einzelhitauflösung und der Zahl der Hits pro Ring berechnet sich die Ringauflösung gemäß Gleichung 5.3 zu 0.52 mrad (0.39 mrad).
Insbesondere für die weiter unten diskutierte Erkennung und Rejektion von Dalitz- und Konversionspaaren ist die Doppelringauflösung von erheblicher Bedeutung. Abb. 5.12 zeigt die gemessene Öffnungswinkelverteilung von Dalitzpaaren (links) und daneben die daraus abgeleitet Effizienz, Doppelringe aufzulösen. Deutlich zu erkennen ist das abrupte Abbrechen der Effizienz bei 10 mrad. Für 8 mrad (1/4 Ringradius) beträgt die Effizienz nur noch 50% und bei 5 mrad lediglich noch $\sim 1\%$. Im wesentlichen können enge Ringe mit Öffnungswinkeln unter 8 mrad – also vor allem Konversions- und Dalitzpaare – nicht getrennt werden. Die resultie-

renden Ringe weisen eine hohe Hitdichte auf und ihre Position ist im Vergleich zu Einzelringen schlecht definiert.

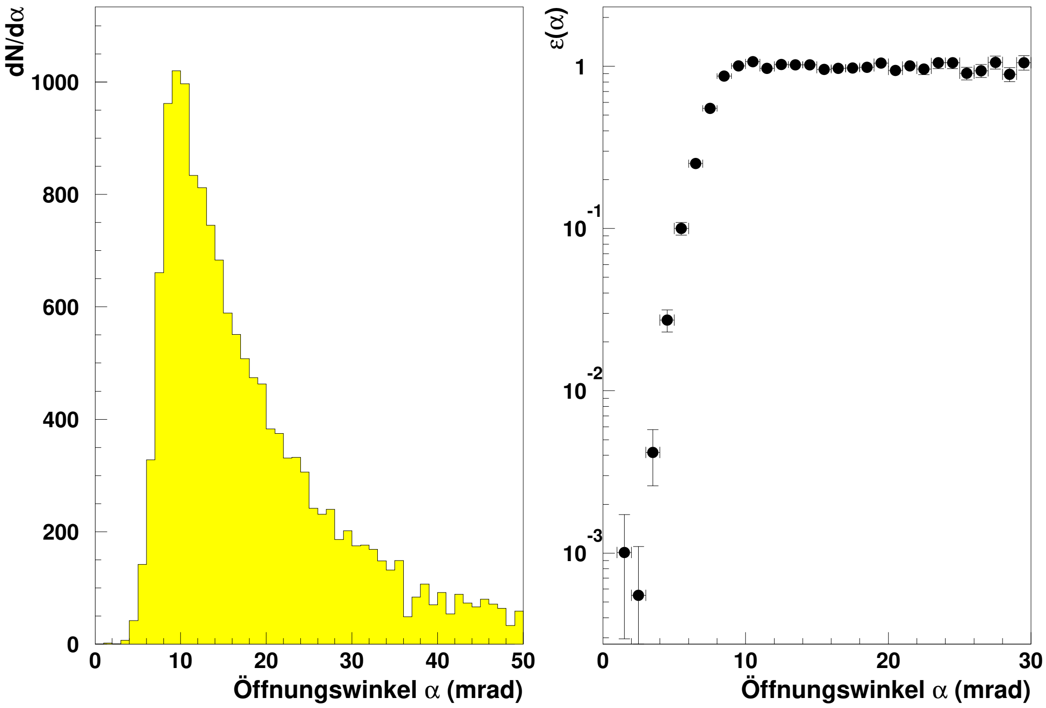


Abbildung 5.12: Öffnungswinkelverteilung von Dalitzpaaren (links) und die daraus abgeleitete Effizienz der Algorithmen Doppelringe aufzulösen.

### 5.1.5 Klassifizierung von Ringen mit Neuronalen Netzwerken

Um so wenig wie möglich echte Ringe zu verlieren, wurden in den bisherigen Analyseschritten keine, oder nur sehr schwache Qualitätsschnitte angewandt, was sich in dem großen Anteil ($\lesssim 50\%$) von falschen Ringen negativ bemerkbar macht. Vor der Spur- und Paarrekonstruktion müssen diese jedoch auf ein Mindestmaß reduziert werden. Es muß also ein Mechanismus eingesetzt werden, der in der Lage ist, *falsche* von *echten* Ringen zu unterscheiden.

Anfänglich wurden sukzessive Schnitte auf einzelne Qualitätsmerkmale wie z.B: Zahl der Hits, Ringradius und Hits in der Umgebung angewandt. Dies führte letztendlich zu so hohen Effizienzverlusten, daß eine Paaranalyse aufgrund der geringen Statistik in Frage gestellt werden mußte. In Abb. 5.13 wird versucht diese Problematik zu verdeutlichen. Diagramm (a) zeigt die Verteilung eines beliebigen Qualitätsparameters $x$ für zwei Klassen, den echten $A$ und den falschen Ringen $B$. Die naheliegendste Methode beide Klassen zu trennen ist ein eindimensionaler

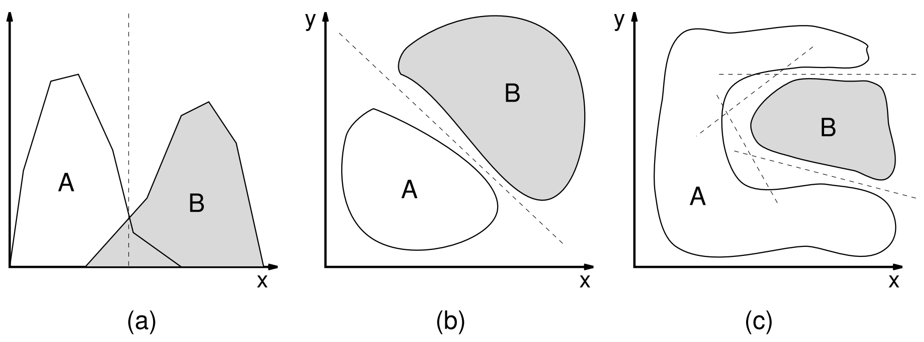


Abbildung 5.13: Diagramme zur Verdeutlichung der Problematik, zwei Klassen von Ereignissen $A$ und $B$ durch lineare Schnitte zu trennen.

Schnitt in $x$. Dabei werden in der Regel Effizienzen von $80 - 90\%$ bei gleichzeitiger Rejektion von $30 - 40\%$ erreicht. Werden auf mehrere Parameter solche Schnitte durchgeführt, sinkt die Ringrekonstruktion schnell auf unter 50%, welche wiederum mit der vierten Potenz in die Paareffizienz eingeht. Sind die einzelnen Qualitätsparameter korreliert, ist a priori nicht klar, wie die optimalen Schnitte gesetzt werden müssen. In Diagramm (b) erweisen sich zwei unabhängige Schnitte in $x$ und $y$ als vollkommen inadäquat, um Klasse $A$ von $B$ zu trennen. Die Lösung stellt trivialerweise ein einzelner Schnitt auf eine Linearkombination von $x$ und $y$ dar. Diagramm (c) zeigt einen noch komplexeren Fall. Die Trennlinie zwischen beiden Klassen ist hochgradig nichtlinear. Handelt es sich – wie in unserem Falle – um mehrere korrelierte Größen, müssen zur effizienten Trennung von echten und falschen Ringen nichtlineare Schnitte im *mehrdimensionalen* Raum durchgeführt werden. Die grundlegende Idee besteht also darin, dynamische Korrelationen zwischen den verschiedenen Ringparametern zu erkennen und auszunutzen. Neuronale Netze stellen eine sehr effiziente Realisierung paralleler Algorithmen zum Auffinden hochdimensionaler Korrelationen dar und wurden in der Analyse deshalb zur Klassifizierung von Ringen eingesetzt.

Künstliche Neuronale Netzwerke stellen eine Abstraktion des biologischen Vorbilds dar. Dabei ist es nicht beabsichtigt, eine realistische Beschreibung der biologisch-chemischen Vorgänge im Gehirn zu erhalten, sondern ein System zu konstruieren, das Eigenschaften hervorbringt, die auch das menschliche Gehirn auszeichnen, wie z.B. Parallelität, Mustererkennung, Robustheit und Lernfähigkeit [80, 81]. Sowohl in der Biologie, als auch bei den künstlichen Neuronalen Netzwerken bestimmt die Topologie, d.h. die Anordnung und Verknüpfungsstruktur der Neuronen, entscheidend die Funktion des Gesamtsystems. Im CERES-Experiment wird ein sogenanntes *Multilayer-Feedforward-Netzwerk* oder *Multi-Layer-Percepteron* (MLP) verwendet (Abb. 5.14). Dabei bestehen Verknüpfungen nur zwischen Neuronen aus verschiedenen benachbarten Schichten. Das Signal wird von der Eingabeschicht (Input Layer) in Richtung der Ausgabeschicht (Output Layer) weitergeleitet. Die

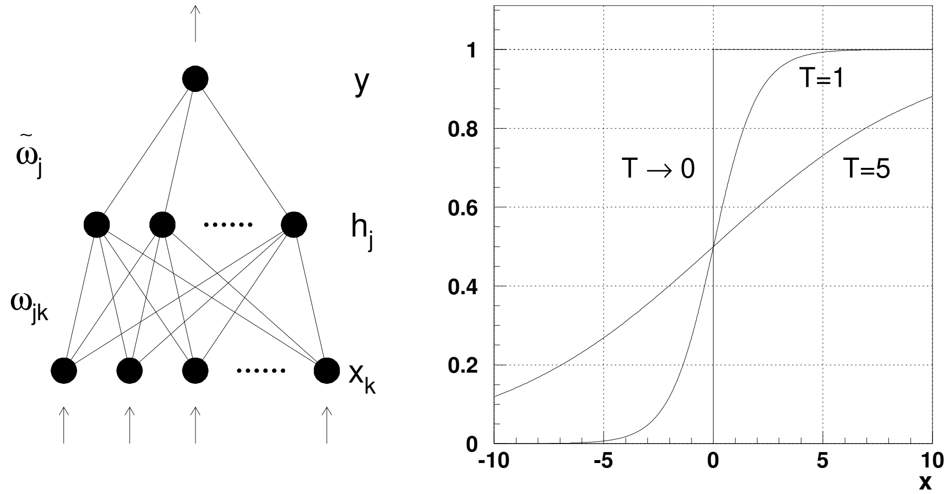


Abbildung 5.14: Multilayer-Feedforward-Netzwerk und sigmoide Aktivierungsfunktion. Die Beschreibung eines dreischichtigen Netzes mit variabler Anzahl von *Knoten* kann durch die Variablen $x_k$ für die Eingangswerte (Input Layer), $h_j$ für die Aktivität der versteckten Neuronen (Hidden Layer) und $y$ für den Ausgangswert (Output Layer) erfolgen. Die Werte $\omega_{jk}$ und $\tilde{\omega}_j$ beschreiben die Gewichte zwischen Eingabe- und versteckter Schicht, bzw. zwischen versteckter und Ausgabeschicht. Der Ausgabewert eines Neurons wird durch die sigmoide Aktivierungsfunktion auf ein Intervall abgebildet. Die Steilheit dieser Funktion wird durch den Parameter T bestimmt, den man oft als die *Temperatur* eines Netzes bezeichnet.

dazwischenliegenden Schichten werden als verborgene Schichten (Hidden Layer), die Neuronen aufgrund ihrer Position im Netz häufig auch als Knoten bezeichnet. Das MLP eignet sich sehr gut zur Lösung von Klassifizierungsproblemen. Dabei verkörpern die Aktivitäten an den Neuronen in der Eingabeschicht die zur Verfügung stehenden Ringqualitätsparameter. Das Neuron in der Ausgabeschicht stellt die Repräsentation der beiden Klassen dar. Im Fall eines echten Ringes nimmt es im idealen Fall den Wert 1 an, und den Wert 0, falls es sich um einen falschen Ring handelt.
Man kann die Gesamtheit der Neuronen abstrakt als 'Black Box' betrachten, die eine Abbildung $F$ eines $n$-dimensionalen Vektors $\vec{x}$ auf einen skalaren Wert $y$ implementiert $y = F(\vec{x})$. Dabei beschreibt $n$ die Anzahl der Neuronen in der Eingabeschicht. Die Abbildungsfunktion $F$ hängt von den Gewichten $\omega_{jk}$, $\tilde{\omega}_j$ zwischen den Neuronen, der Ansprechschwelle eines Neurons $\Theta_j$ und der Aktivierungsfunktion $g(x)$ ab. Als Aktivierungsfunktion wurde die allgemein übliche sigmoide Funktion der Form

$$g(x) = \frac{1}{1 + e^{-x/T}} \qquad g(x) \in [0,1] \tag{5.6}$$

verwendet, deren Steilheit durch die Netztemperatur T bestimmt wird (Abb 5.14). Die Bestimmung der Gewichte und Schwellen ist die Aufgabe eines Optimierungsprozesses, den man auch als *Lernen* bezeichnet.
Damit ist eine genaue Beschreibung der Vorgänge innerhalb der 'Black Box' möglich. Die Werte der Neuronen der Hidden-Layer $h_j$ bzw. der Output-Layer $y_i$ werden mit

$$h_j = g\left(\sum_{k=0}^{n} \omega_{jk} x_k\right) = g(\vec{\omega}_j \vec{x}) \tag{5.7a}$$

$$y = g\left(\sum_{j=0}^{l} \omega_j h_j\right) = g(\tilde{\vec{\omega}} \vec{h}) \tag{5.7b}$$

berechnet, wobei $l$ die Anzahl der Neuronen im Hidden-Layer beschreibt. Die Abbildung läßt sich noch kompakter darstellen durch

$$F(\vec{x}) = g(\tilde{\vec{\omega}} \underbrace{[g(W\vec{x})]}_{\vec{h}}) \tag{5.8}$$

mit

$$W = \begin{pmatrix} \omega_{10} & \dots & \omega_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \omega_{l0} & \dots & \omega_{ln} \end{pmatrix} \quad . \tag{5.9}$$

Hierbei sieht man deutlich den Einfluß der Aktivierungsfunktion und die Bedeutung ihrer Nicht-Linearität. Ohne die Aktivierungsfunktion wäre die versteckte Neuronenschicht sinnlos, denn beide Matrizen könnten durch eine einzige (ihr Produkt) ersetzt werden. Die Nichtlinearität ermöglicht das Lernen bei mehrschichtigen Netzwerken und die Separierung von Klassen mit beliebigen Konturen.

Die Aufgabe beim Trainieren des Netzes besteht darin, einen Satz von Gewichtsparametern zu finden, der das Klassifizierungsproblem optimal löst, d.h. eine Funktion $F$ zu finden, die dem Eingabevektor von Ringparametern den gewünschten Wert 1 oder 0 zuordnet. Zu diesem Zweck müssen dem neuronalen Netz wiederholt Lernmuster beider Klassen (also echte und falsche Ringe) inklusive des gewünschten Ausgabewertes eingegeben werden. Beim nachfolgenden Test wird die erreichte Effizienz bzw. Rejektion des Netzes in einem unabhängigen Datensatz überprüft. Einem bestimmten Lernalgorithmus folgend (in unserem Falle dem *Backpropagation-Algorithmus*) werden die Parameter des Netzes so lange verändert und optimiert, bis die gewünschten Ausgabewerte am besten approximiert werden. Sind die Parameter einmal bestimmt, so kann das Netz im Ausführungsmodus betrieben werden, das heißt, bisher noch nicht gesehene Ringmuster an die Eingangsneuronen gelegt werden. Die Fähigkeit, noch nie zuvor gesehene Eingabemuster richtig zu klassifizieren, wird *Generalisierung* genannt und ist stark von der Representativität der zum Trainieren verwendeten Mustern und der Geometrie des Netzes abhängig.

Es wurden insgesamt 25000 Ringe aus beiden RICH-Detektoren verschiedenster Struktur von zwei unabhängig arbeitenden Personen handselektiert, d.h. visuell am Bildschirm überprüft und klassifiziert. Dabei wurde insbesondere darauf geachtet, Stichproben aus der ganzen Strahlzeit heranzuziehen, um ein weitgefächertes Spektrum von Ringen aus Ereignissen unter den verschiedenesten Bedingungen (z.B. Verstärkung in den UV-Zählern, Strahlintensität) zu erhalten. Zu jedem Ring wurden insgesamt 25 Parameter bestimmt, von denen 22 dann als Eingabevektor benutzt wurden. Die wichtigsten Größen sind:

**Ringradius** Der mittlere Radius aller Hits vom gefitteten Ringmittelpunkt.

**Streuung der Hits** Der mittlere quadratische Abstand der Hits zum Ringradius.

**Zahl der Hits** Die Zahl der Hits, die ausschließlich diesem Ring zugeordnet wurde. Die Anzahl der Hits auf fälschlich rekonstruierten Ringen folgt ebenso einer Poissonverteilung mit Mittelwerten von 8.3 und 7.8 Hits.

**Kolmogorov-Smirnov-Tests** Bei diesem Verfahren handelt es sich darum, die Hypothese zu testen, daß eine Funktion $f(x)$ die Verteilungsfunktion einer Grundgesamtheit ist, aus der eine Stichprobe $x_1, \ldots, x_n$ entnommen wurde. Der Test errechnet einen Wert, der mittels Tabellen in Abhängigkeit von der Größe der Stichprobe $n$ in eine Wahrscheinlichkeit umgerechnet werden kann. Dabei wird die Verteilung der Hits entlang des Ringumfangs mit einer weißen Verteilung und die radiale Streuung der Hits um den Radius mit einer Gaußverteilung verglichen. Die Ergebnisse beider Tests werden dem Netz eingegeben.

**Analoge Ringsumme** Die Summe aller Pads innerhalb einer $\pm 3$ Pads breiten ringförmigen Maske um den Radius.

**Streuung der Padamplituden** Mittlere quadratische Abweichung der Padamplituden von ihrem Mittelwert innerhalb der Ringmaske. Dieser Parameter ist insbesondere sensitiv auf Ringe, die fast ausschließlich aus verrauschten Pads bestehen, da bei diesen die Amplituden konstant klein sind.

**Abweichungen beim freien Ringfit** Verschiebung des Ringradius und des Ringmittelpunktes nach Wiederholung des Ringfits mit freiem Radius. Diese Verschiebungen treten vor allem bei Pionringen auf, die fälschlich als Elektron rekonstruiert wurden.

**Radiales Padprofil** Verhältnis der Anzahl an Pads innerhalb einer $\pm 6$ Pads breiten Ringmaske zu der innerhalb einer $\pm 3$ Pads breiten Maske.

**Hits in der Umgebung** Dem Netz mit eingegeben wird die Anzahl der Hits innerhalb und in einer engen Umgebung außerhalb des Ringes. Ringe in 'schmutziger' Umgebung haben in der Regel mehr Hits und sind schlechter definiert.

**Verstärkung der Zähler** Viele der schon erwähnten Parameter, wie die Summenamplitude und die Zahl der Hits pro Ring, sind stark mit der Verstärkung der UV-Zähler korreliert. Diese muß bei der Bewertung berücksichtigt werden.

**Inaktive Fläche** Prozentsatz der defekten oder von Speichen abgedeckten Pads entlang des Ringumfangs.

Die wichtigsten Parameter der Multilayer-Feedforward-Netze und der Datensätze sind in Tabelle 5.1.5 zusammengefaßt.

| | **RICH-1** | **RICH-2** |
|---|---|---|
| Ausgangsneuronen | 1 | 1 |
| Verborgene Neuronen | 30 | 30 |
| Eingangsneuronen | 22 | 22 |
| Wertebereich des Ausgabeneurons | $0-1$ | $0-1$ |
| Aktivierungsfunktion $g(x)=1/(1+e^{-x/T})$ | $T=\frac{1}{2}$ | $T=\frac{1}{3}$ |
| Trainingsringe | 20500 | 15200 |
| Lernzyklen | 5000 | 3500 |

Tabelle 5.2: Netzwerk und Trainingsdatensatz.

Die mit den austrainierten Netzwerken erreichten Effizienzen sind in Abb. 5.15 dargestellt. Das linke Bild zeigt die Resultate in RICH-1 für Doppelringe (aufeinanderliegende Ringe), für enge sich überlappende Ringe sowie für Einzelringe, die aufgrund mangelnder Statistik durch Monte-Carlo-generierte Ringe ergänzt werden mußten. In RICH-2 brauchen diese Unterscheidungen nicht vorgenommen werden, da durch die Aufspaltung im Magnetfeld im wesentlichen nur Einzelringe vorliegen. Aufgetragen ist jeweils die Effizienz gegen den Schnitt auf dem Ausgabewert des Netzes. Ringe, deren Werte unterhalb der eingestellten Schwelle, liegen werden verworfen. Während der Datenproduktion wurde ein Schnitt von 0.2 gewählt, der jedoch bei der abschließenden Analyse in RICH-2 auf 0.45 erhöht wurde. Dies entspricht einer Einzelringeffizienz von $\sim 90\%$ bei einer Rejektion falscher Ringe von ebenfalls $\sim 90\%$.

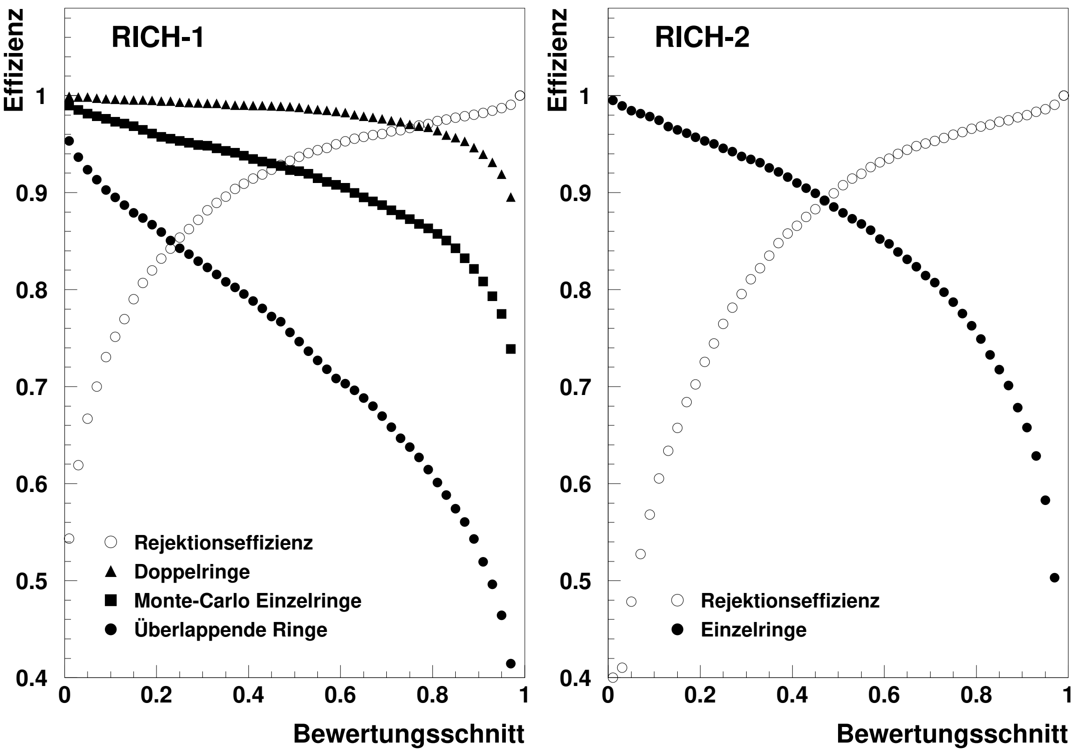

Abbildung 5.15: Effizienzen der beiden eingesetzten Neuronalen Netzwerke.

## 5.2 Spurrekonstruktion und Impulsmessung

Ziel der Spurrekonstruktion ist die von Elektronen und Positronen in beiden RICH-Detektoren erzeugten Ringe zu Trajektorien zusammenzufassen und deren Impulse zu bestimmen. Maßgebend dabei ist der Azimut- und Polarwinkel der beiden Ringe einer Spur. Zusammengehörige Ringe besitzen in 1. Näherung den selben $\Theta$-Winkel, während ihr azimutaler Abstand $\Delta\phi$ zur Impuls- und Vorzeichenbestimmung dient.

$$p_\ell = \frac{0.12 \text{ rad}}{|\Delta\phi|} \text{ GeV/c} = \frac{0.12 \text{ rad}}{|\phi_{\text{RICH2}} - \phi_{\text{RICH1}}|} \text{ GeV/c} \qquad \ell = \begin{cases} e^- & \Delta\phi < 0 \\ e^+ & \Delta\phi > 0 \end{cases} \tag{5.10}$$

Der $\Delta\Theta$-$\Delta\phi$-Abstand, um den die beiden Ringmittelpunkte einer Spur abweichen, wird durch die Vielfachstreuung zwischen den RICH-Detektoren, durch den Feldeffekt 2. Ordnung und die Ringauflösung bestimmt. In $\phi$ ist er durch den gewählten $p_\perp$-Schnitt von 75 MeV/c begrenzt (Gl. 5.10). Die impulsabhängige $\Theta$-Ablenkung läßt sich formal durch

$$\Delta\Theta_s(p) = \left[\sigma^2_{\theta,\text{RICH1}} + \sigma^2_{\theta,\text{RICH2}} + \sigma^2_{ms}(p)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.11}$$

beschreiben. Dabei ist $\sigma_\theta$ die Ringauflösung und $\sigma_{ms}$ die Standardabweichung der Vielfachstreuung, gegeben durch:

$$\sigma_{ms}(p) = \frac{13.6\ \mathrm{MeV/c}}{p}\sqrt{X/X_0}\ \left[1 + 0.038\ln(X/X_0)\right] \quad . \tag{5.12}$$

Mit den Strahlungslängen aus Tabelle B.1 ergibt sich $\sigma_{ms} = 0.88/p$ (GeV/c mrad). Daneben bewirkt der Feldeffekt 2. Ordnung eine radiale Ablenkung der Spuren in Richtung der Strahlachse:

$$\Theta \rightarrow \Theta - \frac{0.80}{p^2}\ (\mathrm{GeV/c})^2\ \mathrm{mrad} \tag{5.13}$$

Abb. 5.16 zeigt die Korrelation zwischen $\Theta$- und $\phi$-Ablenkung bei gemessenen Elektronspuren. Deutlich zu erkennen ist das Abknicken der Spuren für große Ablenkwinkel $\Delta\phi$, bzw. kleine Impulse, durch den Feldeffekt 2. Ordnung. Zu Spuren

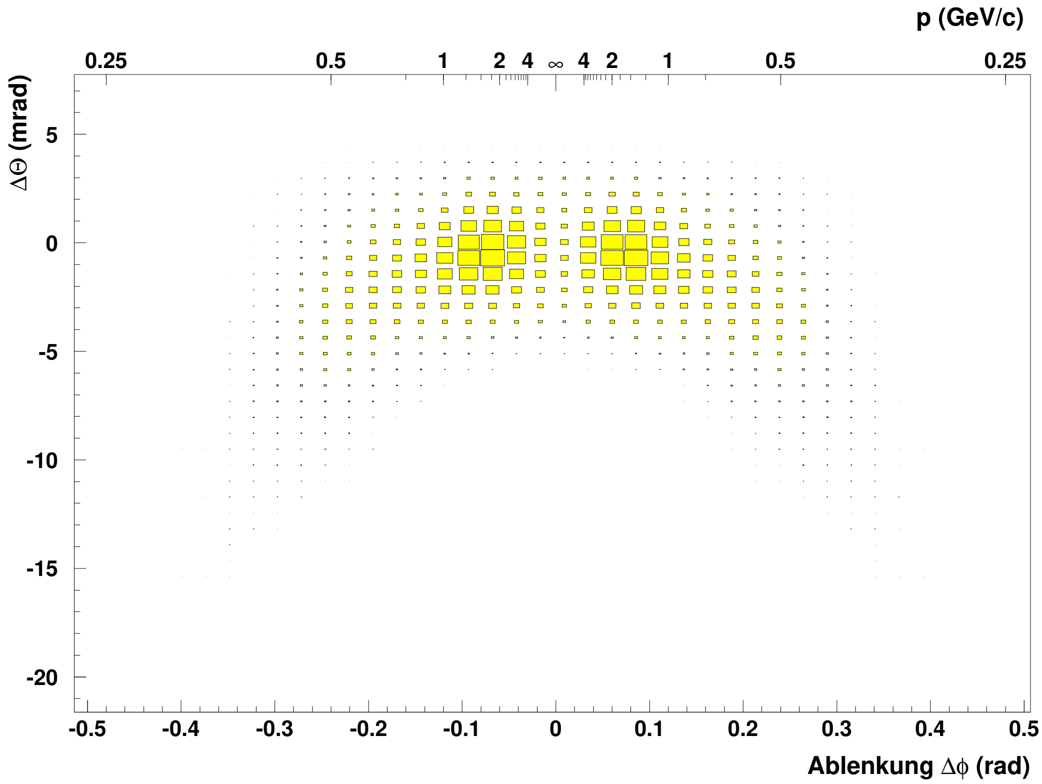


Abbildung 5.16: Korrelation zwischen $\Theta$- und $\phi$-Ablenkung vom Elektronspuren.

werden nur Ringe aus RICH-1 mit Ringen in RICH-2 kombiniert, die in $\Theta$ nicht mehr als drei Standardabweichungen $\Delta\Theta_s(p)$ abweichen. Die azimutale Ausdehnung ist durch den $p_\perp$-Schnitt $p_\perp > 75$ MeV/c festgelegt. In den seltenen Fällen, in denen zwei oder mehrere RICH-2 Ringe innerhalb des erlaubten Bereiches um den RICH-1 Ring liegen, wird die Spur konstruiert, die das kleinste $\Delta\Theta$ aufweist. Eine Ausnahme tritt auf, wenn zwei – zu einem RICH-1-Ring passende – Spuren ungleichnamige Vorzeichen besitzen. Hier werden beide Spuren zugelassen, d.h. ein RICH-1 Ring ist Teil zweier Spuren. Wegen ihrer charakteristischen Topologie bezeichnet man diese Spuren als V-Spuren. Sie sind typisch für nicht trennbare Dalitz- oder Konversionspaare. Abb. 5.21 zeigt dazu ein Beispiel. Der Anteil der durch Vieldeutigkeiten bei der Rekonstruktion verlorenen Spuren liegt unter 7%.

Um eine höchstmögliche Auflösung zu erreichen, wurden die bekannten Defekte der Spiegel (Abschnitt 3.3.2) *vor* der Spurrekonstruktion ausgeglichen. Die Defekte aufgrund der Deformation des RICH-1 Spiegels im Magnetfeld lassen sich analytisch korrigieren. Abb. 5.17 zeigt die Abhängigkeit der $\Theta$-Abweichung von Elektronringen einer Spur als Funktion von $\phi$. Aufgrund der Fixierung des Spiegelrahmens an drei Punkten ähnelt die $\Theta$-Differenz einer Sinusschwingung mit eine Periode von $\frac{2}{3}\pi$. Sie läßt sich mit der über dem Graphen aufgetragenen Funktion beschreiben. Die vollständige Korrektur berücksichtigt schließlich sowohl die

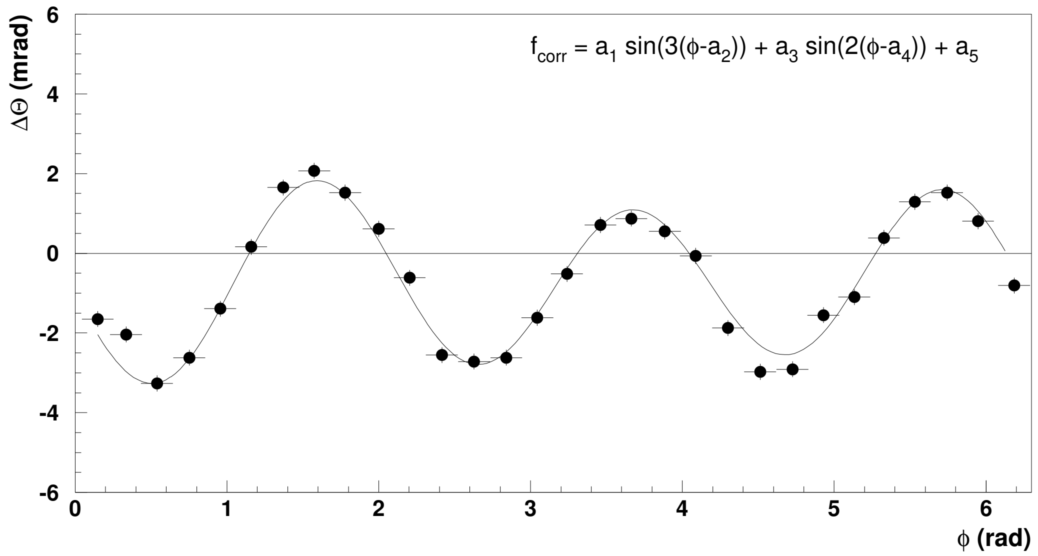


Abbildung 5.17: $\Theta$-Abweichung von Elektronringen aufgrund der Deformation des Spiegels in RICH-1 durch das Magnetfeld.

$\Delta\Theta(\Theta,\phi)$- als auch die $\Delta\phi(\Theta,\phi)$-Abhängigkeiten.
Die lokalen Schwankungen in der Fokallänge des RICH-2 Spiegels, zusammen mit der Verkippung der beiden Detektoren gegeneinander, lassen sich nur mit Hilfe einer Korrekturtabelle beseitigen, die mittels hochenergetischer Pionen erstellt wurde. Die $\Theta$-Ablenkung dieser Pionen durch Vielfachstreuung ist für Impulse $p > 7$ GeV/c vernachlässigbar, während die nominelle $\phi$-Ablenkung aus dem durch die Radiusmessung des Pionrings bestimmten Impulse berechnet werden kann.

Unter der Annahme, daß sich die radiale und azimutale Auflösung entsprechen, läßt sich aus der residualen Θ-Differenz $\sigma_\theta$ die Impulsauflösung des Spektrometers ableiten. $\sigma_\theta$ hängt, wie oben beschrieben, von der Auflösung der Ringzentren in den RICH-Detektoren und der Vielfachstreuung im Material zwischen ihnen ab ($X/X_0 = 0.64\%$). Abb. 5.18 zeigt die erwartete und gemessene radiale Auflösung als Funktion des Impulses. Die durchgezogene Linie stellt einen Fit durch die Datenpunkte dar. Der Anteil der Vielfachstreuung, welcher die Auflösung bei kleinen Impulsen dominiert, beträgt $1.08/p$ GeV/c mrad und weicht um $\sim 20\%$ vom Erwartungswert (0.88 mrad) ab. Im Limes hoher Impulse erhält man einen Wert 1.07 mrad, deutlich höher als aus den Ringauflösungen erwartete Wert von 0.67 mrad, ein Anzeichen dafür, daß die Θ und $\phi$-Korrekturtabellen noch erheblich verbessert werden müssen. Der gemessene Wert $\sigma_\theta$ im Bereich verschwindender Vielfachstreuung entspricht einer Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 4.7\%$.

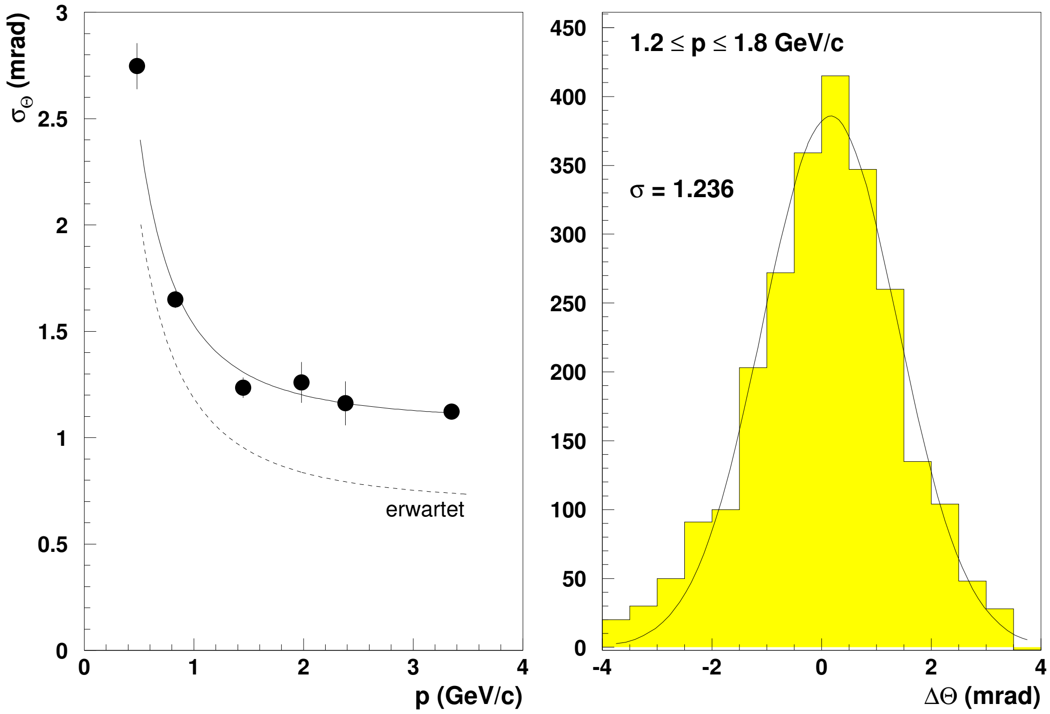


Abbildung 5.18: Übereinstimmung der Θ-Winkel zwischen den Ringen einer Elektronspur als Funktion des Impulses. Die durchgezogene Linie stellt einen Fit an die Daten dar, die gestrichelte Linie den aus Einzelringauflösung und Vielfachstreuung abgeleiteten Erwartungswert. Rechts ist exemplarisch die ΔΘ-Verteilung für ein Impulsintervall mit angefitteter Gaußfunktion aufgetragen. Die Daten wurden aus vollständig rekonstruierten Dalitzpaaren gewonnen.

Die Akzeptanz der Elektronenspuren im Spektrometer ist in Abb. 5.19 aufgetragen. Das obere Bild verdeutlicht die radiale Akzeptanz des Spektrometers, die im wesentlichen vom kleineren ΔΘ-Bereich des RICH-2-Detektors (*Fiducial*) festgelegt wird. Die Effizienz fällt zum Rand hin stark ab, da bereits halbangeschnittene

Ringe im Mittel weniger als die Mindestzahl von 6 Hits vorweisen. Im unteren Bild ist die relative Effizienz als Funktion des azimutalen Winkels abzulesen. Mit eingezeichnet sind die Positionen der radialen Speichen des Eintrittsfensters von UV-1. Obgleich von ihnen nur 7.8 % der gesamten Detektorfläche abgedeckt wird, geht ihr tatsächlicher Einfluß weit darüber hinaus. Einzig Ringe, deren Mittelpunkte genau zwischen den Speichen zum Liegen kommen bleiben davon unbeeinflußt. In allen anderen Fällen werden Teile des Rings vom Schatten der Speichen abgedeckt und führen abhängig vom Bruchteil der verlorenen Hits zu lokalen Effizienzverlusten von bis zu 40%. Der Beitrag der Speichen des UV2-Fensters kann dagegen vernachlässigt werden. Neben der durch die Speichen verursachten periodischen Struktur lassen sich lokale Schwankungen ausmachen, die auf Variationen der Verstärkung in den UV-Zählern zurückzuführen sind (siehe Abb. 5.8).

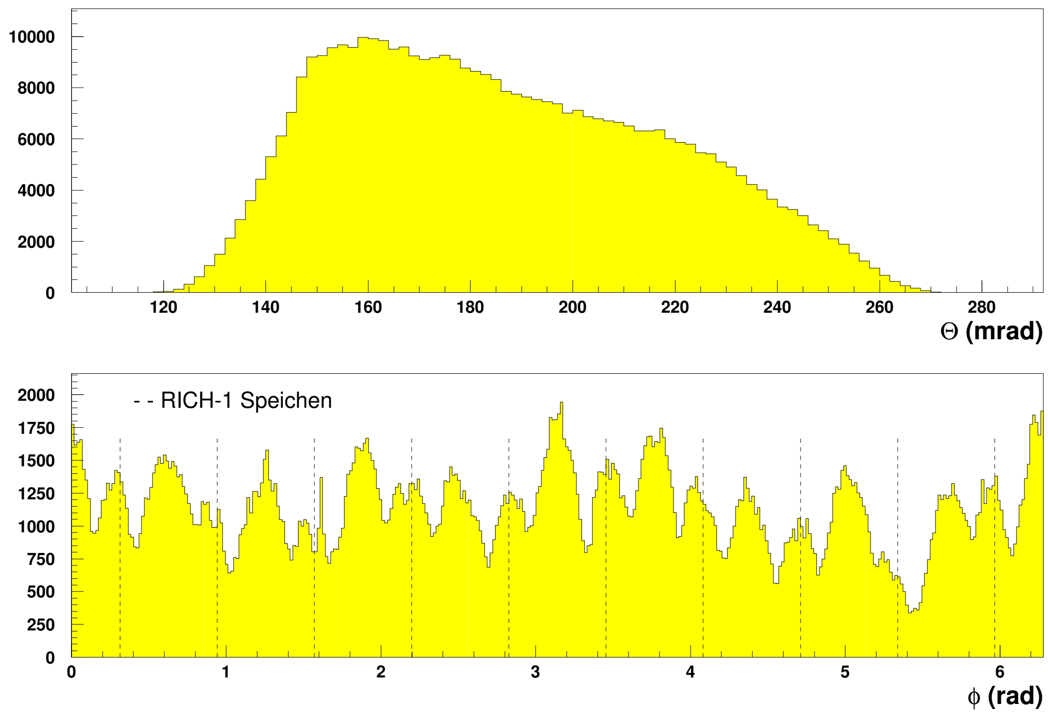


Abbildung 5.19: $\Theta$- und $\phi$-Verteilung der rekonstruierten Elektronspuren. Im unteren Bild mit eingezeichnet sind die Positionen der Speichen des Eintrittsfensters von UV-1.

Abb. 5.20 zeigt ein vollständig analysiertes S+Au-Ereignis mit drei isolierten Einzelringen und einer Konversion (V-Spur). Die Positionen der zugehörigen Ringe des jeweils anderen RICH-Detektors sind mit kleinen offenen Kreisen markiert. In beiden Detektoren sind noch Reste von Clustern zu erkennen, die nicht vollständig rejiziert wurden. Besonders in RICH-1 sind noch eine Vielzahl von Einzelhits vorhanden, die keinem Elektronring zugeordnet werden konnten. Die Mehrzahl dieser Hits stammt aus Pionringen, deren Impulse gerade die Čerenkovschwelle überschreiten, aber keine rekonstruierbaren Ringe erzeugen, und von sehr weichen Elektronspuren, deren Ringe durch Vielfachstreuung stark verschmiert werden. Die Ausschnittsvergrößerung einer rekonstruierten Konversion ist in Abb. 5.20 dargestellt. Zur Verdeutlichung ist in RICH-1 der schmetterlingsförmige $\Delta\Theta$-$\Delta\phi$-Bereich mit eingezeichnet, der die kinematisch erlaubte Grenze für die Spurpartner in RICH-2 darstellt.

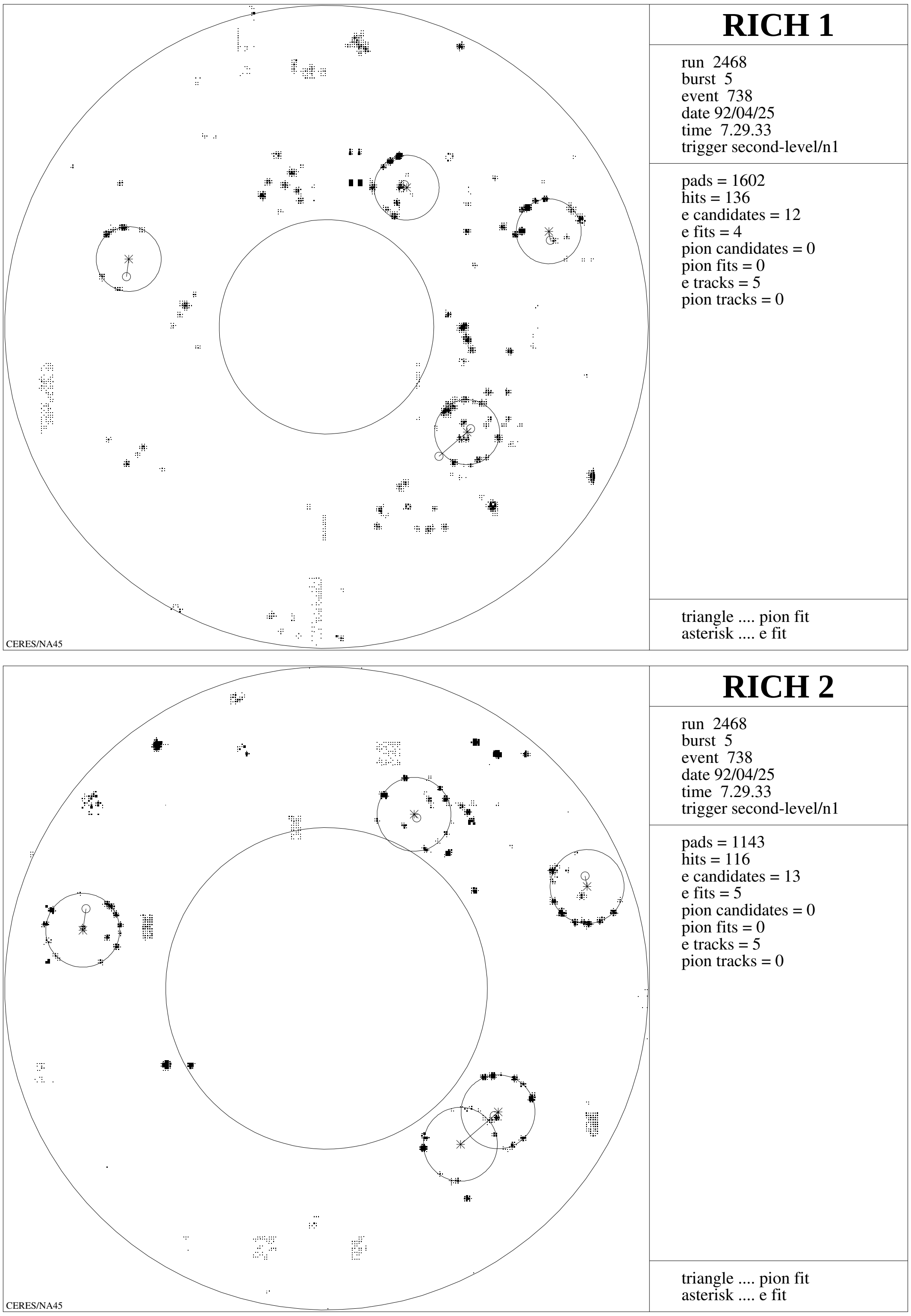


Abbildung 5.20: Vollständig analysiertes S+Au-Ereignis. Deutlich zu erkennen sind drei Einzelspuren in der oberen Detektorhälfte, sowie eine Konversion die durch die typische V-Topologie charakterisiert ist.

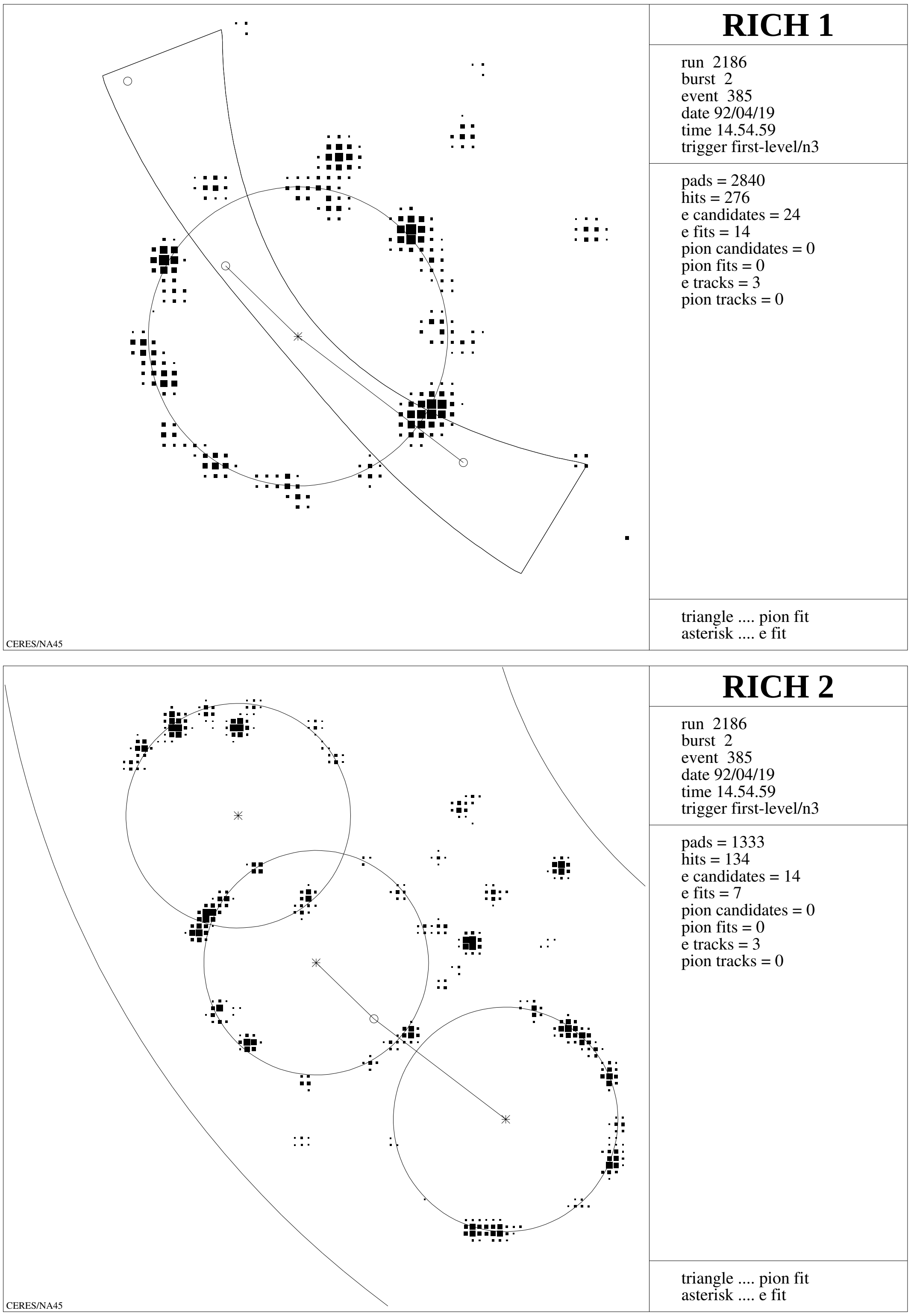


Abbildung 5.21: Ausschnittsvergrößerung eines S+Au-Ereignisses. Gezeigt ist die Topologie einer typischen Konversion (V-Spuren): zwei sich vollständig überlappende Ringe in RICH-1 und das aufgespaltene Paar in RICH-2. Zusätzlich ist in RICH-1 der schmetterlingsförmige $\Delta\Theta$-$\Delta\phi$-Bereich mit eingezeichnet, der die kinematisch erlaubte Grenze für die Spurpartner in RICH-2 darstellt.

## 5.3 Hitrekonstruktion in der Siliziumdriftkammer

Die SiDC-Rohdaten werden – ähnlich den RICH-Daten – vor der eigentlichen Hitrekonstruktion gereinigt, um die Mustererkennung zu vereinfachen. Dabei werden Pulszüge, die weniger als fünf zusammenhängende Zeitbins mit Amplituden über einer festeingestellten Schwelle besitzen, verworfen und anschließend die von stark ionisierenden Teilchen verursachten Cluster hoher Amplitude eleminiert. Abb. 5.22 zeigt den Ausschnitt eines Siliziumdriftkammerereignisses. Zu erkennen sind mehrer Pulszüge, deren einzelne Zeitbins proportional ihrer Amplitude skaliert sind. Am Rand der Kammer ist die Anodenstruktur durch Balken angedeutet.
Zur Rekonstruktion[3] der Treffer werden zunächst die Pulszüge auf den einzelnen

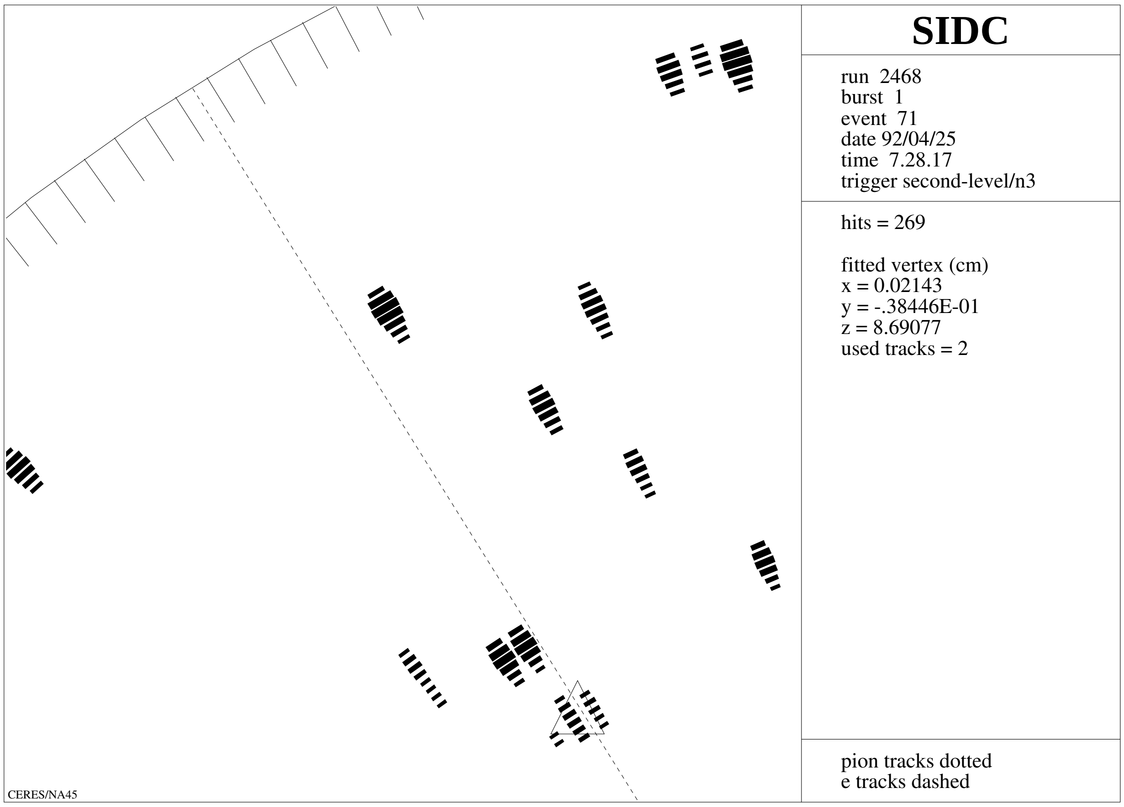


Abbildung 5.22: Ausschnitt eines Ereignisses in der Siliziumdriftkammer. Die gestrichelte Linie markiert die $\phi$-Position einer Elektronspur, das Dreieck den zur Spur gehörigen Hit. Die radiale Zuordnung eines Hits zur Spur kann erst erfolgen, wenn der Vertex des Ereignisses bekannt ist.

Anoden auf ihre zeitliche Lage und Amplitude hin untersucht und anschließend die Pulszüge benachbarter Anoden zusammengefaßt, falls sich die Ladung eines

[3]Eine ausführliche Behandlung der SiDC-Rekonstruktion findet sich in [63].

Treffers auf mehrer Anoden verteilt (siehe Abb. 5.22 unten).
Im ersten Schritt wird an die Pulszüge ein Referenzpuls angefittet. Dieser hat keine streng gaußische Form, sondern weist zwei asymmetrische Flanken auf, deren Breite driftzeitabhängig skaliert. Um die Doppelhitauflösung in radialer Richtung zu verbessern, werden Einzelhits, deren Breite um $\gtrsim 7\%$ über der Sollbreite liegen, mit einem aus zwei überlagerten Einzelpulsen konstruierten Referenzpuls gefittet. Durch diese Methode können überlappende Hits mit einem Abstand von zwei Zeitbins, entsprechend 40 ns bzw. 260 $\mu$m, noch getrennt werden.
Nach Bestimmung ihrer Position und Amplitude werden Pulszüge benachbarter Anoden zusammengefaßt, falls ihre radialen Positionen innerhalb eines Zeitfensters von $\pm 20\mu$s zusammenfallen. Dabei wird die Amplitude der Einzelpulse zur Trefferamplitude aufsummiert und die zeitliche Lage sowie der Azimutwinkel durch Mittelung der gewichteten Einzelpulse bestimmt. Abschließend werden die Amplituden der Hits bezüglich Verstärkerinhomogenitäten und driftzeitabängiger Amplitudenverluste (ballistisches Defizit) korrigiert. Nach Eichung der Zeitskala steht die absolute radiale und azimutale Position aller Hits zur Verfügung. Die mittlere Effizienz der Driftkammer liegt bei 85% (Abschnitt 3.2.2).

In Abb. 5.23 unten ist die Verteilung der Hits auf die einzelnen Anoden dargestellt. Man erkennt deutlich, daß jede dritte Anode eine fast dreifach höhere Trefferwahrscheinlichkeit aufweist als die sie umgebenden Anoden. Dies ist auf die 3°-Struktur der Driftkammer zurückzuführen, da die Zentralanoden in verstärktem Maße die Ladungen sammeln. Die 5 Anoden breite Lücke wird durch defekte Anoden verursacht. Im oberen Bild ist die radiale Verteilung der Hits aufgetragen. Die Höckerstruktur wird von elektronischem Untergrund (Pickup) verursacht, der in bestimmten Zeitbins verstärkt auftritt. Dieser Effekt, sowie der 3°-Struktur der Anoden, schränken die Verwendbarkeit der Siliziumdriftkammer in der weiteren Analyse stark ein.

## 5.4 Vertexbestimmung

Um die in der Siliziumdriftkammer rekonstruierten Hits einer Spur aus den RICH-Detektoren zuordnen zu können, muß der genaue Ort der Wechselwirkung im segmentierten Target, der Vertex, bekannt sein. Da durch die RICH-Detektoren nur die Winkel der Teilchen festgelegt sind, die Driftkammer aber absolute Koordinaten im Raum mißt, ist eine rein analytische Berechnung des Vertex nicht möglich. Vielmehr muß durch ein iteratives Verfahren der Punkt im Target gefunden werden, von dem ausgehend alle Spuren im Rahmen der Auflösung einem Hit in der Driftkammer zugeordnet werden können. Einziger Anhaltspunkt dabei ist der Azimutwinkel der Spuren in RICH-1, der in 1. Näherung mit dem $\phi$-Winkel des Driftkammerhits übereinstimmen muß. Dies gelingt umso besser, je mehr Spuren

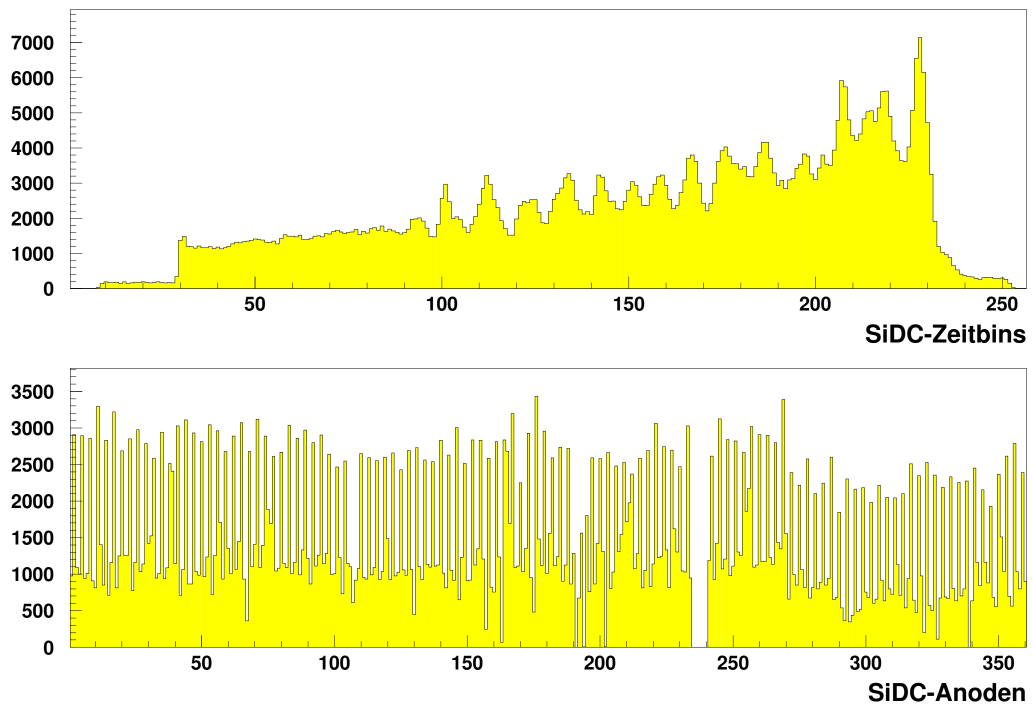


Abbildung 5.23: Radiale (zeitliche) und azimutale Verteilung der Hits in der Siliziumdriftkammer.

im Ereignis vorliegen. Erschwert wird dieses Verfahren durch die Anwesenheit von falschen Spuren und durch falsche Hits aufgrund von Pickup in der Kammer. Da die laterale Ausdehnung der Targetscheiben ($\varnothing = 600$ $\mu$m) die Auflösung des Spektrometers übersteigt, muß neben der $z$- auch die $xy$-Position des Vertex bestimmt werden.
Das Prinzip des Verfahrens besteht darin, für einen angenommenen Vertex die mit einem Gaußpotential gewichteten Abstände der Spuren zu allen Hits um ihren Durchstoßpunkt auf der Driftkammer zu summieren. Hierbei macht man sich erneut die Eigenschaft gaußförmiger Potentiale zunutze, ohne künstliches Abbruchkriterium für weit enfernte Hits auszukommen. Die berechnete Summe nimmt als Funktion von $x, y$ und $z$ genau beim tatsächlichen Vertex ihren minimalen Wert an.
In der Praxis wird das Target zuerst in 500 Einzelschritten abgetastet. Die z-Position des Minimums dient als Startwert eines aufwendigen Minimierungsprogramms welches – nun in 3-Dimensionen – den Vertex festlegt. Abb. 5.24 (a) zeigt die gemessene Vertexverteilung für ein 200 $\mu$m dickes Platintarget. Aufgetragen ist die Entfernung des Vertex von der Siliziumdriftkammer. Die effektive Vertexauflösung entlang der $z$-Achse ergibt sich aus der Halbwertsbreite der Kurve um die tatsächliche Position ($z \approx 10.9$ cm) zu 0.2 cm. Sie ist folglich nicht ausreichend, um die in 1.6 mm Abstand aufgereihten 40 einzelnen Scheiben des segmentierten

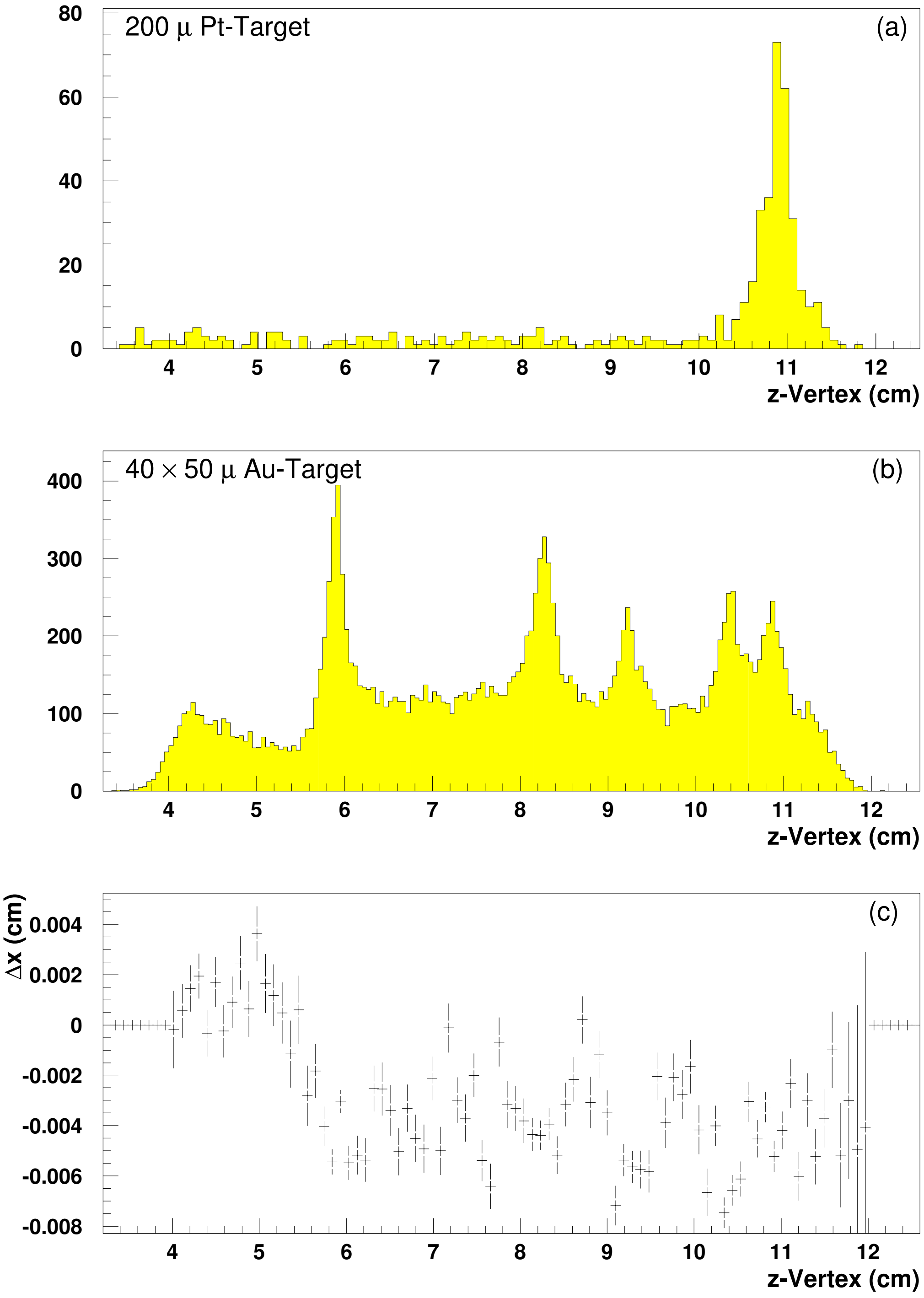


Abbildung 5.24: Vertexverteilung für ein 200 $\mu$m Platin-Target (a), sowie für das segmentierte $40 \times 50$ $\mu$m Gold-Target. In (c) ist die mittlere x-Abweichung der Vertices von der Strahlachse gegen die jeweilige z-Position aufgetragen.

Targets aufzulösen.

Dies wird in Abb. 5.24 (b) deutlich. Die gaußförmigen Spitzen in der Vertexverteilung des segmentierten Targets sind noch nicht vollstängig verstanden. Eine mögliche Ursache stellt die mangelhafte Ausrichtung der einzelnen Scheiben in lateraler Richtung dar, die dazu führte, daß nicht alle Scheiben gleichmäßig vom Strahl ausgeleuchtet waren. Abb. 5.24 (c) zeigt die zugehörige mittlere Abweichung der Vertices von der Strahlachse, die zumindest qualitativ mit der Vertexverteilung entlang der z-Achse korreliert ist. Die Projektion aller Vertices in die $xy$-Ebene ist in Abb. 5.25 dargestellt. Der mit eingezeichnet Kreis markiert die nominelle Position und Ausdehnung der Targetscheiben. Der Schwerpunkt aller Vertices weicht um $\simeq 124$ $\mu$m von der Strahlachse ab.

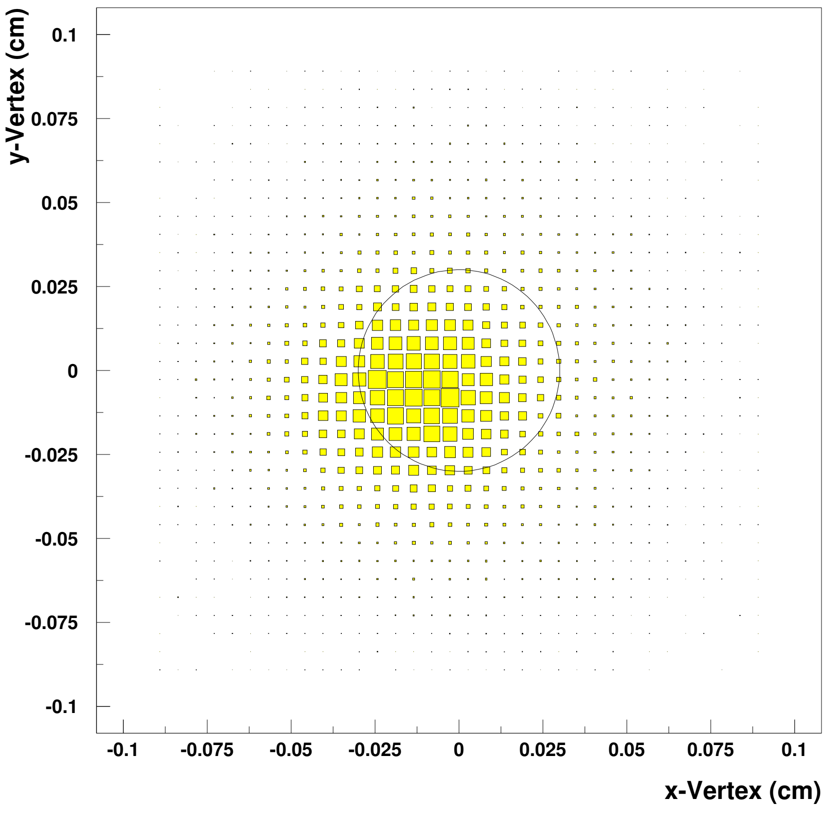


Abbildung 5.25: $xy$-Verteilung der Vertices um die Strahlachse. Der eingezeichnete Kreis markiert die nominelle Position und Ausdehnung der Targetscheibe.

Die Abstandsverteilung der Hits zum Durchstoßpunkt der Spuren ist im wesentlichen durch die Hitauflösung in der Driftkammer, die Ringauflösung in RICH-1 und die Vielfachstreuung im Material zwischen beiden Detektoren gegeben. Unter der Annahme einer idealisierten Driftkammer sagen Monte-Carlo-Simulationen für Elektronen mit $p_\perp > 0.2$ GeV/c Breiten von $\sigma_r = 115$ $\mu$m und $\sigma_\phi = 6.5$ mrad voraus. Abb. 5.26 zeigt die gemessenen Abstandsverteilungen $\Delta r$ und $\Delta\phi$. Um einen Fitbias möglichst zu minimieren, wurden nur solche Ereignisse ausgewählt, in denen mehr als 4 Spuren zur Vertexbestimmung verwendet werden konnten. Die Breite der radialen Abstandsverteilung $\sigma_r = 106 \pm 8\ \mu$m ist dabei im Rahmen der Fehler in guter Übereinstimmung mit dem Erwartungswert. Die Diskrepanz in $\Delta\phi$ ($\sigma_\phi = 12.9 \pm 0.1$ mrad) deutet erneut auf die Problematik der 3°-Anodenstruktur hin.

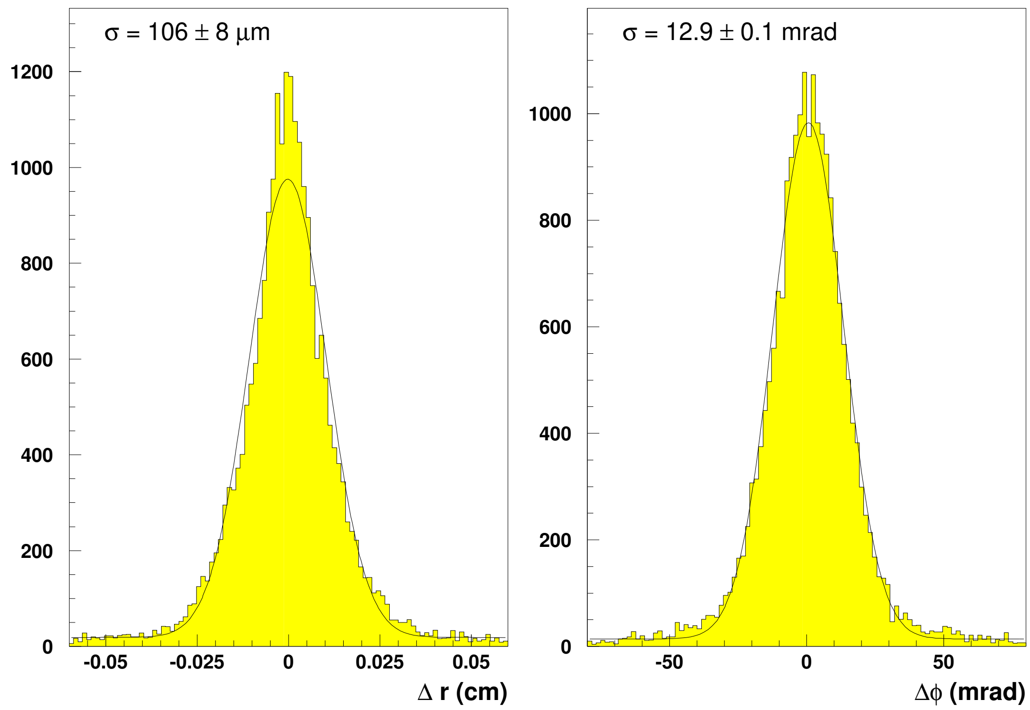


Abbildung 5.26: Abstandsverteilung der Hits in der Driftkammer zum Durchstoßpunkt von Elektronspuren mit $p_\perp > 0.2$ GeV/c.

Für alle weiteren Analysen wurde einzig von der rekonstruierten Vertexposition und dem Abstand des Spurdurchstoßpunktes zum nächsten Hit Gebrauch gemacht. Die Möglichkeit, Konversionpaare aufgrund der im Mittel doppelten Hitamplitude ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$), oder eng zusammenliegender Hits zur rejizieren, wurde aufgrund der geschilderten Probleme (Pickup, 3°-Anodenstruktur) in dieser Arbeit nur eingeschränkt eingesetzt.

# Kapitel 6

# Rekonstruktion von Elektronpaaren

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion von Paaren aus den einzelnen Elektron- und Positronspuren im Detail beschrieben. Nach der Diskussion der angewandten Schnitte zur Minimierung des kombinatorischen Untergrundes werden die resultierenden Paarspektren kurz vorgestellt und die systematischen Fehler in der Normierung der Daten untersucht.

## 6.1 Extraktion des Signals

Elektronpaare mit Massen $m_{ee} > 0.2$ GeV/c$^2$ innerhalb der Spektrometerakzeptanz besitzen im wesentlichen große Öffnungswinkel, die den asymptotischen Čerenkovradius deutlich überschreiten $\theta_{ee} \gg \theta_{ch}$. Die Paare sind weit geöffnet und eine eindeutige Zuordung der einzelnen Spuren zu einem Paar ist – im Gegensatz zu engen Dalitz- und Konversionspaaren – *prinzipiell* nicht möglich.
Kombiniert man in jedem Ereignis alle vorliegenden Spuren zu Paaren, enthält das resultierende e$^+$e$^-$-Spektrum neben den physikalischen Paaren, dem Signal ($S$), einen Anteil von Paaren aus Spuren unterschiedlicher Quellen, den *kombinatorischen* Untergrund ($B$). Das Signal-zu-Untergrundverhältnis $S/B$ bestimmt – bei gegebener Statistik – die Signifikanz der Messung. Der kombinatorische Untergrund aus ungleichnamigen Paaren ist rein statistischen Ursprungs und seine Rate und Form läßt sich aus der der *gleichnamigen* e$^+$e$^+$- und e$^-$e$^-$-Paare abgeleiten. Er kann mit

$$B = 2\ R\ \sqrt{N_{++} N_{--}} \tag{6.1}$$

berechnet werden, wobei $N_{++}$ und $N_{--}$ die Zahl der gleichnamigen Paare in den Daten darstellt. Der Faktor $R$ ist im allgemeinen eine Funktion der Multiplizität und der Ladungsasymmetrie des Untergrundes [96]. Bei der Messung von $e^+e^-$-Paaren wird der Untergrund jedoch von Spuren aus Prozessen mit jeweils einem Paar im Endkanal gebildet (Photokonversionen und Dalitzzerfälle), so daß, unabhängig von der Multiplizität, im Mittel gleichviele Elektronen wie Positronen zum Untergrund beitragen[1]. Die Ladungsasymmetrie aus Compton-Elektronen und $K_{e3}$-Zerfällen ist vernachlässigbar klein ($< 1\%$). In guter Näherung kann deshalb $R = 1$ gesetzt werden. Folglich gilt

$$S = N_{+-} - 2\sqrt{N_{++}N_{--}} \approx N_{+-} - (N_{++} + N_{--}) \quad . \tag{6.2}$$

Den größten Anteil am kombinatorischen Untergrund haben Spuren aus nicht vollständig rekonstruierten Konversions- und Dalitzpaaren.

Die Form und Größe des kombinatorischen Untergrundes kann durch einen Schnitt auf den Transversalimpuls der Spuren beeinflußt werden. Abb. 6.1 zeigt die Abhängigkeit des Massenspektrums des kombinatorischen Untergrundes vom gewählten $p_\perp$-Schnitt. Zur Paarrekonstruktion wurden nur Spuren mit transversalen Impulsen von $p_\perp \geq 200$ MeV/c benutzt.

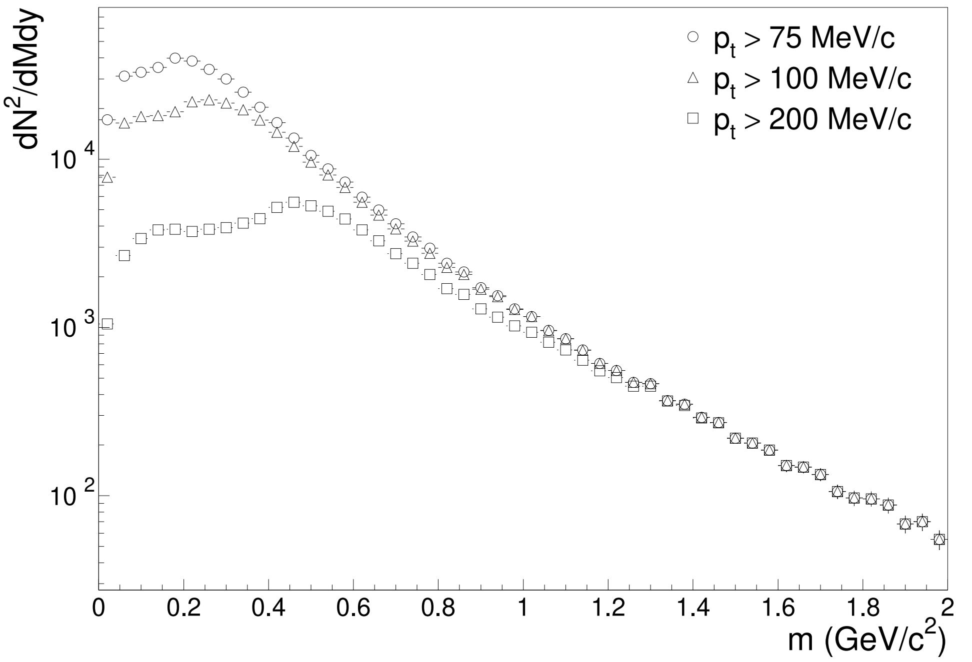


Abbildung 6.1: Massenspektrum des kombinatorischen Untergrundes für $p_\perp$-Schnitte von 75, 100 und 200 MeV/c auf die Einzelspuren.

Aus den mit Gleichung 7.5 und 7.1 berechneten Raten von Einzelspuren aus Konversions- und Dalitzpaaren für einen gegebenen $p_\perp$-Schnitt ($N_e(p_\perp)$) läßt sich die

[1]Dies ist bei der Messung von Myonpaaren nicht der Fall. Hier stammt der größte Teil des Untergrundes aus Pionzerfällen $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$. Aufgrund der Asymmetrie im $\pi^+/\pi^-$- und $K/\pi$-Verhältnis ist hier $R > 1$.

Größe des kombinatorischen Untergrundes mit der Beziehung

$$B = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot N_e^2 \cdot \varepsilon(m; p_\perp) \tag{6.3}$$

leicht abschätzen, wobei $\varepsilon(m; p_\perp)$ den Bruchteil der Paare über dem jeweiligen Massenschnitt angibt. Für Paare mit Massen $m_{ee} \geq 200$ MeV/c$^2$ und $p_\perp > 200$ MeV/c erhält man $\varepsilon = 0.83$ (Abb. 6.1). Für die im vorangegangenen Kapitel abgeleiteten Werte ergibt sich bei einer Multiplizität von $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta = 125$ ohne jegliche Rejektionsschnitte eine Rate von $B = 2.2 \cdot 10^{-2}$ Paare pro Ereignis innerhalb der Akzeptanz und damit ein Signal-zu-Untergrundverhältnis von $S/B \sim 1/128$. Dieses Verhältnis ist proportional zur geladenen Multiplizität: $S/B \propto N_{ch}$. Das Ziel der Paarrekonstruktion ist es, diesen Wert durch geeignete Schnitte so weit wie möglich zu verbessern.

## 6.2 Untergrundrejektion und Paaranalyse

Die wesentliche Strategie in der Untergrundrejektion ist das Verwerfen von nicht vollständig rekonstruierten Konversions- und Dalitzpaaren anhand ihrer charakteristischen Eigenschaft: dem kleinen Öffnungswinkel. Verwendet wird dazu die Information des RICH-1-Detektors und der Siliziumdriftkammer. Die einzelnen Rejektionsschritte gestalten sich wie folgt:

1. Zur Kombination von gleich- und ungleichnamigen Paaren werden nur Spuren mit transversalen Impulsen $p_\perp \geq 200$ MeV/c verwendet. 'V-Spuren' werden prinzipiell verworfen.

2. Es werden nur Spuren zugelassen, deren Ringe in beiden RICH-Detektoren vom Neuronalen Netzwerk als echte Ringe eingestuft wurden. Dabei wird der Schnitt auf den Wert des Ausgangsneuron entsprechend einer Effizienz von 90% gewählt.

3. In RICH-1 wird die nähere Umgebung der selektierten Spur nach eng benachbarten Ringen abgesucht (Paaröffnungswinkel $\theta_{ee} < 35$ mrad). Ist dies der Fall, wird die Spur als Teil eines Konversions- oder Dalitzpaares angesehen und verworfen.

4. Um die verbleibenden Doppelringe zu verwerfen, wird ein Schnitt auf die Summe aller Pads innerhalb einer $\pm 3$ Pad breiten Maske um den Ringumfang in RICH-1 angewandt. Dieses Verfahren ist einem Schnitt auf die Zahl der Hits pro Ring vorzuziehen, da hier die Schwächen der Hitrekonstruktion (Pileup, Hitaufspaltung) umgangen werden. Im Prinzip sollten dabei

vollständig überlappende Ringe genau die doppelte Amplitude von Einzelringen aufweisen. In der Praxis konnte jedoch nur ein Faktor 1.8 nachgewiesen werden. Der Grund dafür liegt sowohl in residualen, nicht korrigierten Schwankungen der lokalen Verstärkung, als auch am Hituntergrund, der das Verhältnis reduziert[2]. Abb. 6.2 zeigt im linken Diagramm die Rejektioneffizienz vollständig überlappender Doppelringe respektive die Einzelringeffizienz als Funktion des Summenamplitudenschnittes. Die Doppelringe wurden dabei mit Hilfe der Siliziumdriftkammer selektiert, um einen Öffnungswinkel $\theta_{ee} < 6$ mrad sicherzustellen. Zur Bestimmung der Einzelringamplitude wurden sowohl vollständig rekonstruierte Dalitzpaare als auch Pionen verwendet. Die Pionringamplitude wurde dabei auf asymptotische Werte extrapoliert. Bei einer Einzelringeffizienz von 80 % läßt sich dabei eine Rejektion von 80 % erreichen.
Wie die Öffnungswinkelverteilungen für Dalitz- (Abb. 7.2) und Konversionspaare (Abb. 7.1) zeigen, überlappt nur ein Bruchteil aller Ringe vollständig. Bei leicht geöffneten Paaren ist die Ringsumme innerhalb der Maske entsprechend niedriger. So wird bei einem Öffnungswinkel von 10 mrad nur noch 50 % der Amplitude des benachbarten Ringes erfaßt. Dies ist im rechten Diagramm von Abb. 6.2 verdeutlicht. Hierzu wurden in einer Monte-Carlo-Simulation alle Dalitz- und Konversionspaare selektiert, von denen nur ein Ring in RICH-1 rekonstruiert werden konnte. Bei einer Einzelringeffizienz von 80 % sinkt die effektive Rejektionseffizienz auf 60 %.

5. Um Photonen, die hinter der Siliziumdriftkammer konvertieren, und verbliebene fälschlich konstruierte Ringe zu rejizieren, werden die Spuren mit den Treffern in der Siliziumdriftkammer korreliert. Es werden diejenigen Spuren verworfen, bei denen in einem Fenster von $\sim \pm 3\sigma_{r,\phi}$ um ihren Durchstoßpunkt in der Driftkammer kein Hit vorliegt.

6. Ereignisse, in denen der rekonstruierte Vertex nicht innerhalb des segmentierten Targets liegt, werden verworfen.

7. Die Analyse der Hitamplituden und ihrer räumlichen Abstände in der Siliziumdriftkammer bietet im Prinzip eine zusätzliche Möglichkeit, Konversions- und Dalitzpaare zu rejizieren. Paare mit Öffnungswinkeln unterhalb der Doppelhitauflösung der Kammer erzeugen Hits mit der doppelten Amplitude eines minimal ionisierenden Teilchens und können durch geeignete Amplitudenschnitte erkannt und verworfen werden. Leicht geöffnete Paare sind anhand zweier eng benachbarter Treffer zu identifizieren. Wegen der schon erläuterten technischen Probleme (3°-Struktur und Pickup) wird von diesen Rejektionsmöglichkeiten jedoch nur sehr eingeschränkt Gebrauch gemacht.

[2] Für die gemessene Zahl an Hits pro Ring in RICH-1 und 1.5 zusätzliche Untergrundhits sinkt das Verhältnis auf 1.85.

Es wurde ein loser Amplitudenschnitt gewählt, der lediglich eine Rejektion von 20% bei vernachlässigbarem Effizienzverlust ($\varepsilon \gtrsim 94\%$) ermöglicht. Aufgrund der elektronischen Störsignale in der Kammer wurde auf die Zuhilfenahme der räumlichen Korrelation der Hits verzichtet.

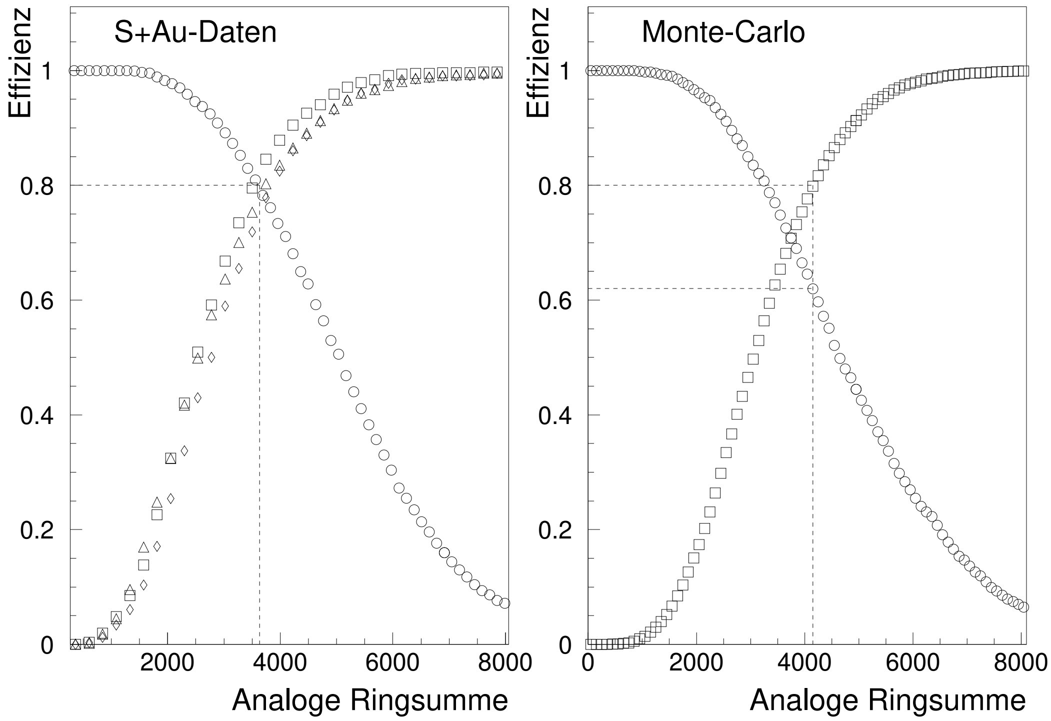


Abbildung 6.2: Effizienz des Schnitts auf die Summenamplitude von RICH-1-Ringen. Das linke Diagramm zeigt die Ergebnisse einer Analyse aus S+Au-Daten. Aufgetragen ist die Rejektionseffizienz von vollständig überlappenden Doppelringen ($\bigcirc$), sowie die Effizienz, Einzelringe durch den Schnitt nicht zu verlieren. Dabei ist unterschieden in: Ringe aus offenen Dalitzpaaren in extrem sauberer Umgebung ($\square$), rekonstruierte Ringe aus offenen Dalitzpaaren ($\diamond$) und Pionen, deren Amplitude auf asymptotische Werte skaliert wurde ($\triangle$). Im rechten Diagram ist das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation gezeigt. Dargestellt ist die Rejektionseffizienz ($\bigcirc$) von nicht komplett rekonstruierten engen Paaren. Da die Summenamplitude beider Ringe nicht vollständig erfaßt wird, liegt die Rejektionseffizienz bei gleicher Einzelringeffizienz ($\square$) deutlich niedriger (60% statt 80%).

Die wesentlichen Rejektionsschnitte wurden auf die hier behandelten Datensätze identisch angewandt mit folgenden Ausnahmen:

1. Die deutlich niedrigere Verstärkung der UV-Zähler in der ersten Hälfte des $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatzes erlaubt es nicht mehr, die analoge Summenamplitude der Ringe durch die Korrekturtabellen vollständig auszugleichen. Für diese Ereignisse wurde eine gesonderte Korrektur vorgenommen.

2. Durch mehrfachen Ein- und Ausbau des Targets während der Datennahme verschob sich dessen Zentrierung. Beim Vertexschnitt wird dieser Versatz dem jeweiligen Datensatz entsprechend berücksichtigt.

3. Mit Hilfe der Information des Siliziumpaddetektors können Ereignisse, bei denen innerhalb eines Zeitfensters von $\pm 5$ $\mu$s eine weitere Interaktion stattfand, ermittelt und verworfen werden. Dieses Verfahren kann jedoch aus technischen Gründen nur im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatzes sinnvoll verwendet werden. Die Zahl der dadurch verworfenen Ereignisse (16%) muß bei der späteren Normierung berücksichtigt werden.

4. Zwangsläufig führt eine Beschränkung auf ein Paar pro Ereignis zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses. Im $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz macht sich dies deutlich bemerkbar. Durch den Schnitt wird das Verhältnis um einen Faktor 2 verbessert, ohne das Signal erkennbar zu beeinflussen. Dieser Schnitt wurde im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz aufgrund des Triggerbias nicht angewandt.

Die Wirkung der einzelnen Schnitte, ihre gemessene und erwartete Effizienz, sowie die erzielte Verbesserung im Signal-zu-Untergrundverhältnis ist für beide Datensätze in Tabelle 6.1 und 6.2 aufgezeigt.

| | **Signal** | **Effizienz** | | $\boldsymbol{S/B}$ | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | **gemessen** | **erwartet** | **gemessen** | **erwartet** |
| Eingangs-Datensatz | $-53 \pm 128$ | – | 0.29 | – | 1/55 |
| Rejektionsschnitte: | | | | | |
| SiDC- & Vertex | $-4 \pm 95$ | – | 0.61 | – | 1/40 |
| Enge Nachbarringe | $92 \pm 83$ | – | 0.97 | 1/37 | 1/20 |
| Summenamplitude | $178 \pm 57$ | – | 0.64 | 1/8.5 | 1/8 |
| SiDC-Hitamplitude | $189 \pm 48$ | – | 0.94 | 1/5.6 | 1/7 |
| Ergebnis | $189 \pm 48$ | $0.37 \pm 0.10$ | 0.10 | 1/5.6 | 1/7 |

Tabelle 6.1: $1^{st}$-Level getriggerter Datensatz für $m > 0.2$ GeV/c$^2$ und $p_\perp > 0.2$ GeV/c.

Die Werte beziehen sich auf Paare mit invarianten Massen $m_{ee} > 0.2$ GeV/c$^2$ und einem $p_\perp$-Schnitt auf die einzelnen Spuren von $p_\perp > 0.2$ GeV/c; angeben sind jeweils nur die statistischen Fehler. In der zweiten Spalte ist die gemessene Zahl der

| | **Signal** | **Effizienz** | | **$S/B$** | |
|---|---|---|---|---|---|
| | | **gemessen** | **erwartet** | **gemessen** | **erwartet** |
| Eingangs-Datensatz | $471 \pm 185$ | $0.69 \pm 0.34$ | 0.29 | 1/36 | 1/55 |
| Rejektionsschnitte: | | | | | |
| SiDC & Vertex | $324 \pm 126$ | 0.69 | 0.61 | 1/24 | 1/40 |
| Enge Nachbarringe | $330 \pm 113$ | $\sim 1$ | 0.97 | 1/19 | 1/20 |
| Summenamplitude | $233 \pm 53$ | 0.71 | 0.64 | 1/5.5 | 1/8 |
| SiDC-Hitamplitude | $255 \pm 49$ | $\sim 1$ | 0.94 | 1/3.4 | 1/7 |
| Ergebnis | $255 \pm 49$ | $0.37 \pm 0.14$ | 0.10 | 1/3.4 | 1/7 |

Tabelle 6.2: $2^{nd}$-Level getriggerter Datensatz für $m > 0.2$ GeV/c$^2$ und $p_\perp > 0.2$ GeV/c.

Paare nach Subtraktion der gleichnamigen Untergrundpaare aufgelistet (Gleichung 6.2). Daneben ist die gemessene Effizienz, definiert als die Rate der beobachteten $e^+e^-$-Paare *bezüglich* der erwarteten Rate aus hadronischen Quellen, aufgetragen. Dabei handelt es sich um eine *absolute* Größe, die sowohl Wirkungsquerschnitte, Spektrometerakzeptanz als auch – im Falle des $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatzes – den Anreicherungsfaktor durch den Trigger enthält. Infolge der vielen einzelnen Beiträge, aus denen er sich zusammensetzt, weist dieser Wert große systematische Fehler auf. Die nächste Spalte enthält die aus einer Monte-Carlo-Simulation bestimmte *relative* Effizienz des jeweiligen Schnittes, die mit deutlich geringeren Fehlern behaftet ist. Eine Ausnahme bildet dabei der Wert in der letzten Zeile, der die erwartete absolute Signaleffizienz angibt. Hierzu wurde ein komplette Simulation des gesamten Detektors durchgeführt, wobei alle bekannten Störeffekte wie lokale Schwankungen der Verstärkung und inaktive Pads mitberücksichtigt wurden. Die geladenen Pionen wurden nach gemessenen Rapiditäts- und $p_\perp$-Verteilungen generiert (NA34/HELIOS, WA80) und die Signalpaare dem in Kapitel 7 beschriebenen Paargenerator entnommen. Zusätzlich wurde die Zahl der Hits in den Detektoren den gemessenen Verteilungen angepaßt.
In den letzten beiden Spalten ist das gemessene und das theoretisch erwartete Signal-zu-Untergrundverhältnis aufgeführt. Dabei kann der theoretische Wert lediglich abgeschätzt werden, da eine Beschreibung dieser Größe durch Monte-Carlo-Rechnungen mit genügender Statistik nicht durchgeführt werden kann.
In der ersten Zeile ist jeweils der Eingangs-Datensatz beschrieben. Dieser enthält bereits Qualitäts- und Rejektionsschnitte wie: Schnitte auf den Ringradius, Rejektion von 'V-Spuren', und Bewertung der Einzelspuren durch Neuronale Netze. Die

Bewertung beider Tabellen wird durch die großen Fehler infolge mangelnder Statistik und geringem $S/B$-Verhältnis erschwert. Insbesondere im $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz wird ein Vergleich mit den theoretisch erwarteten Werten erst nach harten Rejektionsschnitten möglich.

In beiden Tabellen ist das Anwachsen des $S/B$-Verhältnisses nach jedem Schnitt ersichtlich. Bezüglich des Eingangs-Datensatzes kann das Verhältnis um eine Größenordung auf schließlich $S/B = 1/5.6$ (1/3.4) verbessert werden. In die Berechnung der Effizienz im zweiten Datensatz geht der Anreicherungsfaktor des $2^{nd}$-Level-Triggers ein. Dieser kann aus dem Verhältnis der Raten beider Datensätze, unter Berücksichtigung der jeweiligen Größe des Datensatzes, berechnet werden. Es ergibt sich ein Wert von $\mathcal{A} = 1.95 \pm 0.62$, im Vergleich zum ursprünglich erwarteten Wert von 3.
Die Resultate beider Datensätze nach allen Rejektionsschnitten sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

| | **Signal** | $\boldsymbol{S/B}$ | $e^+e^-$-Paare | $e^\pm e^\pm$-Paare |
|---|---|---|---|---|
| $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz | $189 \pm 48$ | 1/5.6 | 1242 | 1055 |
| $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz | $255 \pm 49$ | 1/3.4 | 1134 | 879 |
| Summe | $444 \pm 66$ | 1/4.3 | 2376 | 1934 |

Tabelle 6.3: Elektron-Positron-Paare nach Rejektionsschnitten, $m > 0.2$ GeV/c$^2$.

Die Massenverteilungen beider Datensätze sind in Abb. 6.3 aufgetragen. Oben links ist die Summe beider untergrundsubtrahierter Datensätze abgebildet, daneben die zugehörigen Massenverteilungen der gleichnamigen (schattiertes Histogramm) und ungleichnamigen Paare, deren Differenz gemäß Gleichung 6.2 das Signal ergibt. Im unteren Teil sind die Massenspektren der beiden Datensätze getrennt gezeigt. Aufgrund der mangelnden Statistik und des geringen Signal-zu-Untergrundverhältnisses sind Aussagen oberhalb von 1 GeV/c$^2$ kaum möglich. Der relative statistische Fehler in der Massenregion $0.2 < m_{ee} < 0.5$ GeV/c$^2$ beträgt $28 - 35\%$ pro 100 MeV/c$^2$-Bin, übersteigt ab 1 GeV/c$^2$ jedoch 100%. Der relative Fehler auf die Zahl aller Paare zwischen $0.2 < m_{ee} < 2$ GeV/c$^2$ liegt bei 15%, im Massenbereich oberhalb von 1 GeV/c$^2$ steigt er auf 64%.

Abb. 6.4 zeigt die Pseudorapiditätsverteilung der Spuren und der Paare nach allen Rejektionsschnitten. Die Verteilung der Spuren aus gleichnamigen und ungleichnamigen Paaren weist eine Halbwertsbreite von $0.56 \pm 0.01$ Einheiten auf und weicht damit leicht von der nominellen Akzeptanz von $\Delta\eta = 0.6$ ab. Der Grund dafür liegt im wesentlichen in der geringeren Rekonstruktionseffizienz angeschnittener

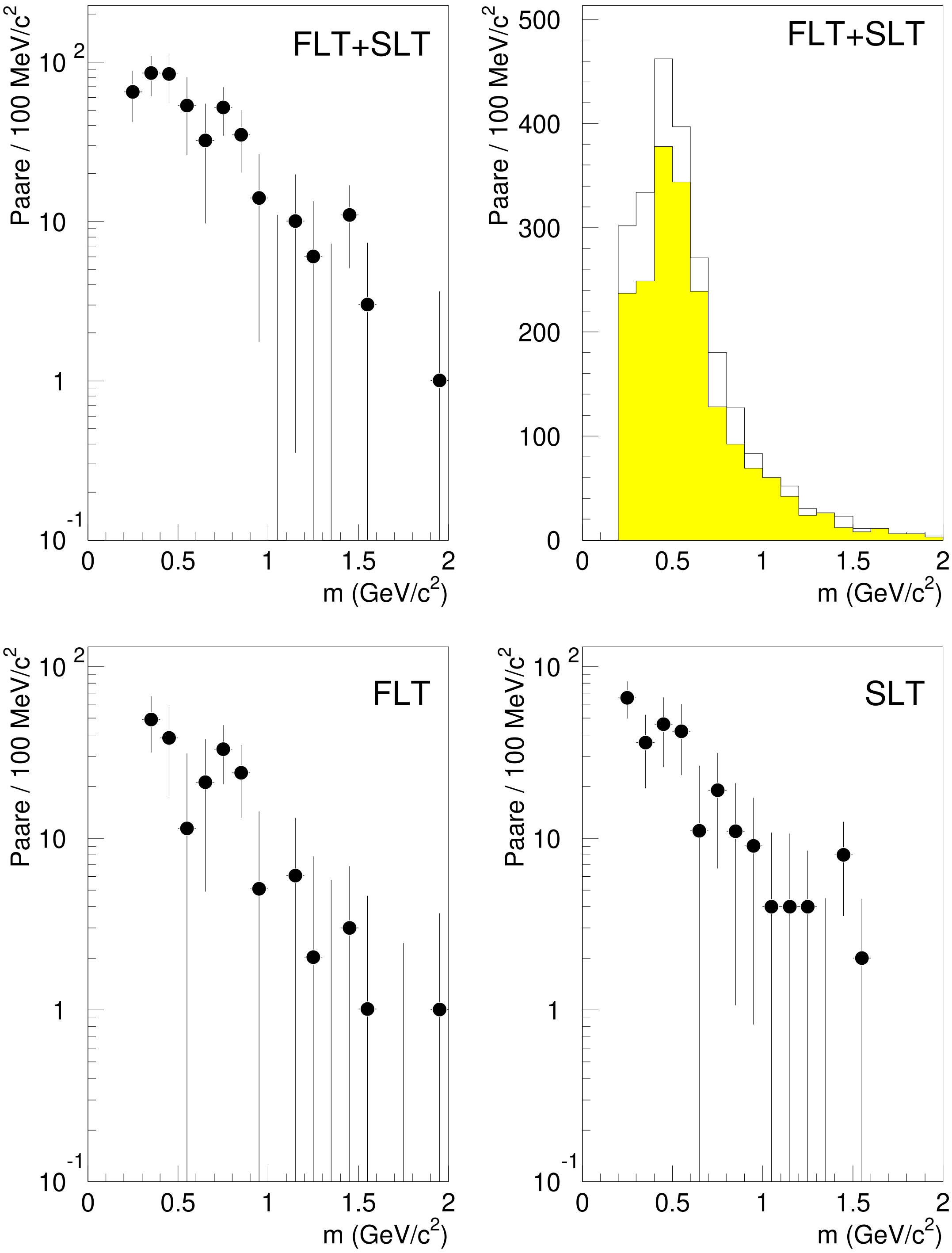


Abbildung 6.3: Verteilung der invarianten Massen der gemessenen Paare nach Untergrundsubtraktion.

Ringe[3] sowie in der nicht kreisförmigen Akzeptanz infolge der rechteckigen Form der Module der Padauslese.

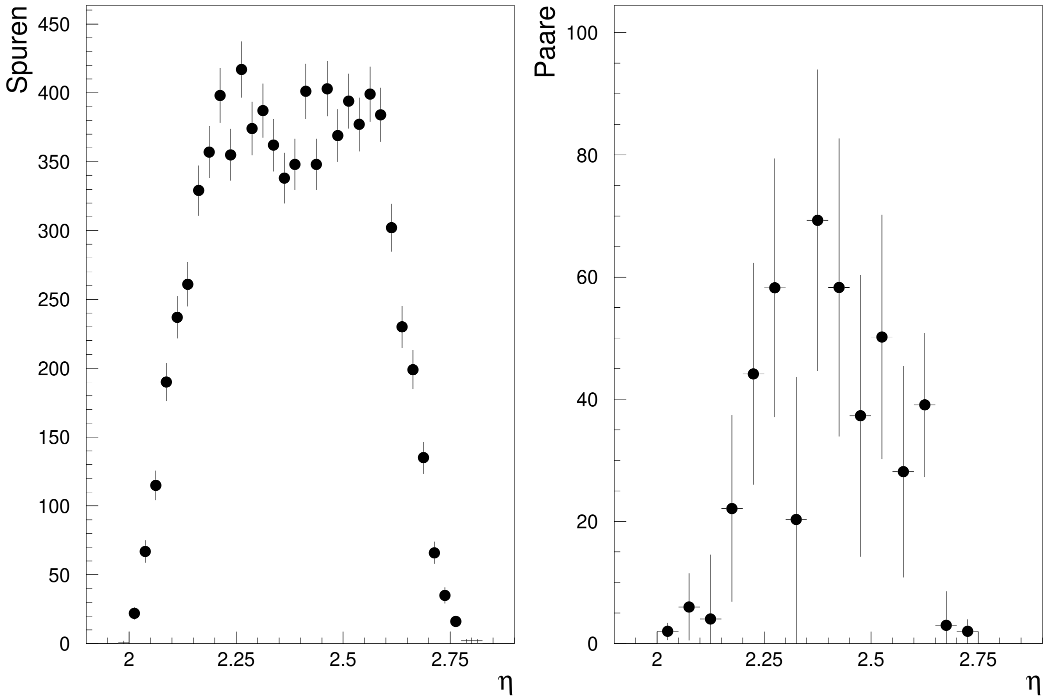


Abbildung 6.4: Pseudorapiditätsverteilung der Spuren aus gleichnamigen und ungleichnamigen Paaren nach allen Rejektionsschnitten (links) und Pseudorapiditätsverteilung der Paare nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes (rechts).

## 6.3 Rekonstruktionseffizienz und Normierung

Um die gemessenen inklusiven $e^+e^-$-Paarspektren auf etwaige Überschüsse über der aus hadronischen Quellen erwarteten Rate zu untersuchen, können im Prinzip die folgenden Verfahren angewandt werden:

1. ein Vergleich der Daten mit einem durch Monte-Carlo-Simulation erzeugten $e^+e^-$-Paarspektrum hadronischer Quellen, wie es in Kapitel 7 diskutiert wird. Bei dieser *absoluten* Normierung sind insbesondere die systematischen Fehler in den Daten (Multiplizitätsbestimmung, Rekonstruktionseffizienz), und die der Wirkungsquerschnitte, Formfaktoren und Verzweigungsverhältnisse des Generators zu berücksichtigen. Im Falle des $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatzes geht zusätzlich der systematische Fehler des Anreicherungsfaktors mit ein.

[3] $\Delta\eta = 0.6$ bezieht sich auf 2/3 Ringe

2. eine Absolutnormierung mit Hilfe der gemessenen $\pi^0$-Dalitzpaare im Massenbereich $m_{ee} < 100$ MeV/c$^2$, wobei einzig der relative Unterschied der Rekonstruktionseffizienz von engen Dalitzpaaren zu der von offenen Paaren mit $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ ermittelt werden muß. Insbesondere sind hier die Schnitte auf die Summenamplitude und die Bewertung der Ringe durch Neuronale Netze zu berücksichtigen.

3. ein Vergleich der Daten mit den vom CERES-Experiment im Jahre 1993 gemessenen p-Be- und p-Au-Spektren. Bei dieser *relativen* Normierung gehen jedoch zusätzlich die systematischen Fehler der Rekonstruktionseffizienz und des Trigger-Anreicherungsfaktors der Vergleichsdaten mit ein. Da die Analyse beider Datensätze noch nicht abgeschlossen ist, wird auf eine relative Normierung hier verzichtet.

Eine verläßliche Abschätzung der Rekonstruktionseffizienz aus der Dalitzkomponente des Spektrums kann nur mit Hilfe des $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatzes erfolgen, da hier keinerlei Vorselektion von offenen Paaren stattfand. Dennoch kann die daraus gewonnene Abschätzung für hohe Massen $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ dann auch uneingeschränkt beim $2^{nd}$-Level-Triggerdatensatz verwendet werden. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in den geringen systematischen Unsicherheiten bei der Berechnung der erwarteten Zahl an $\pi^0$-Dalitzpaaren, da gemessene $p_\perp$- und Rapiditätsverteilungen der Pionen vorliegen. Lediglich die Unsicherheiten im Beitrag der $\eta$-, $\omega$- und $\eta'$-Dalitzzerfälle im Massenbereich $m_{ee} < 200$ MeV/c$^2$ ($\langle m_{ee}\rangle \sim 35$ MeV/c$^2$) müssen berücksichtigt werden. Zum Vergleich wurden nur Paare mit Öffnungswinkeln $\theta_{ee} > 10$ mrad herangezogen. Der $p_\perp$-Schnitt auf die Einzelspuren betrug 200 MeV/c (Abb. 8.1). Bei diesem Vergleich wurde zur besseren Extrapolation auf den $2^{nd}$-Level-Triggersatz der Schnitt auf die Zahl der Paare pro Ereignis nicht angewandt. Es ergibt sich eine Rekonstruktionseffizienz für *Dalitzpaare* von $(4.7\pm0.5)\%$. Der Fehler setzt sich aus dem statistischen Fehler des Signals ($S = 434 \pm 35$) von 8% und dem systematischen Fehler des Erwartungswertes ($E = 9210 \pm 1013$) von 7% (Multiplizitätsmessung 5%, Wirkungsquerschnitte[4] 5%) zusammen.
Um die Rekonstruktionseffizienz auf *hohe Massen* zu extrapolieren, muß zunächst die unterschiedliche Effizienz der Neuronalen Netze bei der Bewertung von Einzelringen und sich überlappenden Ringen berücksichtigt werden. Hier ist nur eine Abschätzung gemäß Abb. 5.15 möglich, da nicht gewährleistet ist, daß die zum Trainieren der Netze verwendeten Dalitzpaare die tatsächliche Öffnungswinkelverteilung widerspiegeln ($\simeq$ 10% systematischer Fehler). Für die korrigierte Effizienz ergibt sich $\varepsilon = (6.0 \pm 0.9)\%$. Die Korrektur des Summenamplitudenschnittes läßt sich hingegen nur aus Monte-Carlo-Simulationen (vergl. Abb. 6.2) ableiten, da Fluktuationen in der lokalen Verstärkung sowie Rand- und Speicheneffekte erheblichen Einfluß haben können. Die so korrigierte Effizienz für Paare

[4]Hierbei wurden nur die Fehler in den Beiträgen der $\eta$, $\omega$ und $\eta'$-Mesonen gemäß ihres relativen Beitrages berücksichtigt. Die Werte wurden Messungen des NA27-Experiments entnommen [17].

mit $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ beträgt $\varepsilon = (9.5 \pm 2.1)\%$. Hierbei wurden die statistischen und systematischen Fehler jeweils quadratisch addiert.

Die Rekonstruktionseffizienz kann ebenso mit Hilfe einer vollständigen *Monte-Carlo-Simulation* des Detektors bestimmt werden. Voraussetzung dafür ist, daß sämtliche Effekte, die direkt oder indirekt die Mustererkennung beeinflussen (elektronische Störsignale, Cluster von stark ionisierenden Teilchen, lokale Schwankungen in der Verstärkung etc.), realistisch simuliert werden. Die Güte der Simulation kann durch einen Vergleich der Wirkung der einzelnen Rejektionsschnitte auf die generierten und die gemessenen Daten bewertet werden, was jedoch aufgrund der geringen Statistik an Paaren in den Daten nur eingeschränkt möglich ist (Tabelle 6.1 und 6.2).

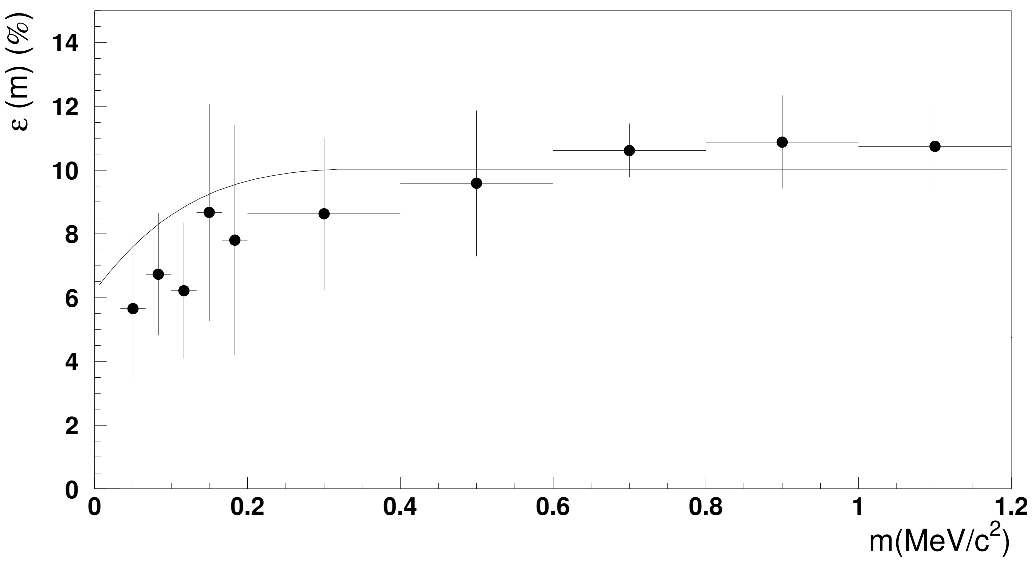


Abbildung 6.5: Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für Paare mit Öffnungswinkeln $\theta_{ee} > 35$ mrad.

Abb. 6.5 zeigt die Rekonstruktionseffizienz für Paare mit Öffnungswinkeln $\theta_{ee} > 35$ mrad als Funktion der invarianten Masse. Für Paare mit $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ ergibt sich eine Effizienz von $10.3 \pm 3.0$, die für Paare mit Massen unterhalb von 200 MeV/c$^2$ erwartungsgemäß stark abfällt. Die Werte sind innerhalb der Fehler in Übereinstimmung mit der aus der Dalitzkomponente abgeleiteten Effizienz. Der systematische Fehler wurde aus Variationen des Summenamplitudenschnittes und des Schnittes auf enge Nachbarringe um jeweils 10% sowie den Unsicherheiten aufgrund der nicht vollständig im Monte-Carlo implementierten Siliziumdriftkammer errechnet.

Die aus hadronischen Quellen erwartete Zahl an Paaren läßt sich aus der Zahl der analysierten Ereignisse, der Rekonstruktionseffizienz, der assoziierten Multiplizität

und der im Kapitel 7 diskutierten Zerfälle und der relativen Wirkungsquerschnitte bestimmen. Der integrale systematische Fehler aus den Verzweigungsverhältnissen und den Wirkungsquerschnitten beträgt etwa 30%.
Im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz wird ein Anreicherungsfaktor von $1.95^{+1.05}_{-0.62}$ angenommen. Der statistische Fehler des gemessenen Wertes wurde dabei nach oben erweitert, um den ursprünglich aus Monte-Carlo-Simulationen erwarteten Wert von 3 mit einzuschließen. Die erwartete Zahl an $e^+e^-$-Paaren mit $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ beträgt $53 \pm 22$ im $1^{st}$-Level-Trigger- und $71^{+49}_{-38}$ im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz und liegt somit um einen Faktor von $3.6 \pm 1.8$ ($3.6^{+2.0}_{2.6}$) deutlich unter der gemessenen Rate.

Neben der Massenabhängigkeit zeigt die Rekonstruktionseffizienz eine starke Korrelation mit der geladenen Multiplizität im Ereignis. Abb. 6.6 zeigt die Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation für Paare mit $m_{ee} > 200$ MeV/c$^2$ und einem $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c. Die Effizienz nach allen Rejektionsschnitten fällt von $\sim 16\%$ in peripheren Kollisionen ($\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta \simeq 60$) auf unter 8% für $\mathrm{d}N_{ch}/\mathrm{d}\eta > 180$ ab. Dies wird in guter Näherung durch eine Messung von offenen $\pi^0$-Dalitzpaaren bei einem $p_\perp$-Schnitt von nur 75 MeV/c bestätigt.
Die geringe Statistik sowie die systematischen Unsicherheiten in der Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der Multiplizität erlauben beim jetzigen Stand der Analyse keine Aussage über die Produktionsrate der gemessenen $e^+e^-$-Paare als Funktion der assoziierten Multiplizität.

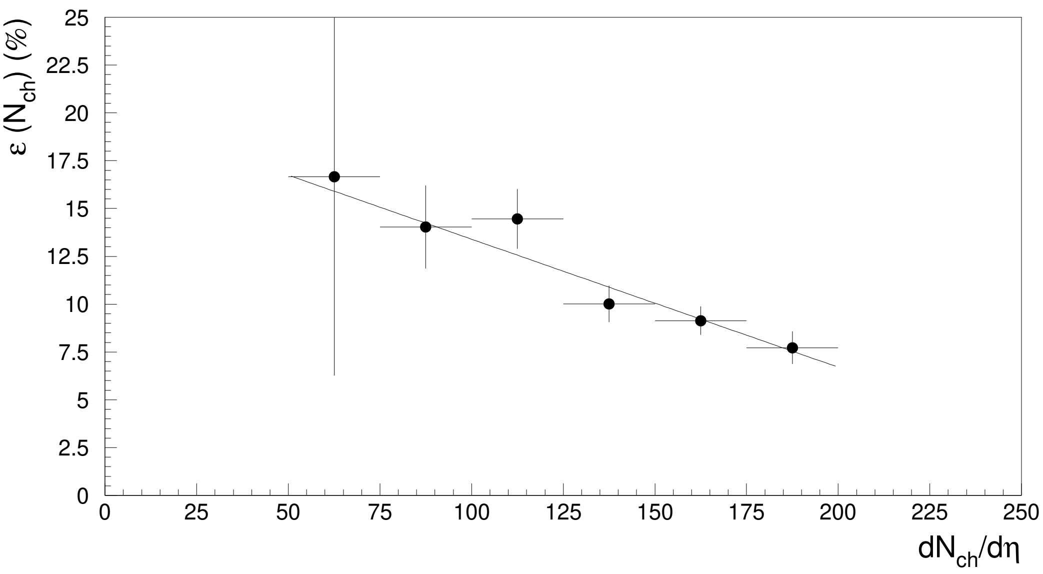


Abbildung 6.6: Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz für Paare mit $m > 200$ MeV/c$^2$.

# Kapitel 7

# $e^+e^-$-Paare aus hadronischen Quellen

Die Einschätzung neuer physikalischer Prozesse in den gemessenen $e^+e^-$-Spektren setzt eine fundamentale Kenntnis aller bekannter Quellen von Elektron-Positron-Paaren und Einzelelektronen voraus. Im folgenden Kapitel werden die einzelnen bekannten Beiträge zum $e^+e^-$-Massenspektrum mit $m_{e^+e^-} < 2$ GeV/c$^2$ diskutiert und die Quellen behandelt, die den großen Anteil des kombinatorischen Untergrundes verursachen: Konversions- und $\pi^0$-Dalitzpaare.
Während die Kinematik der einzelnen Prozesse gut verstanden ist, sind insbesondere bei den Mesonen mit leptonischen Zerfallskanälen die absoluten Wirkungsquerschnitte in Kern-Kern-Kollisionen nur ungenügend oder zum Teil gar nicht bekannt. Um dennoch eine quantitative Aussage machen zu können, werden die in pp-Kollisionen gemessenen Raten anhand der Multiplizität geladener Teilchen für das schwerere Stoßsystem extrapoliert. Dies ist insofern gerechtfertigt, als daß Abweichungen von diesem Skalenverhalten an sich schon auf neue unerwartete Physik hinweisen. Der Vergleich mit den gemessenen Daten wird mit Hilfe eines Ereignisgenerators durchgeführt, der alle im folgenden aufgeführten Quellen qualitativ und quantitativ beschreibt.

*Das* Hauptproblem bei der Extraktion des Signals ist der kombinatorische Untergrund an Paaren, die sich aus Spuren von nicht vollständig rekonstruierten Dalitz- und Konversionpaaren zusammensetzten. Obgleich beide Prozesse überwiegend Paare geringer invarianter Masse erzeugen ($m_{e^+e^-} < 10$ MeV/c$^2$), tragen Kombinationen von Spuren unterschiedlicher Paare zum gesamten Massenbereich bei. Ziel der Analyse muß es vor allem sein $\pi^0$-Dalitz- und Konversionspaare vollständig zu rekonstruieren und zu verwerfen, bzw. durch geeignete kinematische Schnitte den Beitrag ihrer verbliebenen Einzelspuren zu minimieren. Die genaue Kenntnis dieser Quellen ist deswegen ebenso von Bedeutung wie die der mesonischen Zerfälle. Der Generator beinhaltet deshalb auch alle relevanten Photonquellen sowie die exakte

Beschreibung des $\pi^0$-Dalitzzerfalles.

## 7.1 Konversionspaare

Die Konversion von Photonen in Elektron-Positronpaare wird im Hochenergielimes durch den konstanten Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitt beschrieben [82]. Von größter Bedeutung für Analyse und Mustererkennung ist dabei der Öffnungswinkel der Paare, da dieser im feldfreien RICH-1-Detektor direkt gemessen werden kann. Der mittlere Winkel zwischen den erzeugten Elektronen bzw. Positronen und der des Photons $\Theta_e$ ist in guter Näherung $\Theta_e = m_e/E_e$, wird jedoch durch Vielfachstreuung im Material noch zusätzlich aufgeweitet. Konversionspaare über der Čerenkovschwelle zeichnen sich folglich durch kleine Öffnungwinkel $\theta < \theta_{ch}$ aus. Aufgrund der einschränkten Doppelringauflösung von 8 mrad können lediglich $\sim 20\%$ aller Konversionen in RICH-1 anhand *zweier* enger Ringe rekonstruiert werden.
Obgleich die meisten der Photonen innerhalb des Targetbereich konvertieren, wird ein nicht unerheblicher Anteil (21 %) der Paare im Material hinter der Siliziumdriftkammer erzeugt. Rekonstruierte Spuren dieser Paare können aufgrund des fehlenden Signals in der Driftkammer erkannt und rejiziert werden. Um möglichst viele Konversionen anhand ihrer charakteristischen V-Form (ein Ring in RICH-1, zwei in RICH-2) zu identifizieren, wurde ein $p_\perp$-Schnitt auf Einzelspuren von 75 MeV/c² gewählt ($\langle p_\perp \rangle \simeq 100$ MeV/c)).

Die dominierende Photonenquelle stellt der $\pi^0 \to \gamma\gamma$ Zerfall dar. Daneben tragen $\eta$-, $\eta'$- und $\omega$-Zerfälle zum resultierenden Verhältnis $\gamma/\pi^0 \simeq 2.25$ (voller Raumwinkel) bei. Abb. 7.1 zeigt die differentielle und kumulative Öffnungswinkelverteilung von Konversionpaaren innerhalb der RICH-Akzeptanz aus einer Monte-Carlo-Simulation. Als Eingangsverteilung diente eine gemessene $p_\perp$-Verteilung geladener Pionen. Isospinsymmetrie vorausgesetzt, wird dieses Spektrum als das $\pi^0$-Spektrum betrachtet. Hadronen, die in $\pi^0$oder $\gamma$ zerfallen, wurden berücksichtigt, sofern sie relativ zum Zerfall $\pi^0 \to \gamma\gamma$ mindestens auf dem $10^{-4}$-Niveau beitragen. Es wurden nur soche Paare betrachtet, von denen mindestens ein Partner einen transversalen Impuls $p_\perp > 200$ MeV/c aufweist und die andere Spur dem $p_\perp$-Schnitt von 75 MeV/c genügt. Als mittlerer Öffnungswinkel ergibt sich 12.1 mrad ($0.4R_{ch}$).
Die Rate der Elektronspuren aus Konversionen pro geladenem Teilchen berechnet sich zu

$$\frac{\mathrm{d}N_e}{\mathrm{d}N_{ch}} = \frac{\mathrm{d}N_{\pi^0}}{\mathrm{d}N_{ch}} \frac{\mathrm{d}N_\gamma}{\mathrm{d}N_{\pi^0}} R(p_\perp^{cut}) \frac{7}{9} \frac{X}{X_0} \quad . \tag{7.1}$$

Dabei ist: $N_{\pi^0}/N_{ch}$ die Zahl der $\pi^0$-Mesonen pro geladenem Teilchen ($\simeq 0.44$), $\mathrm{d}N_\gamma/\mathrm{d}N_{\pi^0}$ das Verhältnis produzierter Photonen pro $\pi^0$ ($\simeq 2.25$), $R(p_\perp^{cut})$ der

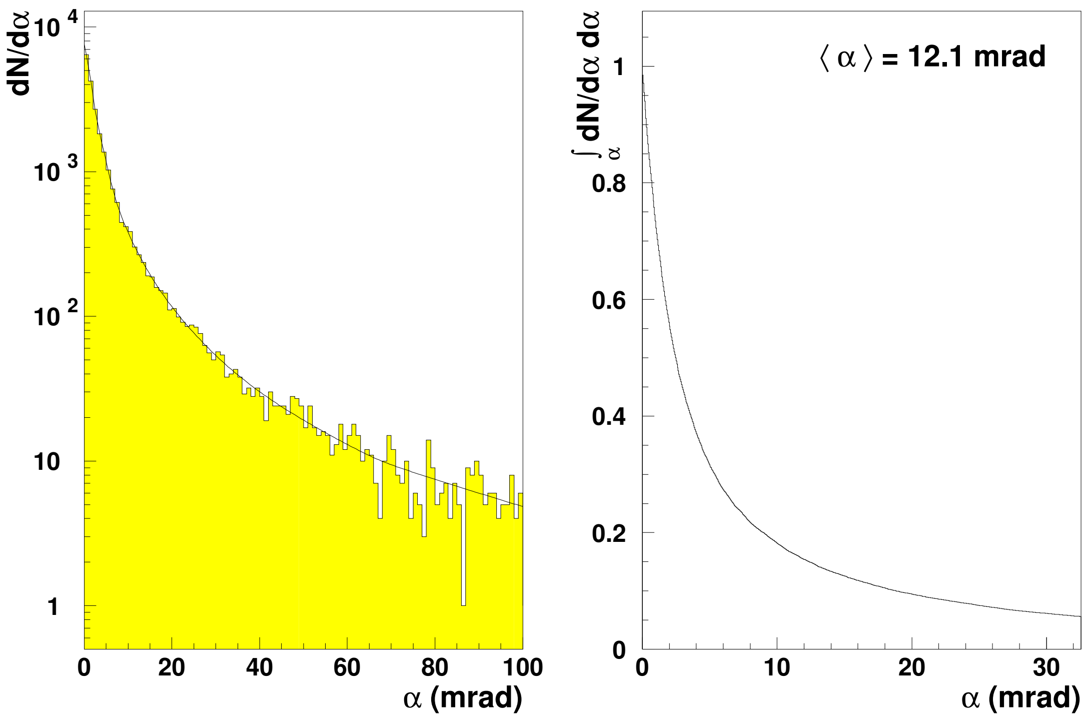


Abbildung 7.1: Differentielle und kumulative Öffnungswinkelverteilung von Konversionspaaren (Einzelspuren mit $p_{\perp 1} > 200$ MeV/c und $p_{\perp 2} > 75$ MeV/c).

Bruchteil der Elektron- bzw. Positronspuren über einem gegebenen $p_\perp$-Schnitt innerhalb der Akzeptanz und $X/X_0$ die Strahlungslänge entlang der Teilchentrajektorien. Für einen $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c mit $R(200\ \mathrm{MeV/c}) = 0.19$, und $X/X_0 = 2.29\%$ ergibt sich $\mathrm{d}N_e/\mathrm{d}N_{ch} = 3.35 \cdot 10^{-3}$.

## 7.2 $\pi^0$-Dalitzpaare

Als Dalitz-Zerfall bezeichnet man allgemein den Zerfall eines Mesons, bei dem durch innere Konversion ein $\ell^+\ell^-$-Paar erzeugt wird: $A \to B\ \ell^+\ell^-$. Der bei niedrigen Massen unter 100 MeV/c$^2$ dominante Dalitz-Zerfall ist der des $\pi^0$-Mesons $\pi^0 \to \gamma\ e^+e^-$ mit einem Verzweigungsverhältnis von 1.198 %. Beschrieben wird dieser Mechanismus durch die zuerst von N. Kroll und W. Wada berechnete differentielle Zerfallssrate [83, 84]

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}x\ \mathrm{d}y} \propto \frac{(1-x)^3}{x}\left[\frac{2\varepsilon}{x} + \frac{1}{2}(y^2+1)\right] \tag{7.2}$$

$$4\varepsilon \le x \le 1 \; ; \qquad |y| \le \left(1 - \frac{4\varepsilon}{x}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Dabei ist:

$$x = \frac{(p_{\mathrm{e}^+} + p_{\mathrm{e}^-})^2}{m^2_{\pi^0}} = \frac{q^2}{m^2_{\pi^0}} \; ; \qquad y = \frac{E_{\mathrm{e}^+} - E_{\mathrm{e}^-}}{|\vec{p}_{\mathrm{e}^+} + \vec{p}_{\mathrm{e}^-}|} \; ; \qquad \varepsilon = \frac{m^2_{\mathrm{e}}}{m^2_{\pi^0}} \quad . \tag{7.3}$$

Die dimensionslose Variable $x$ stellt das Quadrat der invarianten Masse, normiert auf die Pionmasse, dar. Die Größe $y$ beschreibt die Energieaufteilung zwischen Elektron und Positron und ist im Gegensatz zu $x$ *nicht* lorentzinvariant. Im Schwerpunktsystem des $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Paares gilt $y = (1 - 4\varepsilon/x^2)^{1/2} \cos\theta$, wobei $\theta$ den Winkel zwischen Elektron und virtuellem Photon darstellt. Integriert man Gleichung 7.3 über $y$, erhält man die bekannte Kroll-Wada-Form

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}x} \propto \frac{(1-x)^3}{x} \left(1 - \frac{4\varepsilon}{x}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{2\varepsilon}{x}\right) \tag{7.4}$$

deren Verlauf in Abb. 7.2 links aufgetragen ist. Daneben ist die kumulative Öffnungswinkelverteilung von $\pi^0$-Dalitzpaaren dargestellt. Die $\pi^0$-Eingangsverteilung wurde dabei in der gleichen Weise wie in Abschnitt 7.1 für Konversionspaare erzeugt. Es wurden wiederum nur solche Paare betrachtet, von denen mindestens ein Partner einen transversalen Impuls $p_\perp > 200$ MeV/c aufweist und die andere Spur dem $p_\perp$-Schnitt von 75 MeV/c genügt. Der mittlere Öffnungswinkel von 36.9 mrad ist erheblich größer als der von Konversionspaaren, so daß 54 % aller Dalitz-Paare mit einer Einzelspur über $p_\perp = 200$ MeV/c zwei distante Ringe aufweisen, und 15% sich nicht überlappen.

Für die Rate an Elektronspuren pro geladenem Teilchen aus $\pi^0$-Dalitzzerfällen ergibt sich

$$\frac{\mathrm{d}N_{\mathrm{e}}}{\mathrm{d}N_{ch}} = \frac{\mathrm{d}N_{\pi^0}}{\mathrm{d}N_{ch}} \, \mathrm{BR}_{\pi^0-\mathrm{Dalitz}} \, R(p_\perp^{cut}) \tag{7.5}$$

Für einen $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c mit $R(200 \text{ MeV/c}) = 0.18$ ergibt sich $\mathrm{d}N_{\mathrm{e}}/\mathrm{d}N_{ch} = 0.95 \cdot 10^{-3}$.

## 7.3 Leptonische Mesonzerfälle

Zumindest in pp-Kollisionen läßt sich das $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Massenspektren, bis hin zur Masse des $J/\Psi$, qualitativ und quantitativ recht gut durch den Beitrag der Paare aus leptonischen Mesonzerfällen beschreiben [19]. Dabei unterscheidet man im wesentlichen die resonanten Zerfälle der Vektormesonen $\rho$, $\omega$ und $\phi$ der Form $V \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ und die Dalitzzerfälle pseudoskalarer Mesonen der Art $P \to A\,\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$. Tabelle 7.1 enthält eine Übersicht aller relevanten Zerfälle mit einem $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Paar im Endzustand. Die

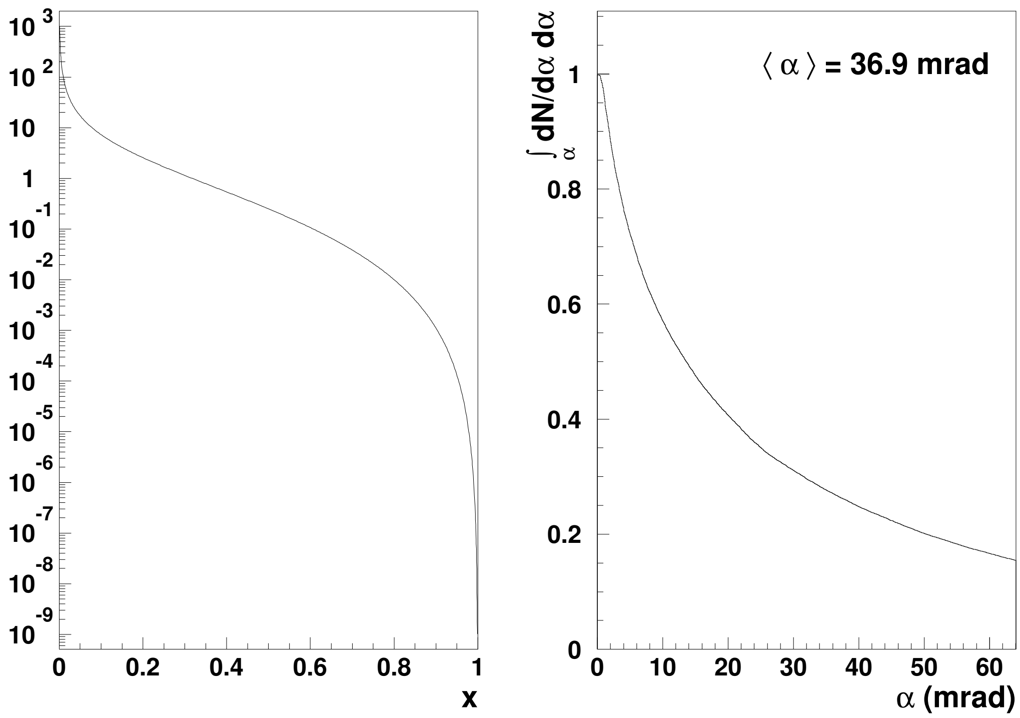


Abbildung 7.2: Kroll-Wada-Verteilung und kumulative Öffnungswinkelverteilung von $\pi^0$-Dalitzpaaren (ein Elektron mit $p_\perp > 200$ MeV/c eines mit $p_\perp > 75$ MeV/c).

absoluten Wirkungsquerschnitte der Mesonen in Kern-Kern-Kollisionen lassen sich aus den in pp-Kollisionen bestimmten relativen Wirkungsquerschnitten ableiten. Die in Tabelle 7.2 aufgelisteten Werte sind zum größten Teil Messungen des NA27 Experiments entnommen [17, 85]. In der dritten Spalte ist das Verhältnis des absoluten Wirkungsquerschnitts zu dem der $\pi^0$-Mesonen angegeben. Die letzte Spalte enthält die gleichen Relation für *zentrale* Rapiditäten. Die beiden Werte geben also ein Maß für die Form der Rapiditätsdichte: je schwerer das Meson, desto stärker ist die relative Produktion bei zentralen Rapiditäten. Das Verhältnis der Werte in Spalte zwei und drei skaliert in sehr guter Näherung linear mit der Teilchenmasse [85]. In Ermangelung von Daten wurden die relativen Wirkungsquerschnitte für $\phi$ und $\eta'$ auf diese Weise erzeugt.

Neben den Wirkungsquerschnitten ist die Rapiditäts- und $p_\perp$-Verteilung der Mesonen von größter Bedeutung. Es liegen jedoch für die Mehrzahl der Teilchen selbst in pp-Kollisionen keine, oder nur unzureichende Daten vor. Die existierenden Messungen zeigen, daß vor allem der weiche Teil des $p_\perp$-Spektrums einem exponentiellen Gesetz der Form

$$E\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} \quad \propto \quad e^{-\alpha m_\perp^2} \tag{7.6a}$$

| **Zerfall** | **Verzweigungsverhältnis** | $b_{\exp}$ **(GeV$^{-2}$)** | $b_{\mathrm{VDM}}$ **(GeV$^{-2}$)** |
|---|---|---|---|
| $\eta \to e^+e^-\gamma$ | $(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$ | $1.9 \pm 0.4$ | 1.8 |
| $\rho \to e^+e^-$ | $(4.44 \pm 0.21) \cdot 10^{-5}$ | | |
| $\omega \to e^+e^-$ | $(7.15 \pm 0.19) \cdot 10^{-4}$ | | |
| $\omega \to \pi^0\ e^+e^-$ | $(5.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$ | $2.4 \pm 0.2$ | 1.7 |
| $\phi \to e^+e^-$ | $(3.09 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ | | |
| $\phi \to \eta\ e^+e^-$ | $(1.3^{+0.8}_{-0.6}) \cdot 10^{-4}$ | | |
| $\eta' \to e^+e^-\gamma$ | $\sim 5.6 \cdot 10^{-4}$ | $1.7 \pm 0.4$ | 1.5 |
| $\eta' \to \pi^0\ e^+e^-$ | $< 1.3\%$ | | |
| $\eta' \to \eta\ e^+e^-$ | $< 1.1\%$ | | |

Tabelle 7.1: Die wichtigsten Zerfälle leichter Mesonen mit $e^+e^-$im Endzustand. Gezeigt sind neben den Verzweigungsverhältnissen die gemessenen und vom VDM-Modell vorhergesagten Steigungen der Formfaktoren $b = (\mathrm{d}F/dq^2)|_{q^2 \simeq 0}$.

$$\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} \propto \frac{1}{e^{m_\perp^2/T} - 1} \tag{7.6b}$$

folgt. Die freien Parameter $\alpha$ und $T$ variieren für die Spektren vieler Mesonen ($\pi$, $K$, $\rho$, $\omega$) kaum, eine Eigenschaft, die man oft als $m_\perp$-*Skalenverhalten*[1] bezeichnet. Bourquin und Gaillard geben eine rein phänomenologische Parametrisierung an, die die $p_\perp$-Verteilung der meisten Mesonen ausreichend gut beschreibt [86].

$$f(p_\perp; A) = \left(\frac{m_\perp(p_\perp; \pi^0) + 2}{m_\perp(p_\perp; A) + 2}\right)^{12.3} f((p_\perp; \pi^0) \tag{7.7}$$

Eine andere Form der von Bourquin und Gaillard vorgeschlagenen korrelierten Parameterisierung von $p_\perp$und der Rapidität $y$ kann hier nicht verwendet werden, da diese für zentrale Rapiditäten keine korrekten Ergebnisse liefert. Statt dessen wird die von WA80 in S-Au-Kollisionen gemessene Rapiditätsverteilung [87] verwendet und für die verschiedenen Mesonen so modifiziert, daß sie das Verhältnis $\sigma_{tot}$ zu $\sigma_{y_{cm}=0}$ aus Tabelle 7.2 widerspiegelt.

[1]Eine kurze Beschreibung der hier verwendeten kinematischen Variablen findet sich im Anhang

| | $\sigma_{tot}$ (mb) | $\sigma_{tot}/\sigma_{\pi^0,tot}$ | $(\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y)/(\mathrm{d}\sigma_{\pi^0}/\mathrm{d}y)\vert_{y_{cm}=0}$ |
|---|---|---|---|
| $\frac{1}{2}(\pi^+\pi^-)$ | $122 \pm 3$ | 0.96 | 0.95 |
| $\pi^0$ | $127.2 \pm 1.5 \pm 3.2$ | 1 | 1 |
| $\eta(549)$ | $9.8 \pm 0.6$ | 0.077 | 0.092 |
| $\rho(770)$ | $12.6 \pm 0.6$ | 0.099 | 0.15 |
| $\omega(783)$ | $12.8 \pm 0.8$ | 0.101 | 0.15 |
| $\eta'(958)$ | $5 \pm 1.5$ | 0.039 | 0.062 |
| $\phi(1020)$ | $0.62 \pm 0.06$ | 0.0049 | 0.008 |

Tabelle 7.2: Relative Wirkungsquerschnitte leichter Mesonen in pp-Kollisionen.

### 7.3.1 Zerfälle der pseudoskalaren Mesonen $\eta$ und $\eta'$

Alle hier relevanten Zerfälle der pseudoskaleren $\eta$- und $\eta'$-Mesonen sind vom Typ $A \to B$ e$^+$e$^-$. Für $B = \gamma$ wird der Zerfall analog zum $\pi^0$-Dalitzzerfall durch die Kroll-Wada-Gleichung 7.3 vollständig beschrieben. Ist das dritte Zerfallsteilchen jedoch massiv, muß die Gleichung erheblich modifiziert werden [89, 90].

$$\frac{\mathrm{d}^2\Gamma}{\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \propto \frac{1}{x}\left[\left(1+\frac{x}{1-\delta}\right)^2 - \frac{4x}{(1-\delta)^2}\right]^{\frac{3}{2}} \left[\frac{2\varepsilon}{x} + \frac{1}{2}(y^2+1)\right] \cdot |F_{AB}(x)|^2 \tag{7.8}$$

mit

$$4\varepsilon \leq x \leq (\sqrt{\delta}-1)^2 \quad ; \quad \delta = \frac{m_B^2}{m_A^2} \quad . \tag{7.9}$$

Integration über die Energieaufteilung $y$ führt zu:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}x} \propto \frac{1}{x}\left(1-\frac{4\varepsilon}{x}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1+\frac{2\varepsilon}{x}\right)\left[\left(1+\frac{x}{1-\delta}\right)^2 - \frac{4x}{(1-\delta)^2}\right]^{\frac{3}{2}} \cdot |F_{AB}(x)|^2 \tag{7.10}$$

$F_{AB}$ stellt dabei den elektromagnetischen Formfaktor des zerfallenden Teilchens dar. Dieser beschreibt im wesentlichen die innere Struktur[2] des – in QED-Rechnungen als punktförmige betrachteten – Mesons

$$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2 = [\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2]_{\text{punktförmig}} \cdot [F(q^2)]^2 \quad . \tag{7.11}$$

[2] Im nichtrelativistischen Fall stellt der Formfaktor gerade die Fourier-Transformierte der Ladungsverteilung dar

Das *Vector-Dominance-Model* (VDM) ist in der Lage die Größenordnung sowie das Vorzeichen des Formfaktors zu beschreiben.
Im VDM wird die Hadron-Photon-Wechselwirkung als einen über virtuelle Vektormesonen ablaufenden Prozess behandelt. Der hadronische elektromagnetische Strom ist dabei proportional zu den Mesonfeldern $V = \rho, \omega\ \phi$.

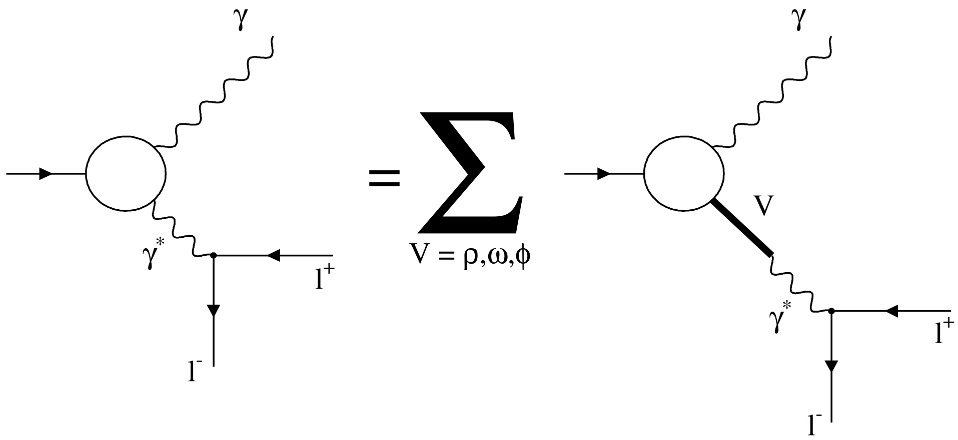


Abbildung 7.3: Diagramme zur Berechnung des Formfaktors der pseudoskalaren Mesonen im VDM.

Abb. 7.3 zeigt die Diagramme zur Berechnung des Formfaktors der pseudoskalaren Mesonen im VDM. Eine der wesentlichen Aussagen des VDM ist das Anwachsen des Formfaktors mit steigender Dileptonmasse. Es ist deshalb üblich, den Formfaktor in der sogenannten *Pol-Approximierung* zu parametrisieren $F_{AB}(q^2) = (1-q^2 b_{AB})^{-1}$. Für kleine Massen folgt $F_{AB}(q^2)|_{q^2\simeq 0} = 1+q^2 b_{AB}$, weswegen $b_{AB}$ auch als Steigung des Formfaktors bezeichnet wird. In Tabelle 7.1 sind die gemessenen und im VDM berechneten Steigungen für die einzelnen Dalitzzerfälle aufgelistet [18]. Mit Ausnahme des $\omega\pi^0$-Formfaktors sind alle VDM-Vorhersagen in guter Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten. Der $\omega$-Zerfall wird im folgenden Abschnitt näher diskutiert.

### 7.3.2 Zerfälle der Vektormesonen $\rho$, $\omega$ und $\phi$

Die Vektormesonen $\rho$, $\omega$ und $\phi$ tragen hauptsächlich durch ihre $V \rightarrow e^+e^-$ Kanäle zum $e^+e^-$-Paarspektrum bei. Die Zerfallsmode ist im wesentlichen trivial zu beschreiben, mit Ausnahme der $\rho$ und $\omega$ Interferenzen. Daneben spielt die Zerfallsmode des $\omega$-Mesons $\omega \rightarrow \pi^0\ e^+e^-$ eine wesentliche Rolle in der Beschreibung des Massenspektrums. Vergleichbare Moden bei $\rho$ und $\phi$ haben zu kleine Verzweigungsverhältnisse, um einen wesentlichen Beitrag zu liefern.

Die genaue Form der Resonanzkurven der $V \rightarrow e^+e^-$ Zerfälle wurde von Gounaris und Sakurai im Detail beschrieben. In der Nähe der Resonanz kann die Amplitude durch

$$F_V(m) \propto \frac{1}{m_V^2 - m^2 - i m_V \Gamma_V \left[(m^2 - 4m_\pi^2)/(m_V^2 - 4m_\pi^2)\right]^{3/2} m_V/m} \quad (7.12)$$

approximiert werden. Die Form der Kurve gleicht der einer Breit-Wigner-Verteilung, ist jedoch um $\sim$ 20 MeV/c$^2$ zu kleineren Massen hin verschoben. Für schmale Resonanzen wie das $\omega$ und $\phi$ ist die Differenz ohne Bedeutung, da die Massenauflösung die Breite der Kurve bestimmt.

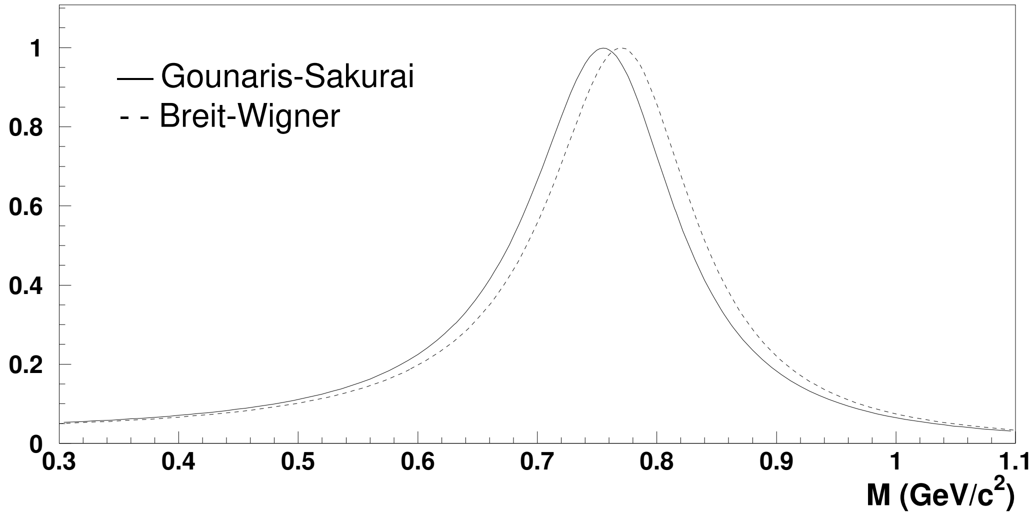


Abbildung 7.4: Form der $\rho$-Resonanz $\rho \to e^+e^-$. Dargestellt ist die exakte von Gounaris und Sakurai berechnete Verteilung, die deutlich von der mit eingezeichneten Breit-Wigner-Gestalt abweicht.

Die dominierende Resonanz im e$^+$e$^-$-Massenspektrum ist die kombinierte Linienform des $\rho(770)$ und des $\omega(783)$. Beide haben – mit Ausnahme des Isospins – identische Quantenzahlen. Aufgrund eben dieses Unterschiedes zerfällt das $\rho$ $(I = 1)$ vorzugsweise in $\pi^+\pi^-$, während das $\omega$ $(I = 0)$ hauptsächlich in den $\pi^+\pi^-\pi^0$ Kanal zerfällt, aber mit einem geringen Verzweigungsverhältnis von 2.2 % auch die $\pi^+\pi^-$ Mode aufweist. Dies deutet darauf hin, daß das $\omega$ zwar einen isoskalaren Zustand darstellt, jedoch eine Beimischung von Isospin-1, dem $\rho$, enthält. Aufgrund der Anwesenheit des $\pi^+\pi^-$ Austauschkanals können Interferenzen auftreten, die den gemeinsamen Zerfallskanal in Dileptonen beeinflussen. Abhängig von der Phase dieser Interferenzen können sowohl die Lage als auch der gemeinsame Wirkungsquerschnitt nach unten und oben verschoben werden. Neuere Daten von NA34/1 deuten auf eine destruktive Interferenz hin [19], wurden aber im Monte-Carlo-Generator nicht berücksichtigt.

Der Dalitzzerfall des $\omega$-Mesons $\omega \to \pi^0 e^+e^-$ stellt den am kontroversesten diskutierten Beitag zum Dileptonspektrum dar. Der von der Lepton-G-Kollaboration

[18] gemessene Formfaktor von $b_\omega = 2.4 \pm 0.2$ übersteigt die Vorhersage des VDM $b_\omega = 1.7$ deutlich (Abb. 7.5). Dies hätte die Konsequenz, daß die Rate an Elektron-

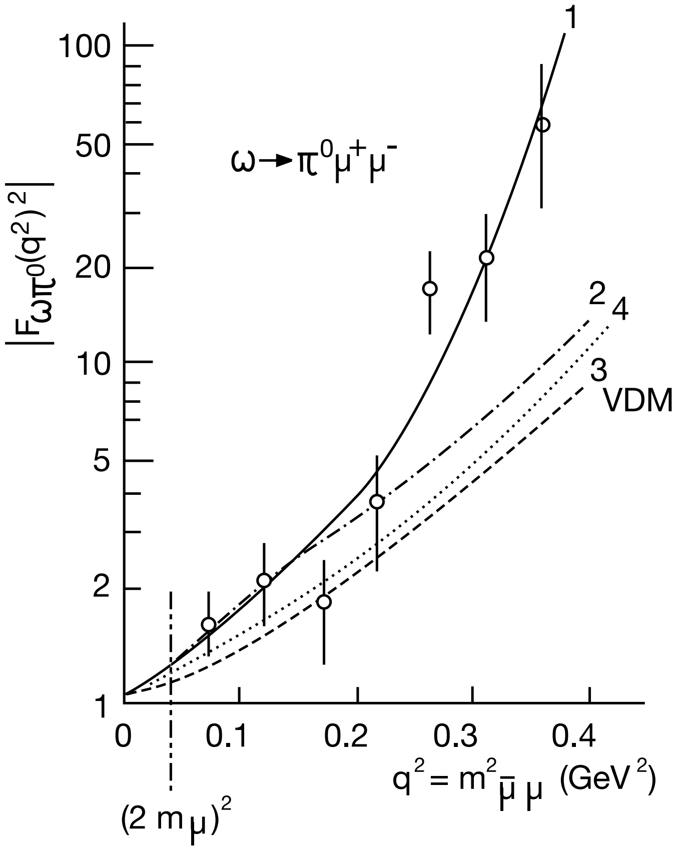


Abbildung 7.5: Daten zum elektromagnetischen Formfaktor des $\omega\pi^0$-Vertex der Lepton-G-Kollaboration. Kurve 1 ist ein Fit an die Messpunkte mit der Pol-Funktion $|F_{\omega\pi^0}(q^2)|^2 = (1 - q^2 b_\omega)^{-2}$. Kurve 3 beschreibt die Vorhersage des VDM.

paaren aus dem $\omega \to \pi^0$ e$^+$e$^-$ Zerfall in der Nähe der kinematischen Abbruchkante $m \sim 640$ MeV/c$^2$ um eine Größenordnung höher ist als angenommen und somit die Form des Massenspektrums – gerade im interessanten Bereich mittlerer Massen – maßgeblich beeinflußt. Eine Messung des Formfaktors oberhalb der $\omega$-Masse in der Reaktion e$^+$e$^-$ $\to \omega\pi^0$ im INP-Experiment (VEPP-2M) zeigt hingegen wieder völlige Übereinstimmung mit dem VDM, ähnlich wie die ersten 4 Punkte der Lepton-G-Messung. Trotz der widersprüchlichen Resultate wurde im Generator der gemessene Lepton-G-Wert verwendet. Eine gemeinsame Messung der CERES/TAPS-Kollaboration in p-Be-Kollisionen im Sommer '93 soll Aufschluß über die noch offenen Fragen geben [21]. Resultate liegen zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht vor.
Abb. 7.6 zeigt das vom Generator erzeugte integrale Massenspektrum der e$^+$e$^-$-Paare aus den oben dikutierten Quellen bei einem $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c$^2$.

Die Impulse der Einzelspuren sind mit der gemessenen Auflösung gefaltet. Paare mit Öffnungswinkeln unter 8 mrad wurden nicht miteinbezogen, um der Doppelringauflösung Rechnung zu tragen. Alle Dalitzzerfälle sind mit den gemessenen Formfaktoren generiert. Eine Ausnahme bildet der Formfaktor des $\phi \to \eta\ e^+e^-$ Zerfalls, zu dem keine experimentellen Daten vorliegen. Hier wurde auf die Vorhersage des VDM zurückgegriffen.

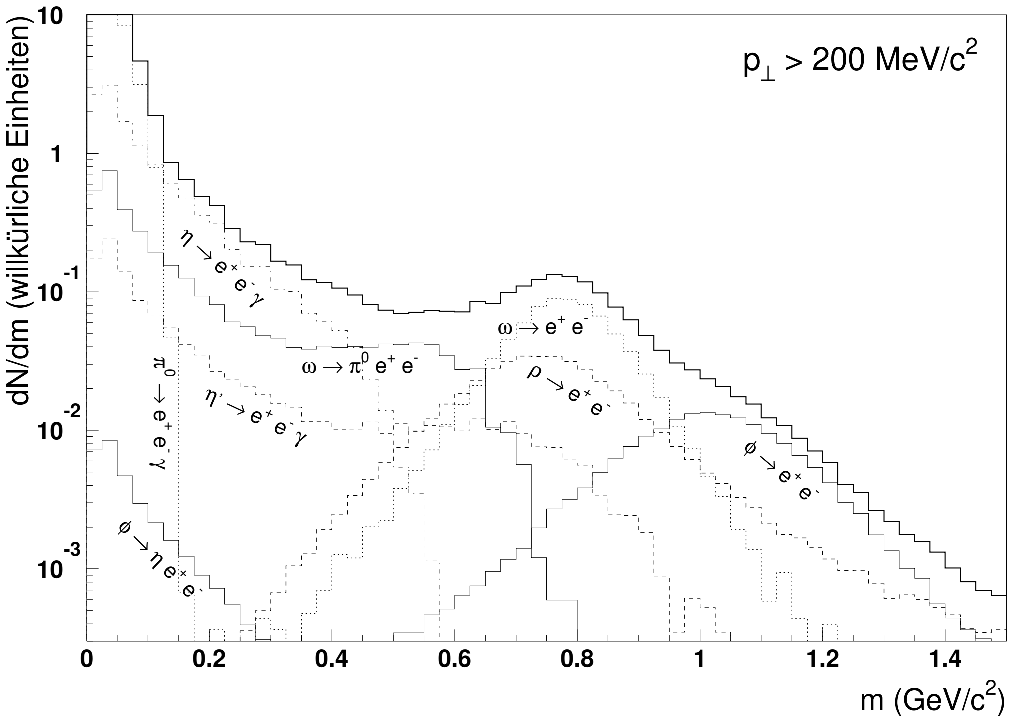


Abbildung 7.6: Integrales Massenspektrum der $e^+e^-$-Paare aus hadronischen Zerfällen.

## 7.4 Beiträge schwächerer Quellen

Neben den bisher beschriebenen Quellen existieren noch eine Anzahl von Prozessen, deren Beitrag in dem betrachteten Massenbereich $0.2 < m_{e^+e^-} < 2$ GeV/c$^2$ als gering einzuschätzen ist, oder wie im Falle der hadronischen Bremsstrahlung theoretisch nicht befriedigend behandelt werden kann. Die vier wesentlichen Mechanismen sind:

**Hadronische Bremsstrahlung** Die Bremsstrahlung virtueller Photonen liefert einen signifikanten Beitrag zum Paarspektrum bei sehr kleinen Massen und insbesondere bei sehr kleinen transversalen Massen [91, 92, 93]. Theoretische Berechnungen sind bisher nur im *Soft-Photon-Limit* (Lowsches Theorem) durchgeführt, während im nicht-perturbativen Bereich hoher Massen keine verläßlichen Aussagen existieren.

**Charm Produktion** Die Massenverteilung von $e^+e^-$-Paaren aus Zerfällen von Charm-Mesonen ($D^\pm, D^0, \bar{D}^0 \to e^+e^- + X$) ist sehr flach und reicht bis weit über die $\phi$-Resonanz hinaus. Deren Beitrag ist folglich im unteren Bereich eher vernachlässigbar, liefert bei hohen Massen jedoch einen signifikante Beitrag, dessen Größenordnung seit langem kontrovers diskutiert wird[3].

**$K_{e3}$-Zerfälle** Elektronen bzw. Positronen aus den semileptonischen Kaonzerfälle $K^\pm \to \pi^0 e^\pm \nu$ ($BR = 4.82\%$) und $K_L^0 \to \pi^\pm e^\mp \nu$ ($BR = 38.7\%$) tragen einzig zum kombinatorischen Untergrund bei. Aufgrund der hohen Lebensdauer der Kaonen $c\tau_{K^\pm} = 7695$ cm und $c\tau_{K_L^0} = 4016$ cm und der Zeitdilatation bezüglich des Laborsystems zerfallen nur 0.2 % aller $K^\pm$ und 0.4 % aller $K_L$ zwischen Target und Mitte des RICH-1-Radiators. Die Zahl der Elektronen aus $K_{e3}$-Zerfällen pro Ereignis ist gering $\mathcal{O}(10^{-3})$ und kann gegenüber den Konversions- und $\pi^0$-Dalitzpaaren vernachlässigt werden.

**Compton-Elektronen** Zur Abschätzung der Rate an Compton-Elektronen liegt ein Vergleich mit der Paarbildung nahe. Aufgrund der $1/\omega$-Abhängigkeit des Produktionswirkungsquerschnittes ergibt eine einfache Abschätzung des Verhältnisses $R = P_{Comp.}/P_{Konv.}$ für den Targetbereich bereits $R < 0.1$. Da nur ein Teil der durch Comptonstöße beschleunigten Elektronen innerhalb der Akzeptanz genügend Impuls erhält, um Čerenkovphotonen zu emittieren, liegt deren effektiver Beitrag deutlich tiefer. Der in Monte-Carlo-Simulationen ermittelte Wert liegt bei $R < 5 \cdot 10^{-3}$.

## 7.5 Abschätzung der erwarteten $e^+e^-$-Rate

Tabelle 7.3 enthält eine Aufstellung der Zahl der erwarteten $e^+e^-$-Paare innerhalb der nominellen Spektrometerakzeptanz ($\Delta\eta = 0.6$) pro $\pi^0$ in einer Rapiditätseinheit für invariante Massen $m_{e^+e^-} \geq 200$ MeV/c$^2$ und verschiedenen $p_\perp$-Schnitten auf die Einzelspuren. Die Werte wurden einem vom Monte-Carlo-Generator erzeugten Datensatz entnommen. Dabei sind alle bisher beschriebenen Paarquellen mit Ausnahme der hadronische Bremsstrahlung und Charm-Produktion berücksichtigt. Für den in der Paaranalyse verwendeten $p_\perp$-Schnitt von $p_\perp > 200$ MeV/c$^2$, einer mittleren Multiplizität von $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle = 125$ und einer Rekonstruktionseffizienz von $\varepsilon_R = 1$ ergibt sich eine Rate von $1.7 \cdot 10^{-4}$ Paaren pro Ereignis.

[3] Eine Übersicht findet sich bei Veenhof [94]

| **Zerfall** | $\mathbf{e^+e^-/\pi^0}$ | $\mathbf{e^+e^-/\pi^0\|_{p_\perp>50MeV/c}}$ | $\mathbf{e^+e^-/\pi^0\|_{p_\perp>200MeV/c}}$ |
|---|---|---|---|
| $\eta \to \gamma e^+e^-$ | $4.06 \cdot 10^{-6}$ | $3.91 \cdot 10^{-6}$ | $1.13 \cdot 10^{-6}$ |
| $\omega \to \pi^0 e^+e^-$ | $1.56 \cdot 10^{-6}$ | $1.52 \cdot 10^{-6}$ | $0.69 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta' \to \gamma e^+e^-$ | $3.89 \cdot 10^{-7}$ | $3.73 \cdot 10^{-7}$ | $1.93 \cdot 10^{-7}$ |
| $\omega \to e^+e^-$ | $6.52 \cdot 10^{-7}$ | $6.52 \cdot 10^{-7}$ | $5.84 \cdot 10^{-7}$ |
| $\rho \to e^+e^-$ | $4.26 \cdot 10^{-7}$ | $4.25 \cdot 10^{-7}$ | $3.47 \cdot 10^{-7}$ |
| $\phi \to e^+e^-$ | $1.32 \cdot 10^{-7}$ | $1.32 \cdot 10^{-7}$ | $1.29 \cdot 10^{-7}$ |
| Summe | $7.23 \cdot 10^{-6}$ | $7.01 \cdot 10^{-6}$ | $3.07 \cdot 10^{-6}$ |

Tabelle 7.3: Anzahl der $e^+e^-$-Paare innerhalb der nominellen Spektrometerakzeptanz $\Delta\eta = 0.6$ pro $\pi^0$ in einer Rapiditätseinheit für invariante Massen $m_{e^+e^-} \geq 200$ MeV/c$^2$ aus hadronischen Quellen.

# Kapitel 8

# Diskussion der Ergebnisse und Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung inklusiver $e^+e^-$-Paarspektren in 200 GeV/u S-Au-Kollisionen reflektiert den derzeitigen Stand der Analyse und ist in einigen Teilbereichen noch nicht vollständig abgeschlossen.

Abb. 8.1 zeigt das gemessene inklusive $e^+e^-$-Massenspektrum im $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz für Massen $m_{ee} < 1.5$ GeV/c$^2$ bei einem $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c. Es wurden nur Paare mit Öffnungswinkeln $\theta_{ee} > 10$ mrad betrachtet, um Einflüsse durch die Doppelringauflösung von $\sim 8$ mrad auszuschließen. Die Ordinate ist in Einheiten von Paaren pro 100 MeV/c$^2$ eingeteilt. Im Massenbereich $m_{ee} <$ 100 MeV/c$^2$ sind die Daten aufgrund besserer Statistik in feinere Massenbins eingeteilt und entsprechend skaliert. Mit eingezeichnet ist das aus hadronischen Zerfällen erwartete $e^+e^-$-Paarspektrum (durchgezogene Linie). Dieses wurde mit der gemessenen Impulsaufslösung gefaltet und gemäß der in Abb. 6.5 aufgetragenen Abhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz von der Masse skaliert. Das schraffierte Band entspricht dem systematischen Fehler des Erwartungswertes von $\Delta S/S = 42\%$. Das gemessene Spektrum ist bei Massen unter 300 MeV/c$^2$ in guter Übereinstimmung mit der Summe der Beiträge der $\pi$-, $\eta$- und $\omega$-Dalitzzerfälle. Bei höheren Massen wird der beobachtete Überschuß deutlich sichtbar. Abb. 8.2 zeigt analog dazu das gemessene Massenspektrum im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz. Abweichend vom ersten Spektrum wurde hier ein größerer Öffnungswinkelschnitt von $\theta_{ee} > 35$ mrad gewählt, um den Einfluß des Triggeralgorithmus auf überlappende enge Paare auszuschließen. Dieser Schnitt verursacht den Abbruch des Spektrums bei $\sim 50$ MeV/c$^2$. Das Fehlerband reflektiert den unsymmetrischen systematischen Fehler von $\Delta S/S = (+69, -54)\%$ infolge der Unsicherheiten im Anreicherungsfaktor des Triggers. Ebenso wie im ersten Datensatz wird die erhöhte Rate im Massenbereich $0.2 < m_{ee} < 0.6$ GeV/c$^2$ sichtbar. Die Summe beider Datensätze ist in Abb. 8.3 aufgetragen, wobei auch im $1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz

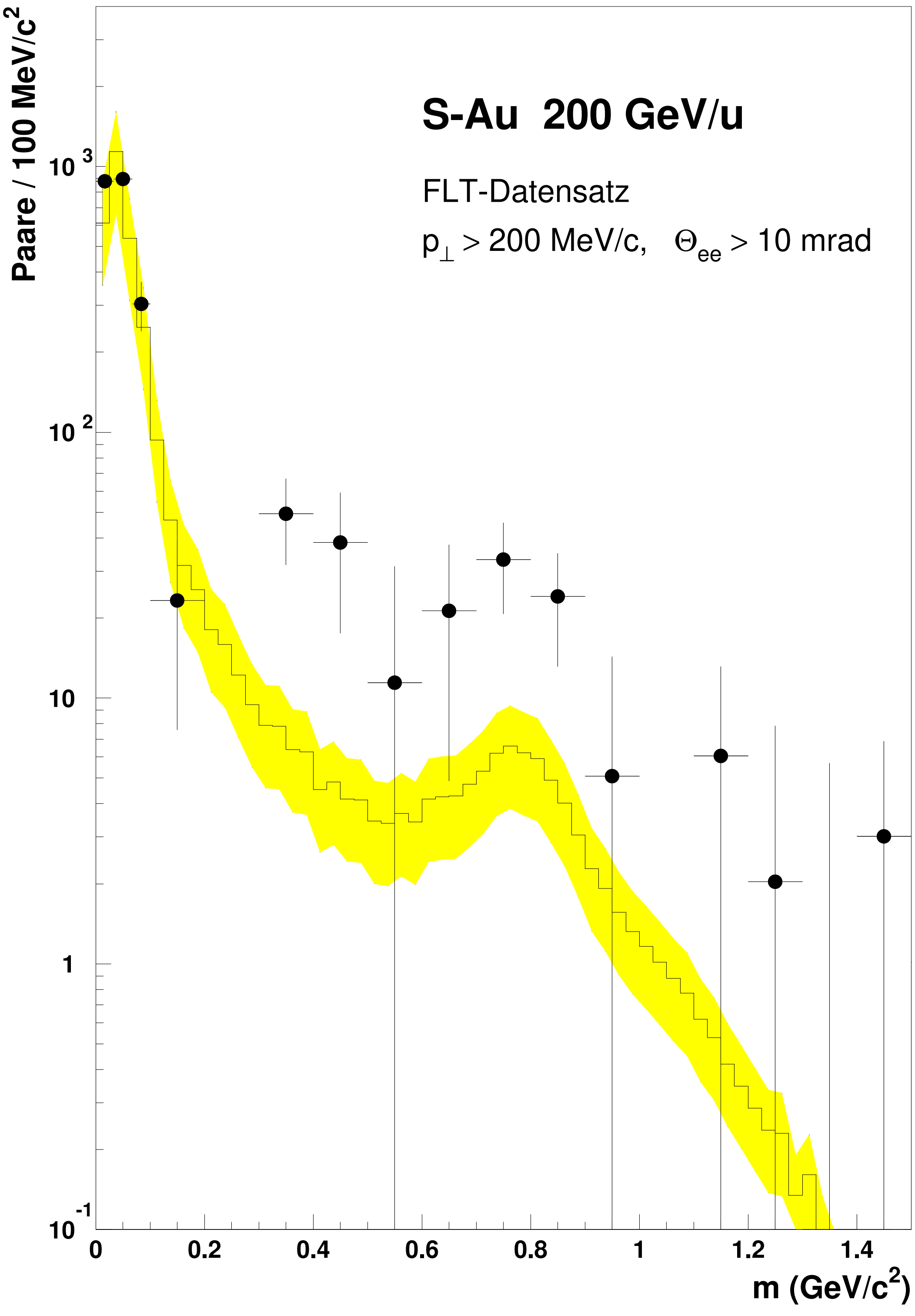


Abbildung 8.1: Gemessenes inklusives $e^+e^-$-Massenspektrum mit $p_\perp > 200$ MeV/c und 10 mrad Öffnungswinkelschnitt ($1^{st}$-Level-Trigger-Datensatz). Mit eingezeichnet ist das aus hadronischen Zerfällen erwartete Paarspektrum. Die schraffierte Fläche reflektiert den systematischen Fehler ($\pm 1\sigma$) der Vorhersage.

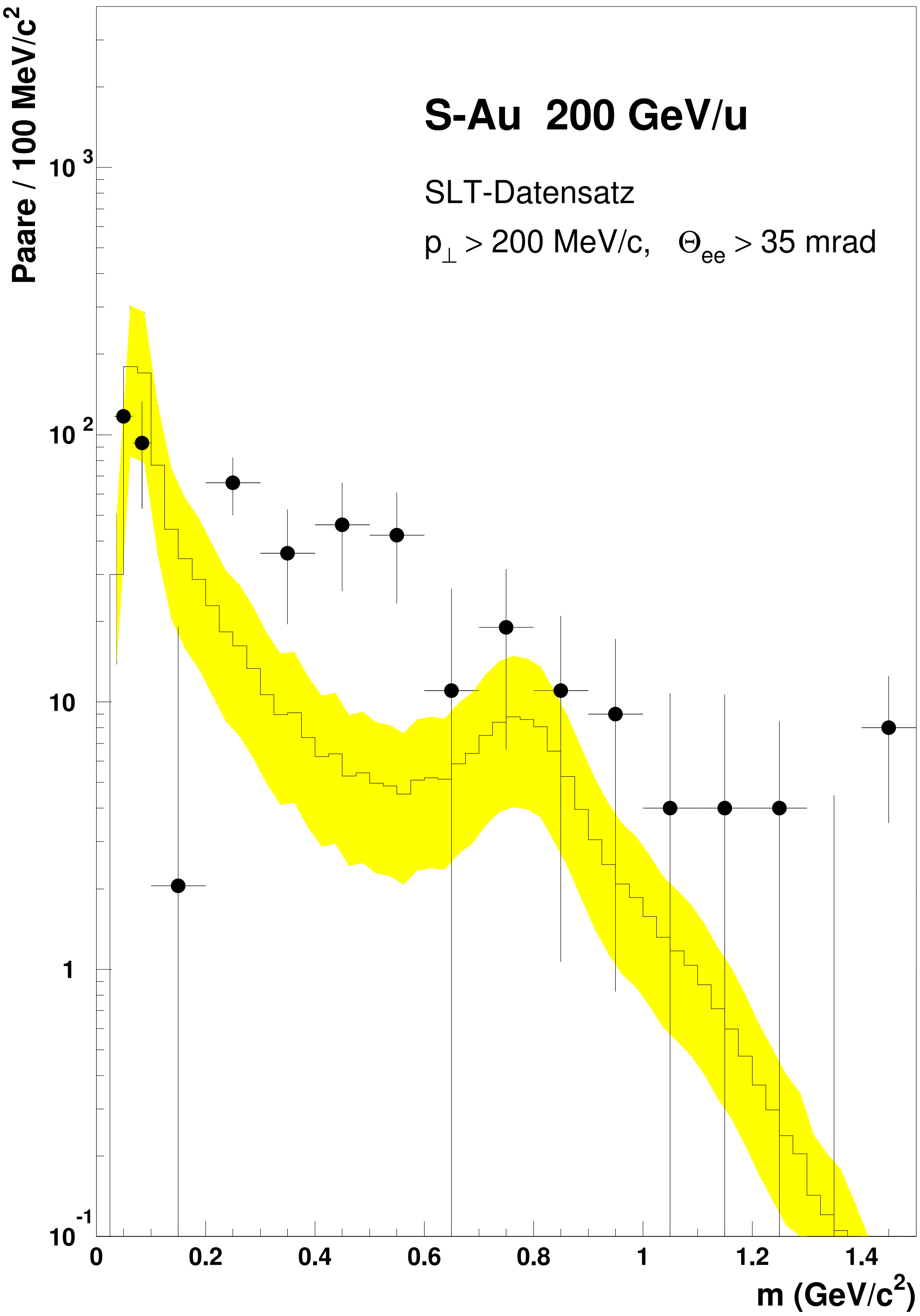


Abbildung 8.2: Gemessenes inklusives $e^+e^-$-Massenspektrum mit $p_\perp > 200$ MeV/c und 35 mrad Öffnungswinkelschnitt ($2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz).

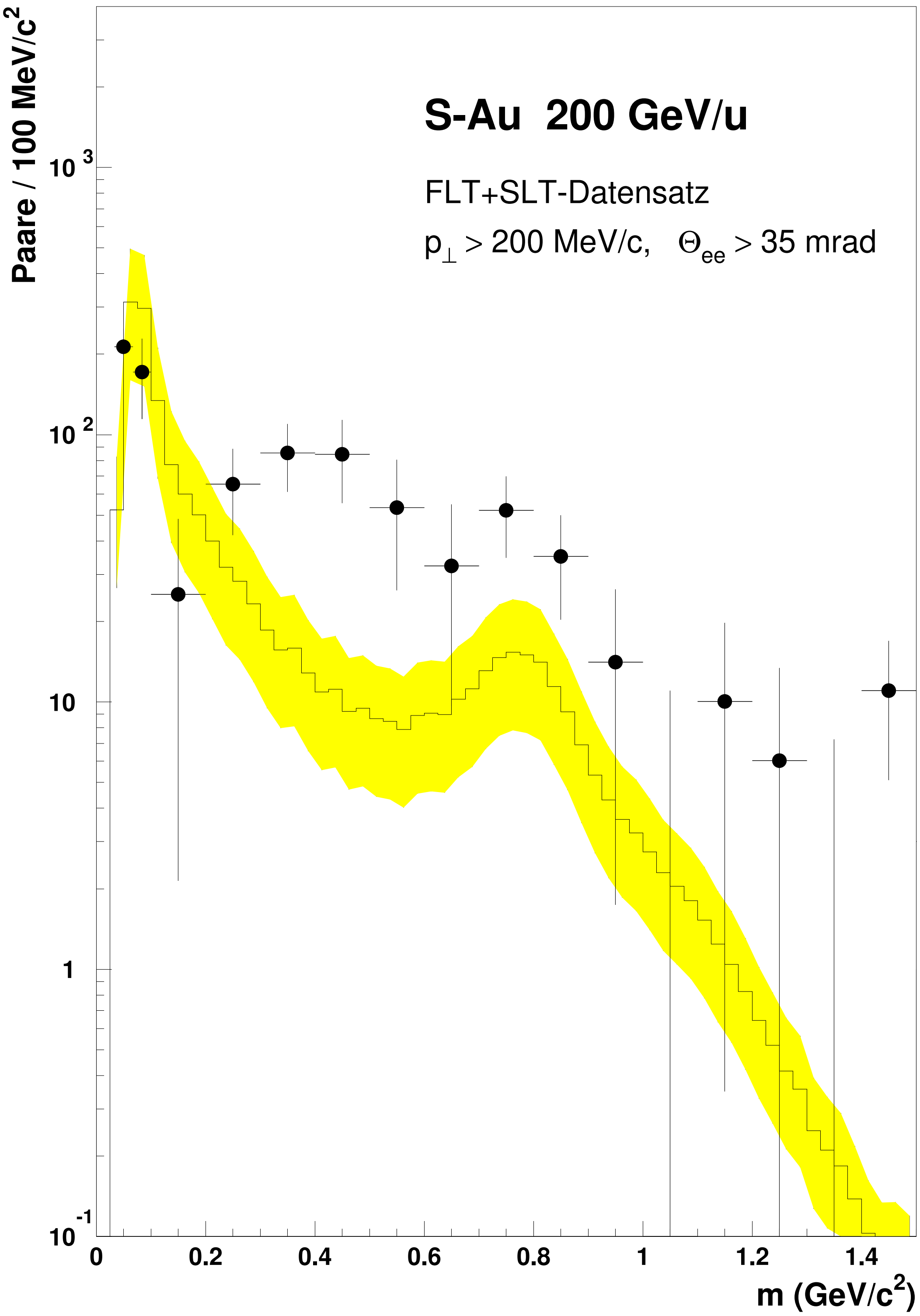


Abbildung 8.3: Inklusives $e^+e^-$-Massenspektrum mit $p_\perp > 200$ MeV/c und 35 mrad Öffnungswinkelschnitt ($1^{st}$- und $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz).

ein Öffnungswinkelschnitt von 35 mrad verwendet wurde. Das Fehlerband wurde aus dem gewichteten Mittelwert der systematischen Fehler der beiden einzelnen Datensätze errechnet: $\Delta S/S = (+58, -49)\%$.

Die geringe Statistik der Daten und die niedrige Rekonstruktionseffizienz von $(10.3 \pm 3.0)\%$ erlaubt weder präzisen Untersuchungen der spektralen Form, noch signifikante Aussagen über Massen von 1 GeV/c$^2$ hinaus. Es ist zu erwarten, daß sowohl die Rekonstruktionseffizienz, als auch die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes und damit das Signal-zu-Untergrundverhältnis in den Daten nicht wesentlich erhöht werden kann. Der Grund dafür liegt zum Teil in der Datenqualität (Mängel in der Siliziumdriftkammer, lokale Schwankungen in der Verstärkung der UV-Zähler und elektronische Störeffekte in der Padauslese) und dem Fehlen einer *a priori* Kenntnis der Ringzentren, das vor allem die Mustererkennung in Ereignissen hoher Multiplizität erheblich beeinträchtigt.

Die Zahl der gemessenen $e^+e^-$-Paare beträgt in der Summe beider hier untersuchter Datensätze $444 \pm 66$ bei einem Signal-zu-Untergrundverhältnis von 1/4.3. Beim jetzigen Kenntnisstand der Beiträge aus hadronischen Zerfällen werden hingegen unter Berücksichtigung der Rekonstruktionseffizienz nur $124^{+71}_{-60}$ Paare erwartet. Die vorläufigen Spektren deuten somit im Massenbereich $0.2 < m_{ee} < 1$ GeV/c$^2$ auf einen Überschuß von einem Faktor $3.6^{+1.9}_{-2.2}$ über die aus hadronischen Zerfällen erwarteten Paare. Der durch die $\pi^0$-Dalitzzerfälle dominierte Teil des Spektrums unterhalb von $m_{ee} = 0.2$ GeV/c$^2$ ist hingegen in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Vorhersagen.
Die systematischen Fehler in der Normierung sind dominiert durch die Unsicherheiten in der Rekonstruktionseffizienz (30%) sowie durch die systematischen Fehler in den Wirkungsquerschnitten, Verzweigungsverhältnissen und Formfaktoren der hadronischen Quellen (30%). Im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz ist die Normierung noch zusätzlich durch die nur grobe Kenntnis des Triggeranreicherungsfaktors $(1.95^{+1.05}_{-0.62})$ erschwert. Insbesondere hier und in der Rekonstruktionseffizienz kann der systematische Fehler durch weiterführende Untersuchungen und Monte-Carlo-Simulationen noch verringert werden.

Die differentielle Form des Massenspektrums *und* der statistische Fehler des Signals können im Prinzip durch eine exaktere Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes verbessert werden. Dies kann durch Mischen von Spuren aus verschiedenen Ereignissen und anschließender, erneuter Paarrekonstruktion erreicht werden. Auf diese Weise läßt sich die Form des Untergrundes im Prinzip mit (fast) beliebig hoher Statistik generieren. Grundvoraussetzung dafür ist, daß keinerlei korrelierter Untergrund in gleichnamigen oder ungleichnamigen Paaren vorliegt. Insbesondere im $2^{nd}$-Level-Trigger-Datensatz zeigt sich jedoch eine signifikante Abweichung des durch Mischen erzeugten Untergrund vom gemessenen kombinatorischen Untergrund bei kleinen Massen. Es ist von großer Wichtigkeit, diese Korrelationen im Detail zu untersuchen, um solchen Effekten in dem oben beschriebenen Verfahren

Rechnung zu tragen.

Die vom CERES-Experiment 1993 gemessenen vorläufigen $e^+e^-$-Paarspektren in p-Be-Kollisionen zeigt Abb. 8.4. Diese Analyse ist Gegenstand der Doktorarbeit von R. Baur [23]. Im Rahmen der systematischen Fehler lassen sich hier die Daten sehr gut durch die hadronischen Quellen beschreiben.

Der in den S-Au-Daten beobachtete Überschuß ist in qualitativer Übereinstimmung mit der von der NA34/HELIOS-3-Kollaboration in 200 GeV/u S-W-Kollisionen gemessenen erhöhten Rate im inklusive $\mu^+\mu^-$-Spektrum. Im Bereich niedriger Massen $0.4 < m_{\mu\mu} < 0.7$ GeV/c$^2$ übersteigt diese die Vorhersagen aus hadronischen Zerfällen um einen Faktor 2-3. Dies ist insbesondere in dieser Stärke erstaunlich, da die Messung bei Vorwärtsrapiditäten erfolgte ($3.9 < y < 4.4$). Quellen von Kontinuumsstrahlung, wie sie in Kapitel 2 vorgestellt wurden, würden für zentrale Rapiditäten einen noch größeren Effekt erwarten lassen. Die im gleichen Experiment gemessenen p-W-Daten sind hingegen im gesamten Massenbereich in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus hadronischen Zerfällen. Zusätzlich zeigen die von der HELIOS-3-Kollaboration und dem NA38-Experiment gemessenen Paarspektren im Massenbereich $1.2 < m_{\mu\mu} < 2.5$ GeV/c$^2$ in quantitativer Übereinstimmung einen ebenso signifikanten Überschuß gegenüber den erwarteten Raten.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Messung von $e^+e^-$-Paaren in 200 GeV/u S-Au-Kollisionen des CERES-Experiments deutet, wenn auch mit deutlich geringerer Signifikanz als die Daten der HELIOS-3-Kollaboration, auf neue Phänomene hin, die weder in Hadron-Kern- noch in Kern-Kern-Kollisionen bei niedrigeren Energien bisher beobachtet worden sind. Eine quantitative Beschreibung der Quelle dieser Paare ist beim jetzigen Wissensstand kaum möglich. Weitere systematische Studien vor allem der Multiplizitätsabhängigkeit sowie anderer Stoßsystemen bei verschiedenen Energien sind notwendig, um den Ursprung dieser Paare zu entschlüsseln. Da der beobachtete Überschuß erst im Bereich $m_{ee} \gtrsim 2m_\pi$ einsetzt, könnte die Annihilation von Pionen in $e^+e^-$-Paare in einem heißen Hadrongas eine mögliche Erklärung dieses Überschusses darstellen.
Der ab 1994 am CERN-SPS zur Verfügung stehende 160 GeV/u Pb-Strahl bietet die Möglichkeit, das Studium der Produktion von $e^+e^-$-Paaren in ultrarelativistischen Kern-Kern-Kollisionen systematisch fortzuführen [97]. Um den aufgrund der höheren Multiplizität in Pb-Pb-Reaktionen gestiegenen experimentellen Anforderungen Rechnung zu tragen, wird das CERES-Spektrometer um zusätzliche Detektoren erweitert: zwei Siliziumdriftkammern in verbesserter Ausführung sowie eine Padkammer hinter dem Experiment. Die zusätzliche Redundanz in der Spurrekonstruktion verbessert die Mustererkennung in hohem Maße, so daß die Rekonstruktionseffizienz und das Signal-zu-Untergrundverhältnis im Vergleich zur hier diskutierten Messung deutlich verbessert werden wird.

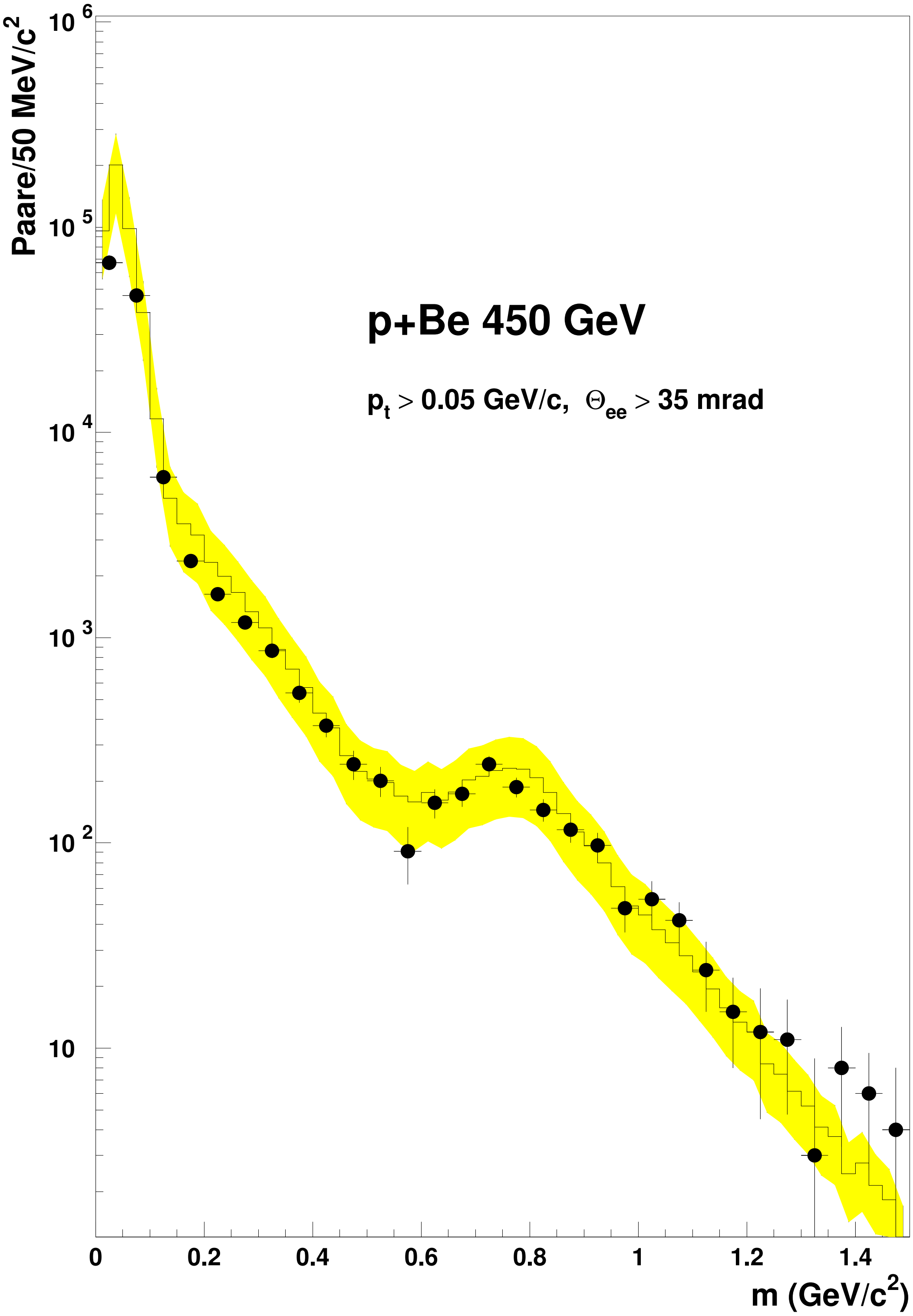


Abbildung 8.4: Vorläufiges inklusives $e^+e^-$-Massenspektrum in 450 GeV/c p-Be-Kollisionen gemessen von der CERES-Kollaboration. Die Daten enthalten einen $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c sowie einen 35 mrad Öffnungswinkelschnitt.

# Anhang A

# Kinematische Variable und Rapiditätsbereiche

In der ultrarelativistischen Schwerionenphysik werden zur Beschreibung der Teilchenspektren lorentzinvariante Größen benutzt, oder zumindest solche, die sich auf einfache Weise von einem Stoßsystem in ein anderes umrechnen lassen. Die gebräuchlichsten sind die Rapidität $y$, die Pseudorapidität $\eta$, sowie die Feynman-Skalenvariable $x_F$.

Die Rapidität eines Teilchens ist definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right) = \ln \left( \frac{E + p_{||}}{m_\perp} \right), \qquad m_\perp = \sqrt{{p_\perp}^2 + m^2} \ , \tag{A.1}$$

wobei $m_\perp$ die transversale Masse, $E$ die Energie, $p_\perp$ und $p_{||}$ die transversale bzw. longitudinale Komponenten des Impulses bezogen auf die Strahlachse bezeichnen. Für reelle Teilchen läßt sich die Rapidität auch schreiben als:

$$y = \sinh^{-1} \frac{p_{||}}{m_\perp} = \cosh^{-1} \frac{E}{m_\perp} = \tanh^{-1} \frac{p_{||}}{E} \ . \tag{A.2}$$

Unter einer Lorentztranformationen in ein sich mit der Geschwindigkeit $\beta$ bewegendes Bezugssystem verhält sich die Rapidität wie:

$$y \to y + y^* \ , \qquad y^* = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \ . \tag{A.3}$$

Aufgrund der additiven Natur dieser Transformation bleibt die Form des Rapiditätsspektrums erhalten. Die Rapiditätsverteilung im Laborsystem entspricht einer um $\Delta y = y_{\mathrm{cm}}$ verschobenen Verteilung im Schwerpunktsystem der Kollision.

Der invariante Wirkungsquerschnitt kann somit auch in den Größen $y$ und $p_\perp$formuliert werden:

$$E\frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}p^3} = \frac{\mathrm{d}^3\sigma}{\mathrm{d}y\,\mathrm{d}{p_\perp}^2} \tag{A.4}$$

Die Pseudorapidität $\eta$ eines Teilchens mit Winkel $\theta$ zur Strahlachse ist wie folgt definiert:

$$\eta = -\ln(\tan\theta/2) = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|p| + p_{||}}{|p| - p_{||}}\right) \;. \tag{A.5}$$

Die Größe $\eta$ hängt einzig vom Streuwinkel ab und kann ohne Kenntnis des Impulses angegeben werden. Der Zusammenhang zwischen den Variablen $\eta$ und $y$ errechnet sich zu

$$y \;=\; \frac{1}{2}\ln\left(\frac{(p_{||}\cosh^2\eta + m^2)^{1/2} + p_{||}\sinh\eta}{(p_{||}\cosh^2\eta + m^2)^{1/2} - p_{||}\sinh\eta}\right) \tag{A.6a}$$

$$\eta \;=\; \frac{1}{2}\ln\left(\frac{\cosh y\;[1-(m^2/m_\perp^2\cosh^2 y)]^{1/2} + \sinh y}{\cosh y\;[1-(m^2/m_\perp^2\cosh^2 y)]^{1/2} - \sinh y}\right) \tag{A.6b}$$

Wie sich aus den Gleichungen leicht entnehmen läßt, geht für masselose Teilchen sowie für hohe Energien $|p| \gg m$ die Rapidität $y$ in die Pseudorapidität $\eta$ über. Die Rapiditätsdichte $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$ kann durch

$$\mathrm{d}N/\mathrm{d}\eta = \left(1 - \frac{m^2}{m_\perp^2}\cosh^2 y\right)^{1/2} \mathrm{d}N/\mathrm{d}y \tag{A.7}$$

in die Pseudorapiditätsdichte umgerechnet werden.

Eine andere in der Literatur oft benutzte kinematische Variable ist die Skalenvariable $x_F$. Sie ist ein Maß für den longitudinalen Impuls in Einheiten des maximalen Impulses $\sqrt{s}/2$ im Schwerpunktsystem:

$$x_F = \frac{p_{||}}{p_{||\mathrm{max}}} \approx \frac{2\;p_{||\mathrm{cm}}}{\sqrt{s}} \;. \tag{A.8}$$

Zwischen der Rapidität $y$ und $x_F$ besteht folgender Zusammenhang:

$$x_F \approx \frac{2\;m_\perp \sinh y_{\mathrm{cm}}}{\sqrt{s}} \;, \tag{A.9}$$

und für $e^{-2y_{\mathrm{cm}}} \ll 1$

$$x_F \approx \frac{m_\perp}{\sqrt{s}} e^{y_{\mathrm{cm}}} \;, \qquad (y_{\mathrm{cm}})_{\mathrm{max}} = \ln(\sqrt{s}/m) \tag{A.10}$$

In Kern-Kern-Kollisionen mit Massenzahlen $A$ und $B$ läßt sich für die Schwerpunktsrapidität $y_{\rm cm}$ eine Näherungsformel angeben. Sei $N_p$ die Zahl der Nukleonen im Projektil, $N_t$ die Zahl der an der Kollision teilnehmenden Targetnukleonen (*Partizipanten*) und $m$ die Nukleonenmasse, dann findet man für zentrale Kollisionen

$$N_p = A \ , \qquad N_t = B - A \ [(B/A)^{2/3} - 1]^{3/2} \ , \tag{A.11}$$

für die Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = [(N_p m)^2 + (N_t m)^2 + 2 N_p E_{\rm beam} N_t m]^{1/2} \ . \tag{A.12}$$

Die Schwerpunktsrapidität ist somit

$$y_{\rm cm} = \ln(\sqrt{s}/N_t m) \tag{A.13}$$

Für zentrale S-Au-Kollisionen bei 200 GeV/u ergibt sich $N_p = 32$, $N_t = 81$ und $y_{\rm cm} = 2.57$.

Den gesamten Rapiditätsbereich unterteilt man üblicherweise in drei Regionen, wobei die Trennlinien nicht scharf definiert sind. Rapiditäten nahe der des Projektil- bzw. Target-Nukleons werden als Projektil- (Target-) *Fragmentationsregion* bezeichnet. Ist die Kollisionsenergie groß genug, so daß sich die beiden Regionen entlang der Rapiditätsachse gut trennen lassen, entwickelt sich ein *zentraler* Bereich. Die Teilchenmultiplizität ist hier annähernd unabhängig von der Rapidität. Da die Fragmentationsbereiche 2-3 Rapiditätseinheiten abdecken, kann sich nur bei hohen Projektilenergien ein baryonenarmer Bereich ausbilden.
Dies ist bei SPS-Energien von 200 GeV/u mit Einschränkungen der Fall. Hier durchdringen sich die Kerne gänzlich, wobei Energiedichten bis zu $\varepsilon \simeq 2.4$ GeV/fm$^3$ erreicht werden. Bei niedrigeren Strahlenergien von $\sim 10$ GeV/u, wie etwa am AGS in Brookhaven, werden die Kerne fast vollständig abgebremst (*Stopping Regime*). Dabei bildet sich eine zentrale Region hoher Baryonendichte mit deutlich geringerer Energiedichte ($\varepsilon \simeq 1.2$ GeV/fm$^3$).
Die entscheidende Größe zur Messungen von Kontinuumspaaren ist die Energiedichte und die damit verknüpfte Temperatur des Systems. Für bestimmte Messungen jedoch, wie z.B. die Untersuchung von Verschiebungen der Lage und Breite der $\rho$-Resonanz, ist gerade eine baryonenreiche zentrale Region von Vorteil.

# Anhang B

# Tabellen

## Materalien innerhalb der Spektrometerakzeptanz

| **Komponente** | **Material** | **Länge** | $\boldsymbol{X/X_0}$(%) |
|---|---|---|---|
| Segmentiertes Target | Au | $40 \times 50\ \mu$m | 1.29 |
| Targetträgerfolien | Mylar | $40 \times 6\ \mu$m | 0.03 |
| Siliziumdriftkammer | Si | 280 $\mu$m | 0.27 |
| Keramikbrücken[a] | Keramik | 635$\mu$m | 0.20 |
| Siliziumpadzähler | Si | 300$\mu$m | 0.29 |
| Schutzfolien | Mylar | 220$\mu$m | 0.08 |
| Luft in Targetregion | Luft | 100 mm | 0.03 |
| Eintrittsfenster RICH-1 | Mylar | $2 \times 50\ \mu$m | 0.03 |
| Radiator-1 | $CH_4$ | 0.9 m | 0.13 |
| Spiegel-1 | Kohlefaser | 1 mm | 0.38 |
| Spulenbereich | $N_2$ | 0.48 m | 0.16 |
| Eintrittsfenster RICH-2 | Mylar | $2 \times 50\ \mu$m | 0.03 |
| Radiator-2 | $CH_4$ | 1.75 m | 0.25 |
| Spiegel-2 | Glas | 6 mm | 4.90 |
| Target bis Mitte Radiator-1 | | | 2.29 |
| Target bis Mitte Radiator-2 | | | 3.06 |
| Mitte Radiator-1 bis Mitte Radiator-2 | | | 0.76 |

Tabelle B.1: Strahlungslängen von Materalien innerhalb der Spektrometerakzeptanz.

[a] Vor und hinter der Siliziumdriftkammer ist je eine $1 \times 7$ cm$^2$ große Keramikbrücke zur Versorgung der Feldstreifen mit Hochspannung für das Driftpotential angebracht.

# Geometrie und Akzeptanz der Detektoren

| | **RICH-1** | **RICH-2** | **SiPad** | **SiDC** |
|---|---|---|---|---|
| $\eta$-Akzeptanz (Targetmitte) | 1.88 – 2.81[a] | 2.07 – 2.69[a] | 1.70 – 3.73 | 1.63 – 3.37 |
| $\eta$-Akzeptanz (segmentiertes Target)[b] | 1.88 – 2.81[a] | 2.07 – 2.69[a] | 1.40 – 4.10 | 1.16 – 3.71 |
| $\Delta\eta$ | 0.93[a] | 0.62[a] | 2.03 | 1.74 |
| $\langle\eta\rangle$ | 2.35 | 2.38 | 2.72 | 2.50 |
| $\Theta$-Akzeptanz (Targetmitte) (mrad) | 120 – 304 | 141 – 260 | 48 – 361 | 69 – 389 |
| Radiale Akzeptanz (cm) | 27.5 – 79.0 | 106.5 – 220.0 | 0.45 – 3.52 | 0.54 – 3.20 |
| Abstand zur Targetmitte (cm) | $-28.0$[c] | $-80.0$[c] | 9.3 | 7.8 |

Tabelle B.2: Geometrie und Akzeptanz der einzelnen Detektoren im Experiment.

[a] Bezogen auf 2/3 Ringe.
[b] Maximale Akzeptanz unter Berücksichtigung der ersten und letzten Targetscheibe.
[c] Position der UV-Zähler.

# Zahl der Čerenkovphotonen pro Ring

| | RICH-1 | RICH-2 |
|---|---|---|
| $N_0$ ($cm^{-1}$) | 229 | 135 |
| Spiegelreflektivität | 0.85 | 0.85 |
| Transmission der ersten Drahtebene | 0.89 | 0.89 |
| Absorbtion in 15 mm TMAE | 0.90 | 0.90 |
| Transmission im Radiator | 0.98 | 0.96 |
| Verluste durch Fensterspeichen | 0.93 | 0.93 |
| Elektronikschwelle[b] | 0.92 | 0.92 |
| effektives $N_0$ ($cm^{-1}$) | 131 | 75 |
| $\gamma_{th}$ gemessen[a] | 31.6 | 32.6 |
| Radiator Länge $L_{eff}$ (cm) | 90 | 175 |
| Photonen/Ring (erwartet) | 11.8 | 12.5 |
| Photonen/Ring (gemessener Mittelwert) | 11.4 | 11.8 |

Tabelle B.3: Erwartete und gemessene Zahl der Čerenkovphotonen pro asymptotischen Ring

[a] Der berechnete Wert von $\gamma_{th}$ ist 3.4% bzw. 2.5% größer.
[b] Abhängig von der jeweiligen Verstärkung.

# Beiträge zur Einzelhitauflösung

| | RICH-1 | RICH-2 |
|---|---|---|
| Chromatische Dispersion in $CH_4$ (mrad) | 0.95 | 0.53 |
| Diffusion einzelner Elektronen (mrad) | 0.37 | 0.11 |
| Pad-Auslese (mrad) | 0.33 | 0.13 |
| Drahtdigitalisierung (mrad) | – | 0.21 |
| Spiegelqualität (mrad) | $< 0.10$ | 0.35 |
| Erwartete Auflösung (mrad) | 1.08 | 0.69 |
| Gemessene Auflösung (mrad) | 1.02 | 0.78 |

Tabelle B.4: Aufschlüsselung der Beiträge zur Einzelhitauflösung. Die Werte beziehen sich jeweils auf eine Standardabweichung.

# Literaturverzeichnis


[1] T. Åkesson et al., Z. Phys. C. 38 (1988) 383

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

[3] J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1970) 1523

[4] S.D. Drell und T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316

[5] M. Banner et al., Phys. Lett. B53 (1974) 212

[6] J.P. Boymond et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 112

[7] J.J. Aubert et al., Nucl. Phys. B89 (1975) 1

[8] J.A. Appel et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252

[9] G.B. Bondarenko et al., Phys. Lett. B64 (1976) 365

[10] K.J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 799

[11] M.R. Adams et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 1977

[12] P.A. Baker, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1207

[13] D. Blockus, Nucl. Phys. B201 (1982) 205

[14] T. Åkesson et al., Phys. Lett. B192 (1987) 463

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

[16] V. Hedberg, Doktorarbeit, Universität Lund, Schweden (1987)

[17] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. C. 50 (1991) 405

[18] L.G. Landsberg, Phys. Rep. 128 (1985) 301

[19] T. Åkesson et al., Lepton-Pair Production in p-Be collisions at 450 GeV/c, CERN-PPE/Draft (1993)

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

[21] CERES/NA45, Addendum CERN/SPSLC 92-48, SPSC/P237 Add 2 (1992)

[22] CERES/NA45, Status Report CERN/SPSLC 94-2, SPSLC/M529 (1994)

[23] R. Baur, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[24] J.D. Bjørken und H. Weisberg, Phys. Rev. D 13 (1976) 1405

[25] V. Černý et al., Acta Phys. Pol. B9 (1978) 901

[26] V. Černý et al., Acta Phys. Pol. B10 (1979) 537

[27] V. Černý et al., Phys. Rev. D 24 (1981) 652

[28] Quark-Gluon-Plasma, Advances Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 6, ed. R.C Hwa (World Scientific, Singapore, 1990)

[29] J.D. Bjørken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140

[30] A. Hosaya und K. Kajantie, Nucl. Phys. B 250 (1985) 666

[31] P. Danielewicz und M. Gyulassy, Phys. Rev. D 31 (1985) 53

[32] U. Heinz, Nucl. Phys. A 461 (1987) 49c

[33] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. A 498 (1989) 567c

[34] R. Hwa, Phys. Rev. D 32 (1985) 637

[35] K. Kajantie und T. Matsui, Phys. Lett. B 164 (1985) 373

[36] L.D. McLerran und T. Toimela, Phys. Rev. D 31 (1985) 545

[37] R. Hwa und K. Kajantie, Phys. Rev. D 32 (1985) 1109

[38] K. Kajantie, J. Kapusta, L.D. McLerran und A. Mekjian, Phys. Rev. D 34 (1986) 2746

[39] C.A. Dominguez und M. Loewe, Z. Phys. C 49 (1991) 423

[40] M. Asakawa und T. Matsui, Phys. Rev. D 43 (1991) 2871

[41] P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. A544 (1992) 169c

[42] J. Kapusta, L.D. McLerran und D.K. Srivastava, Phys. Lett. B 283 (1992) 145

[43] C.P. Singh, Phys. Rep. 236 (1993) 147

[44] P. Koch, Z. Phys. C 57 (1992) 283

[45] J. Cleymans, V.V. Golovizinin und K. Redlich, Z. Phys. C 59 (1993) 495

[46] V. Černý, P. Lichard und J. Pišút, Z. Phys. C 31 (1986) 163

[47] A. Shor, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1122

[48] C.P. Singh, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1750

[49] J. Rafelski und B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066

[50] Quark Matter 93, (Proc. Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus-Collisions, Borlänge 1993), erscheint in Nucl. Phys.

[51] A. Baldisseri et al., Nucl. Phys B 16 (1990) 397

[52] P. Koch, U. Heinz und J. Pišút, Z. Phys. C 47 (1990) 477

[53] U. Heinz und K.S. Lee, Phys. Lett. B 259 (1991) 162

[54] R.D. Pisarksi, Phys. Lett. B 110 (1982) 155

[55] T. Kunihiro, Phys. Lett. B 219 (1989) 363

[56] R. Baur et al. (Proc. First Workshop on RICH Detectors, Bari 1993), erscheint in Nucl. Instr. Meth.

[57] A. Schön, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1993)

[58] D. Irmscher, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1993)

[59] D. Irmscher, Nucl. Phys, A566 (1993) 347c

[60] Th. Günzel, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1993)

[61] W. Chen et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) 619

[62] W. Chen et al., Nucl. Instr. Meth. A 326 (1993) 273

[63] U. Faschingbauer, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1993)

[64] Th. Günzel et al., Nucl. Instr. Meth. A 316 (1992) 259

[65] J. Seguinot und T. Ypsilantis, Nucl. Instr. Meth. 142 (1977) 377

[66] P. Fischer, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1992)

[67] T. Åkesson et al., Preprint CERN-EP/88-121 (1988)

[68] Th. Ullrich, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1989)

[69] R. Baur, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1990)

[70] J. Gläß, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1990)

[71] R. Baur, J. Gläß und R. Männer, IEEE Trans. Nucl. Sci. 37 (1990) 241

[72] S. Tapprogge, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1992)

[73] L. Garrido, Three dimensional Track Fitting (unveröffentlicht), Universitat Autònoma de Barcelona (1989)

[74] G. Stimpfl-Abele und L. Garrido, UAB-LFAE 90-06, Universitat Autònoma de Barcelona (1990)

[75] M. Castellano et al., CERN/ECP 92-22 (1991)

[76] T. Altherr und J. Seixas, Nucl. Instr. and Meth. A317 (1992) 335

[77] M. Gyulassy und M. Harlander, Comp. Phys. Com. 66 (1991) 31

[78] N.I. Chernov und G.A. Ososkov, Comp. Phys. Com. 33 (1984) 329

[79] H.-G. Reusch, A Method for Recognition of Weakly Populated Rings in Point Sets, TR 75.92.15 IBM Heidelberg (1992)

[80] R.P. Lippmann, An Introduction to Computing with Neural Nets, IEEE ASSP Magazine (1987) 4

[81] B. Denby, Tutorial on Neural Network Applications in High Energy Physics, Fermilab-Conf-92/121-E (1992)

[82] H.A. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83

[83] N.M. Kroll und W. Wada, Phys. Rev. 98 (1955) 1355

[84] D.W. Joseph, Nuovo Cimento 16 (1960) 997

[85] H.J. Specht, CERES-Note 74 (1992)

[86] M. Bourquin und J.M. Gaillard, Nucl. Phys. B114 (1976) 334

[87] R. Albrecht et al., Z. Phys. C 55 (1992) 539

[88] G.J. Gounaris und J.J Sakurai, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 244

[89] C. Quigg und C.H. Lai, FN-296 2000, Fermilab (1976)

[90] B. Stech, Persönliche Mitteilungen (1993)

[91] F.E. Low, Phys. Rev. 110 (1958) 974

[92] R.N. Cahn, Phys. Rev. D 7 (1973) 247

[93] R. Rückel, Phys. Lett. B 64 (1976) 39

[94] R.J. Veenhof, Doktorarbeit, Universiteit van Amsterdam (1993)

[95] G. London, Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions, GSI (1994)

[96] G. Beaudoin, Doktorarbeit, Université de Montréal (1994)

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

# Die CERES Kollaboration

Von 1988 bis März 1994 waren am CERES/NA45-Experiment beteiligt:


*Physikalisches Institut der Universität Heidelberg*

R. Baur, K. Dandl A. Drees, P. Fischer, J. Frieben, J. Gläß, P. Glässel, M. Guckes, T.F. Günzel, D. Irmscher, H. Klein, G. Lamade, K. Lee, B. Lenkeit, R. Männer, L. Marquard, R. Mosbach, H. Nägele, K.H. Noffz, L.H. Olsen, A. Pfeiffer, H. Ries, A. Schlotterer, B. Schmitt, A. Schön, C. Schwick, H. Sickmüller, H.J. Specht, S. Tapprogge, T.S. Ullrich, N. Wermes

*Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg*

U. Faschingbauer, Ch. Fuchs, M. Hemberger, F. Hess, C. Jacob, M. Trauth, A. Wörner, J.P. Wurm

*Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel*

E.F. Barasch, A. Breskin, R. Chechik, Z. Fraenkel, C. de Los Heros, I. Ravinovich, D. Sauvage, A. Shor, E. Sokol, V. Steiner, G. Tel-Zur, I. Tserruya

*CERN, Genf, Schweiz*

J. Schukraft

*Brookhaven National Laboratory, Brookhaven, USA*

P. Rehak, J. Kemmer, H. Kraner, P. Holl

*Politecnico di Milano, Mailand, Italien*

E. Gatti, A. Longoni, M. Sampietro

*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Rußland*

G. Agakischiev, Y. Minaev, Y. Panebrattsev, S. Schimansky, V. Yurevich

## Danksagung

Ich möchte allen Danken die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle sei hier Herrn Prof. H.J. Specht gedankt, der durch sein fortwährendes Interesse und seine intensive Betreuung mich durch die Hoch und Tiefs dieser Arbeit begleitete.

Der gesamten Heidelberger Forschungsgruppe der CERES-Kollaboration möchte ich herzlich für das gute Teamwork und die aufgeschlossene Atmosphäre innerhalb der Gruppe danken. Regelmäßige Diskussionen sorgten stets für die nötigen Anstöße, wenn die Arbeit ins Stocken geriet. Im Besonderen möchte ich A. Drees, P. Glässel, D. Irmscher und A. Pfeiffer für ihre fruchtbare Mitarbeit an den Details der Datenanalyse danken.

Prof. V. Sörgel danke ich dafür, daß er sich als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.

Nicht zuletzt bedanke ich mich bei Dir – Silvia – für Deine Geduld und Hilfe während den Wochen der Entstehung dieser Arbeit.