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

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Roland Eugen Baur
aus Krumbach/Schwaben

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Juli 1994

Produktion von e^+e^--Paaren in 450 GeV Proton-Kern-Kollisionen

Gutachter: Prof. Dr. Hans Joachim Specht
Prof. Dr. Karlheinz Meier

Zusammenfassung

Im Rahmen der CERES/TAPS-Kollaboration wurde 1993 die inklusive Produktion von e^+e^--Paaren in Proton-Beryllium- und Proton-Gold-Kollisionen bei 450 GeV Strahlenergie am CERN SPS untersucht. Ziel des Experimentes ist, durch hohe Statistik der inklusiven Messung, bei gleichzeitiger Bestimmung der Beiträge aus hadronischen Zerfällen, die Sensitivität auf zusätzliche Quellen deutlich zu erhöhen. Dazu werden e^+e^--Paare im CERES-Spektrometer und Photonen simultan im elektromagnetischen Kalorimeter der TAPS-Kollaboration nachgewiesen. Insgesamt sollen die systematischen Unsicherheiten in den hadronischen Quellen von bislang 40–60% auf ca. 10% reduziert werden. Die Hauptunsicherheiten ergeben sich dabei durch die ungenügende Kenntnis der elektromagnetischen Übergangs-Formfaktoren, insbesondere des Zerfalls $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^\circ$.

Die Produktionsrate aus hadronischen Quellen ist nur etwa 10^{-5} pro Ereignis. Eine Messung mit hoher Statistik ist nur mit einem effizienten Triggersystem durchführbar. Dazu wurde ein hierarchisches Triggersystem aufgebaut, welches innerhalb kurzer Zeit das Bildes eines RICH-Detektors verarbeitet. Durch die schnelle Mustererkennung werden Ereignisse mit mindestens zwei Elektron- oder Positron-Spuren im Trigger bis zu einem Faktor 175 angereichert.

Insgesamt konnten aus den $1.3 \cdot 10^7$ (bzw. $2.8 \cdot 10^6$) aufgezeichneten p-Be- und p-Au-Kollisionen etwa 10000 bzw. 3000 e^+e^--Paare im interessanten Massenbereich $\geq 200\,\mathrm{MeV}/c^2$ rekonstruiert werden. Die inklusive Messung wird beim gegenwärtigen Stand der Analyse, d.h. im Rahmen systematischer Fehler von etwa 40%, durch die Summe aller hadronischen Beiträge beschrieben, ohne eine Notwendigkeit zusätzlicher Quellen. Eine eindeutige Aussage zum Formfaktor des Dalitz-Zerfalls $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^\circ$ kann aufgrund der inklusiven Messung allein nicht gemacht werden.

Eine wesentliche Verbesserung der Kenntnis der hadronischen Quellen, und damit die Klärung, ob zusätzliche Quellen beobachtet werden, ist Gegenstand weiterführender Arbeiten, die inklusive Photonen bzw. koinzidente $e^+e^-\gamma$-Daten des CERES/TAPS-Experimentes analysieren.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Leptonenpaare in hadronischen Kollisionen

Die Produktion von Leptonpaaren in hadronischen Kollisionen ist seit langem Gegenstand intensiver experimenteller und theoretischer Bemühungen. Im folgenden Abschnitt wird ein kurzer historischer Überblick über die Phänomenologie der Leptonpaarproduktion in pp- und pA-Kollisionen gegeben und der jetzige Kenntnisstand der Produktionsmechanismen zusammengefaßt.

Bis Ende der achtziger Jahre wurden mehrere Messungen von Dileptonen, in Proton-Kern- (IHEP, FNAL, KEK) und $\pi^{\pm}$-Kern-Kollisionen (FNAL, SLAC, BNL) im Energiebereich von 13–150 GeV durchgeführt [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Die Ergebnisse einiger Messungen sind in Abb. 1 zusammengestellt [7, 8]. Die große Überraschung dieser Resultate war, daß die Spektren unterhalb von 600 MeV/c^2 durch die Zerfälle der Hadronen (π°, η, η', ρ, ω und ϕ) scheinbar nicht erklärt werden konnten. Aufgrund dieser Tatsache wurden diese Paare als *anomale* Dileptonen bezeichnet. Die Verteilung für Massen kleiner als 600 MeV/c^2 zeigt näherungsweise eine $1/m^2$-Abhängigkeit. Interessant ist die Feststellung des AFS-Experimentes [6, 8], daß die Produktion von Leptonpaaren *quadratisch* mit der assozierten Multiplizität der Hadronen ansteigt. Aus Zerfällen von in der Kollision produzierten Hadronen in e^+e^--Paare erwartet man eine lineare Abhängigkeit von der Multiplizität. Das beobachtete Verhalten deutet auf eine kollektives Phänomen hin.

Seit Mitte der siebziger Jahre wurden viele theoretische Ansätze zur Interpretation dieses Verhaltens gemacht:
Ein Beitrag zum Lepton-Paarspektrum wird aus hadronischer Bremsstrahlung erwartet. Leptonpaare werden dabei durch Abstrahlung virtueller Photonen erzeugt. Rechnungen wurden von Rückl und anderen [9, 10] im Rahmen des sog. Soft-Photon-Limit (Low'sches-Theorem [11]) durchgeführt. Dieser Prozess trägt vor allem bei kleinen Massen zum e^+e^--Paarspektrum bei. Im Bereich m $>$ 100 MeV/c^2

ist der Anteil kleiner als 10%. Hadronische Bremsstrahlung konnte bisher in keinem Leptonpaar-Experiment identifiziert werden. Für reelle Photonen wurde hadronische Bremsstrahlung erstmals von der HELIOS/NA34-1 Kollaboration [12] nachgewiesen.

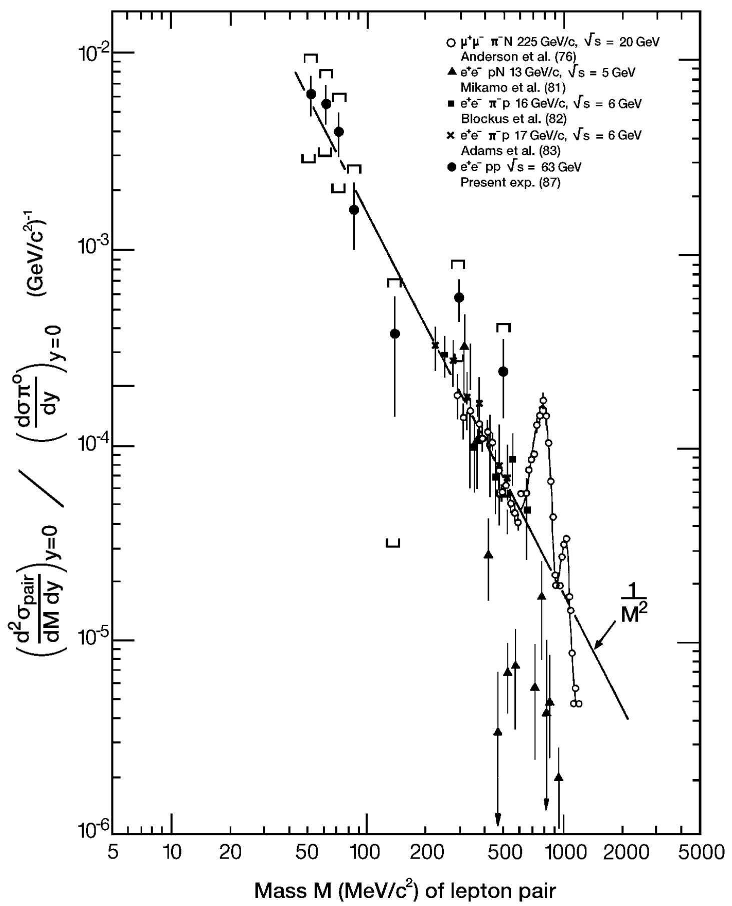

Abbildung 1.1: Massenspektrum von Dileptonen in Nukleon-Nukleon-Kollisionen (Messungen von 1976 bis 1987).

Das *Soft-Annihilation*-Modell wurde von Bjørken und Weisberg [13] eingeführt und später von Černý et al. [14, 15, 16] weiterentwickelt und quantifiziert. Hier erfolgt die Dileptonproduktion während der Frühphase der Wechselwirkung durch Annihilation von Quarks und Antiquarks, die während der Interaktion gebildet werden. Die Produktionsrate ist in diesem Modell proportional zum Produkt der Quark- und Antiquark-Dichten und hat somit die beobachtete quadratische Abhängigkeit von der hadronischen Multiplizität.

Ein weiterführendes Modell wurde von Shuryak [17] vorgestellt. Hierbei wird angenommen, daß die erreichten Energiedichten in der Kollision ausreichen, um einen Phasenübergang in einen Plasmazustand aus Quarks und Gluonen, das sog. Quark-Gluon-Plasma (QGP), zu bilden. Die Quarks und Gluonen bewegen sich quasifrei, das Confinement ist innerhalb des Plasmas aufgehoben. Dieser Zustand könnte sich kurzeitig im thermischen Gleichgewicht befinden. Die Produktion von Photonen und Leptonpaaren aus dem QGP reflektiert die Temperatur und läßt sich als eine Art thermische Strahlung auffassen.

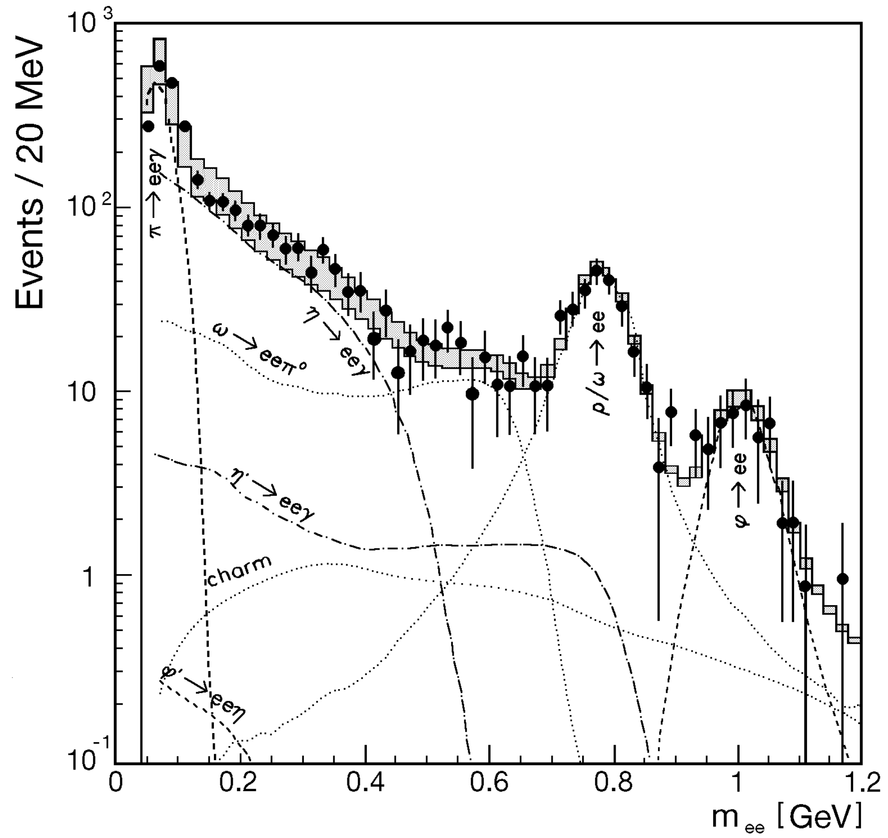

Abbildung 1.2: Massenspektrum von Elektronenpaaren in 450 GeV p-Be-Kollisionen (HELIOS/NA34-1).

Der beobachtete Überschuß an Leptonenpaaren hatte in den meisten Experimenten seine Ursache in der Unterschätzung des Beitrags *konventioneller* Quellen, insbesondere aus dem η-Dalitz-Zerfall. Einzige Ausnahme stellt dabei die Messung des AFS-Experiments am ISR [6, 8] dar, die e^+e^--Paarspektren zeigen auch nach heutigem Kenntnisstand der Untergrundquellen noch einen Überschuß im Bereich kleiner Massen. Die bisher präzisesten Messungen wurden kürzlich von der HELIOS/NA34-1 Kollaboration vorgestellt [18, 19]. Der wesentliche Fortschritt wurde durch die simultane Messung der Leptonpaare und Photonen erreicht. Dadurch konnte vor allem der Beitrag der η-Dalitz-Zerfälle zu der Leptonpaarproduktionsrate im gleichen Experiment bestimmt werden. Abb. 1.2 zeigt das e^+e^--Paarspektrum des NA34/1-Experiments in 450 GeV/c p-Be-Kollisionen [19]. Mit eingezeichnet sind die einzelnen Beiträge bekannter hadronischer Quellen unter Berücksichtigung neuerer Messungen der inklusiven Wirkungsquerschnitte [20] und der Formfaktoren mesonischer Zerfälle [21]. Die Unsicherheiten der Summe der Beiträge von hadronischen Quellen sind mit einem systematischen Fehler von ($\approx 40-60\%$) behaftet. Innerhalb dieser Grenzen (als schraffiertes Band in Abb. 1.2 eingezeichnet) beschreibt die Summe aller hadronischen Quellen die Daten ohne Notwendigkeit einer anomalen Quelle.

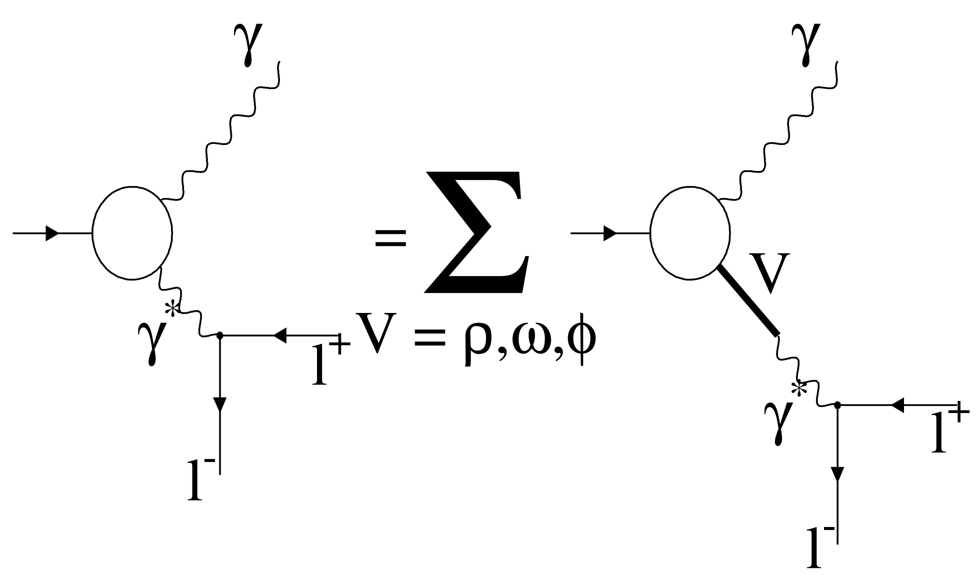

Abbildung 1.3: Diagramme zur Berechnung des Formfaktors der pseudoskalaren Mesonen im VDM

Die Identifizierung eines Beitrages jenseits der konventionellen Quellen setzt eine noch genauere Kenntnis der Produktion von Mesonen und ihrer Zerfälle in Leptonpaare voraus. Neben den Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen, sind vor allem die elektromagnetischen Übergangsformfaktoren der Dalitzzerfälle $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$, $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ und $\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$ wichtig. Diese berücksichtigen im wesentlichen die innere Struktur der Mesonen:

$$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2 = [\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}q^2]_{\text{punktförmig}} \cdot [F(q^2)]^2 \quad . \tag{1.1}$$

Der Formfaktor eines Zerfalls kann im Rahmen des sog. *Vector-Dominance-Model* (VDM) berechnet werden. Im VDM wird beim Zerfall des Mesons das virtuelle Photon durch Vektormesonen mit identischen Quantenzahlen ersetzt ("hadronische Natur der Photonen", siehe auch Abb. 1.3). Abb. 1.4 zeigt die theoretischen Voraussagen des VDM und Messungen von $\mu^+\mu^-$-Paaren der LEPTON-G-Kollaboration [21]. Neben der Vorhersage des VDM zeigt die Abbildung einen empirischen Fit des Formfaktors. Die Steigung des Formfaktors in Abhängigkeit

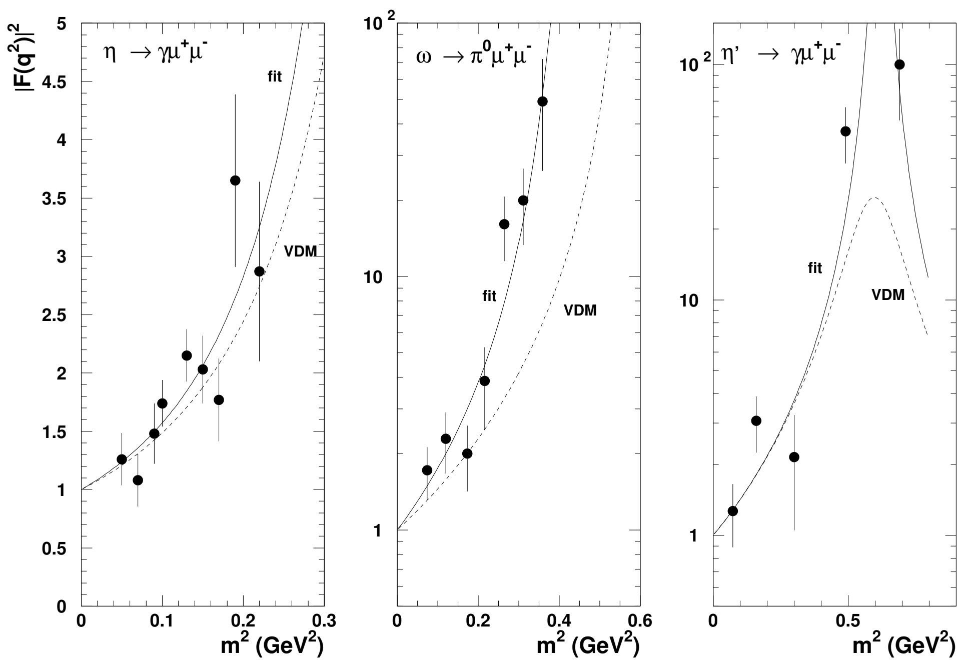

Abbildung 1.4: Vergleich der von der LEPTON-G-Kollaboration gemessenen Formfaktoren mit den theoretischen Voraussagen des VDM

der Masse des e^+e^--Paares wird für das η-Meson gut wiedergegeben. Für den Dalitz-Zerfall des ω-Mesons sind jedoch deutliche Diskrepanzen bei großen Massen zu erkennen. Gerade im Bereich $400\,\mathrm{MeV/c^2} < \mathrm{m} < 650\,\mathrm{MeV/c^2}$ ist der ω-Dalitz-Zerfall der größte Beitrag zum inklusiven Massenspektrum, so daß zur Bestimmung des Untergrundes aus hadronischen Zerfällen dieser Anteil genauer untersucht werden muß. Für den η'-Dalitz-Zerfall kann aufgrund der geringen Statistik dieser Messung nur schwer ein Vergleich mit der Theorie durchgeführt werden. Die gemessene Anomalie der Formfaktoren kann bisher mit keinem theoretischen Modell erklärt werden.

Das CERES-Experiment führte 1993 gemeinsam mit der TAPS-Kollaboration eine Messung von e^+e^--Paaren in p-Be- und p-Au-Kollisionen mit hoher Statistik durch [22, 23]. Ziel ist die systematischen Unsicherheiten des Beitrages der hadronischen Quellen zu reduzieren und so die Sensitivität auf zusätzliche Quellen deutlich zu erhöhen. Um neben einer Messung von inklusiven e^+e^--Paaren mit hoher Statistik gleichzeitig den hadronischen Untergrund direkt zu messen, werden die e^+e^--Paare im CERES-Experiment und die produzierten Photonen simultan im TAPS-Kalorimeter nachgewiesen. Die inklusive Messung von Photonen erlaubt die genaue Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte für die Produktion von η, η' und ω-Mesonen, sowie deren Transversalimpuls-Verteilungen. Die koinzidente Messung der Photonen und der e^+e^--Paare ermöglicht, die Beiträge der Dalitz-Zerfälle und bei ausreichender Statistik die Formfaktoren zu bestimmen. Insgesamt sollen die systematischen Unsicherheiten in den hadronischen Quellen auf ca. 10% begrenzt werden.

Neben den oben beschriebenen physikalischen Fragestellungen ist eine genaue Kenntnis der e^+e^--Paarproduktion in Proton-Kern-Kollisionen auch als eine Referenzmessung für Kern-Kern-Kollisionen wichtig. Der zweite Teil des physikalischen Programmes des CERES-Experimentes beschäftigt sich mit der systematischen Untersuchung von Lepton-Paarproduktion in Kern-Kern-Kollisionen. Zum Verständnis dieser Spektren ist man auf möglichst präzise Information aus Proton-Kern-Kollisionen angewiesen. Im Jahr 1992 wurden die ersten e^+e^--Paare in S-Au-Kollisionen gemessen. Die Daten können nicht durch die Skalierung der p-Be Daten mit der geladenen Multiplizität erklärt werden [24]. Dieses Programm soll in den nächsten Jahren mit Pb-Pb-Kollisionen fortgesetzt werden.

Kapitel 2

Das CERES/TAPS-Experiment

Das CERES-Experiment gehört zur zweiten Generation von Schwerionenexperimenten am CERN SPS. Das Meßprogramm umfaßt die sytematische Studie von Elektronpaarproduktion in Proton-Kern- und Kern-Kern-Kollisionen, sowie die Messung von Pionen und reellen Photonen. Es wurde im Jahre 1990 in der Nordhalle installiert und 1991 nach Umbau der UV-Detektoren in Betrieb genommen. Nach einer Testphase in 1991 wurde die Ausleseelektronik von RICH-1 durch eine zweite Generation ersetzt, die erste (physikalisch relevante) Datennahme erfolgte im Frühjahr 1992 mit S-Au-Reaktionen. Im Sommer 1992 wurde ein kleinerer Datensatz p-Au-Kollisionen aufgezeichnet.
Ausgehend von den Erfahrungen der Protonenstrahlzeit 1992 wurde die Triggerelektronik erheblich verbessert, insbesondere durch Einführung einer neuen Triggerstufe (ILT). Zusammen mit dem BaF_2-Kalorimeter der TAPS-Kollaboration erfolgte 1993 eine mehrmonatige Datennahme mit 450 GeV/c Protonenstrahl. Gemessen wurde sowohl mit Beryllium- wie Gold-Targets. Ziel ist, durch koinzidente Messung von e^+e^--Paaren und Photonen, eine wesentliche Verbesserung der systematischen Unsicherheiten in der Produktion von e^+e^--Paaren aus hadronischen Zerfällen zu erreichen.
Der experimentelle Aufbau (siehe Abb. 2.1) während dieser Meßzeit wird in den nachfolgenden Abschnitten vorgestellt.

2.1 Das CERES-Spektrometer

Das CERES-Experiment (*ČErenkov-Ring-Elektron-Spectrometer*) wurde für die Messung von Elektronpaaren in Schwerionenkollisionen konzipiert. Dies stellt eine große meßtechnische Herausforderung dar, da die Elektronpaare in der Umgebung von bis zu 150 geladenen Hadronen (zentrale S-Au Stöße) herausgefiltert werden

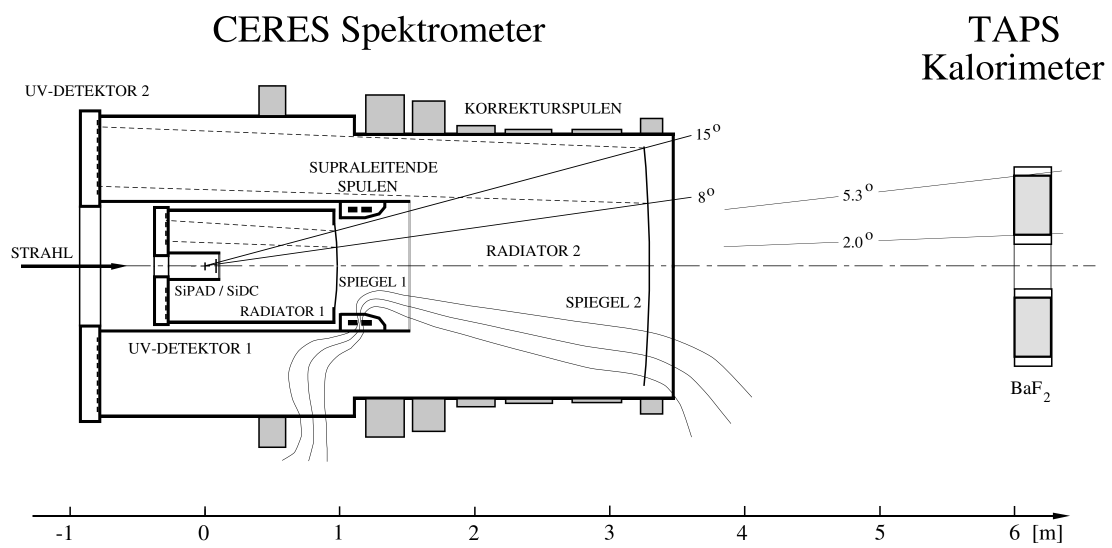

Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des CERES/TAPS-Experimentes

müssen. Das Experiment besteht im wesentlichen aus zwei azimutal symmetrischen Ring-Bild-Čerenkov-Detektoren (RICH) zur Teilchenidentifizierung und Ortsbestimmung, die vor (RICH-1) und hinter (RICH-2) einer supraleitenden Doppelspule angebracht sind. Es ist das erste Experiment, das eine komplette Ereignisrekonstruktion mit Hilfe von RICH-Detektoren durchführt.

Die Radiatoren sind mit CH_4 bei Atmosphärendruck gefüllt, dies entspricht einer Schwelle von $\gamma_{th} \simeq 32$. Die hohe Čerenkovschwelle ist so gewählt, daß nahezu alle Elektronen asymptotische Čerenkovringe produzieren, während die meisten Hadronen keine Čerenkovphotonen emittieren (*hadron-blind tracking*). Pionen überschreiten erst bei $p > 4.5$ GeV/c die Čerenkovschwelle, die meisten erzeugen aber keine rekonstruierbaren Ringe, sondern nur wenige Photonen. Der Radiator in RICH-1 ist nur etwa halb so lang wie Radiator-2. Die dadurch kleinere Zahl der erzeugten Čerenkovphotonen wird durch eine größere Transmissionsbandbreite des Eintrittsfensters (CaF_2 statt Quartz) in UV-1 ausgeglichen.

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 gute optische Qualität aufweisen. Der Spiegel in RICH-1 muß zudem eine geringe Strahlungslänge besitzen, um die Konversionswahrscheinlichkeit für durchlaufende Photonen und Vielfachstreuung der Elektronen zu minimieren. Der Spiegel besteht aus einem Aluminum-bedampften Kohlefaser-Epoxyharz-Laminat von nur 1 mm Dicke; er hat 85% UV-Reflektion bei einer Strahlungslänge von nur 0.4%. Der RICH-2 Spiegel ist ein 6 mm dicker Glasspiegel, der aus 10 Einzelstücken mit vergleichbarer UV-Reflektivität gefertigt ist.

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 $\Delta\phi$, aus der, mit der Beziehung

$$p = \frac{120}{|\Delta\phi|} \text{ mrad GeV/c}, \tag{2.1}$$

der Impuls bestimmt werden kann.

Durch geeignete Wahl der Ströme im Spulenpaar kann erreicht werden, daß der Radiator von RICH-1 feldfrei ist. Die ursprüngliche Flugbahn der Teilchen bleibt daher unverändert. Dadurch kann die Hauptuntergrundquelle für die Messung, e^+e^--Paare aus Photokonversionen, aufgrund der kleinen Öffnungswinkel zwischen Elektron und Positron später erkannt und verworfen werden. Außerhalb des Radiators von RICH-2 befinden sich mehrere Korrekturspulen. Dadurch wird erreicht, daß die Feldlinien im Radiator von RICH-2 konisch zum Target verlaufen. Die Teilchenspuren werden nicht beeinflußt und somit erhält man auch in RICH-2 ungestörte Ringmuster. Azimutal abgelenkte Teilchen kreuzen die Feldlinien im Radiator von RICH-2 und erfahren eine Ablenkung in Richtung der Strahlachse. Diese Ablenkung beträgt

$$\Delta\Theta = 55.6\,(\Delta\phi)^2\,\frac{\text{mrad}}{\text{rad}^2} \tag{2.2}$$

und ist für den untersuchten Impulsbereich nur ein kleiner Effekt. In Abb. 2.1 ist der Feldverlauf schematisch eingezeichnet. Die nominelle Feldstärke in der Mitte der supraleitenden Spule beträgt etwa 0.5 T.

2.1.1 Die UV-Detektoren

Aufgabe der UV-Detektoren ist der Nachweis der Čerenkovphotonen. Die UV-Zähler sind als mehrstufige Parallelplatten- und Vieldrahtebenen aufgebaut. Abb. 2.2 zeigt den Aufbau beider Zähler.

Beide Detektoren sind mit 94% Helium bei atmosphärischem Druck gefüllt, als Quenchergas ist Methan zugefügt. Die Zähler haben eine gasförmige Photokathode, welche durch eine Beimischung von TMAE (Tetrakis-di-Methyl-Amino-Ethylen), mit einem Ionisationspotential von nur 5.4 eV, gebildet wird. In der 15 mm langen Konversionszone wird eine Konversionswahrscheinlichkeit von 92% erreicht.

Die Aufteilung der Gesamtverstärkung in drei Stufen unterdrückt das sog. Photon-Feedback, das durch aus der Lawine emittierte Photonen ausgelöst werden kann. Ein im Zähler produziertes Photon muß erst bis zur Konversionszone zurücklaufen, um die volle Verstärkung zu erzielen, dies ist aber wegen der hohen Absorption von TMAE unwahrscheinlich.

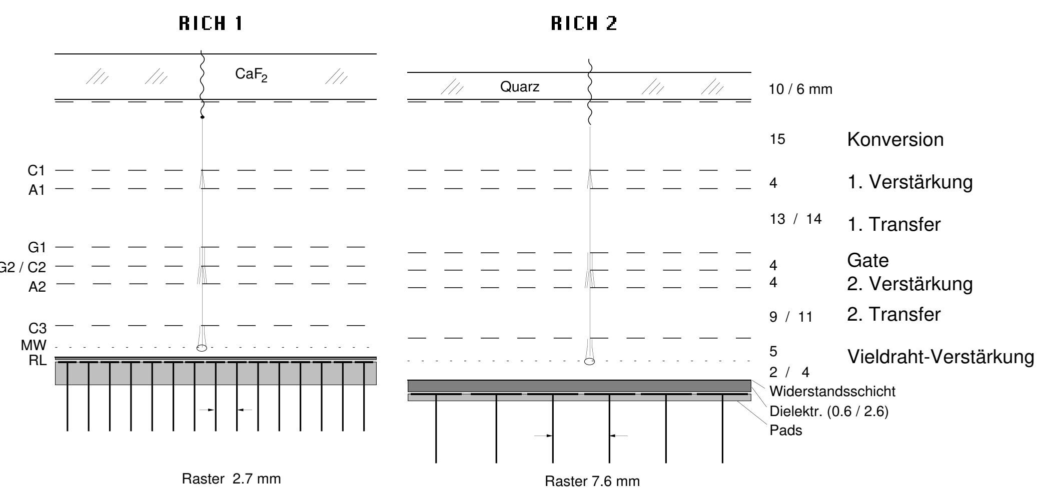

Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau der UV-Zähler

In den ersten, als Parallelplattenstufen (PPAC) ausgelegten, Verstärkungszonen werden die Photoelektronen durch Stoßionisation zu Elektronenlawinen verstärkt. Die letzte Verstärkungsstufe wurde als Vieldrahtebene (MWPC) konzipiert. Im Gegensatz zu einer Parallelplattenstufe ist hier die Verstärkung bei großen Eingangssignalen nicht linear und nimmt mit steigender Lawinenintensität ab. Geladene Teilchen mit hohem Ionisationsvermögen, hauptsächlich langsame Protonen im Bragg-Maximum, können so keine Entladungen auslösen. Die unter Strahlbedingung erreichbare Verstärkung beträgt etwa $5 \cdot 10^5$. Die resistive Kathode (hochohmige Widerstandsschicht) an der Detektorrückwand definiert einerseits das Potential für die Drahtverstärkung, ist aber andererseits transparent für die schnellen Induktionssignale der Lawinen um die Drähte. Die hinter der Kathode und einer Isolatorschicht angebrachten Pads liegen auf Erdpotential.

Die Padelektrode besteht aus 53800 (48400) schachbrettartig angeordneten Metallpads, wobei ein Pad einem Winkel von 2.18 (1.82) mrad entspricht[1]. Der Radius eines asymptotischen Čerenkovringes beträgt somit 14.5 (16.4) Pads oder 4 (12.5) cm.

2.1.2 Der Targetbereich

In der Protonenmeßzeit 1993 wurden ein 30 mm langes Beryllium-Draht- und ein segmentiertes Gold-Target eingesetzt (siehe Tab.2.1). Der segmentierte Aufbau ist so gewählt, daß die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen in der Detektor-Akzeptanz reduziert ist, gleichzeitig aber eine genügend große Wechselwirkungsrate

[1]Die Werte in Klammern beziehen sich jeweils auf RICH-2

mit dem Strahl erreicht wird. Dies ist wegen der geringeren Strahlungslänge für das Beryllium-Target nicht nötig.

Target	Länge	Durchmesser	λ/λ_I	X/X_0
Beryllium	30 mm	1.2 mm	7.4%	0.8%
Gold	29 $\times$ 50 μm	0.6 mm	2.3%	1.1%

Tabelle 2.1: Geometrie, Wechselwirkungslänge λ und Strahlungslänge X der Targets

Durch den Aufbau der Targetregion läßt sich das Target relativ einfach wechseln. Zwischen dem Target und RICH-1 befinden sich zwei weitere Detektoren. Die Siliziumdriftkammer [25, 26, 27] ist 7.8 cm hinter dem Target angebracht. Es handelt sich dabei um einen ortsempfindlichen Detektor, auf der Basis eines 280 μm dicken 3-Zoll-Siliziumwafers. In der Mitte befindet sich ein Loch von 6.4 mm, um den Strahl passieren zu lassen. Die aktive Fläche reicht von $r = 4.5$ mm bis 32 mm bei voller azimutaler Akzeptanz. Die Kammer erlaubt die ambiguitätsfreie Messung der Koordinaten mehrerer hundert Teilchen mit hoher Ortsauflösung und die Bestimmung ihres Energieverlustes. Die durch Ionisation beim Durchgang eines geladenen Teilchens freigesetzten Elektronen, driften zum äußeren Rand des Detektors und werden dort an 360 Anoden (560 μm Abstand) als Ladungssignal ausgelesen (siehe Abb. 2.3). Bei einem Driftfeld von 500 V/cm beträgt die maximale Driftzeit 4.2 μs. Aus der Driftzeit kann die radiale Position, aus Anodenposition bzw. Schwerpunkt benachbarter Anoden die azimutale Position des Teilchens bestimmt werden. Die maximale Driftstrecke von 28 mm stellt einen kompletten Überlapp mit der Rapiditätsakzeptanz der RICH-Detektoren von $2 < \eta < 2.6$ sicher. Die Anodensignale werden von ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen, von Pulsformern in gaußförmige Pulse umgewandelt, nochmalig verstärkt und über abgeschirmte differentielle Leitungen in den Kontrollraum gesendet. Die Digitalisierung erfolgt dort mit FADCs (DL300-System) bei einer Taktfrequenz von 50 MHz. Dabei mußte eine relativ hohe analoge Schwelle angelegt werden, um von außen einwirkende Störsignale (Pickup der RICH-1 Auslese) zu unterdrücken, die nicht ausreichend abgeschirmt werden konnten.

Bei der installierten Driftkammer waren ca. 10% aller Anoden defekt, was die Effizienz bei großen Radien auf ca. 90% begrenzt. Bei kleineren Radien macht sich zusätzlich die hohe Analogschwelle bemerkbar, da hier die mittleren Pulshöhen deutlich geringer sind als am Außenrand der Kammer (ballistisches Defizit). So sinkt die Effizienz für $r < 15$ mm auf unter 75%. Die mittlere Effizienz über den ganzen Detektor liegt bei 80% [23].

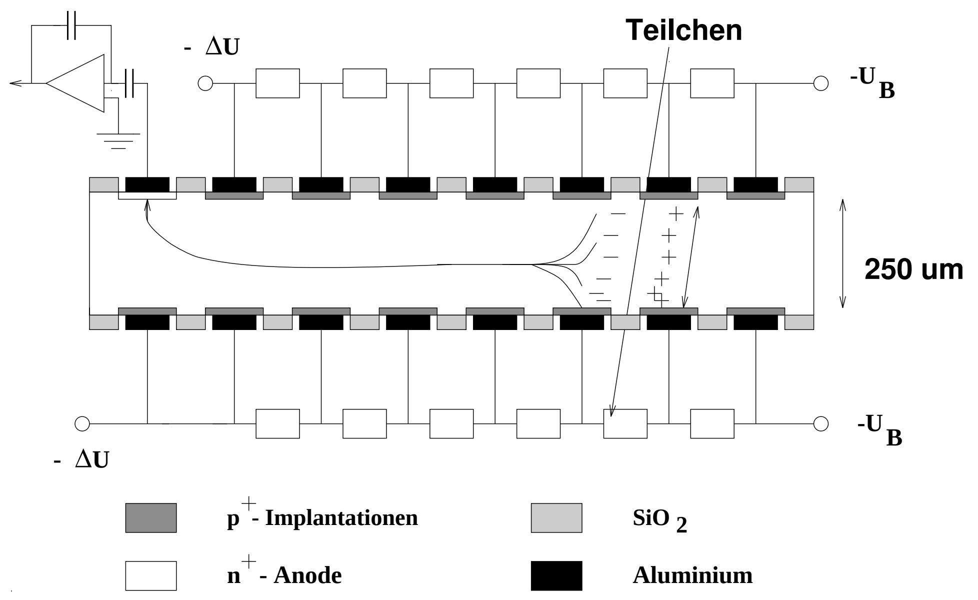

Abbildung 2.3: Funktionsprinzip der Silziumdriftkammer

Der Siliziumpadzähler (SiPad) befindet sich 9.3 cm hinter dem Target. Er besteht aus 64 Pads, je 8 Ringe segmentiert in 8 Sektoren. Die Unterteilung der Ringe wurde dabei so gewählt, daß die Pads gleichgroße Pseudorapiditätsintervalle abdecken. Der Zähler deckt 2 Pseudorapiditätseinheiten ab, wobei er die Akzeptanz der RICH-Detektoren für alle möglichen Vertexpositionen des ausgedehnten Targets abdeckt.

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 First-Level-Triggersignal, welches sich aus der Zahl der getroffenen Pads ableitet. Zusätzlich wird die Pulshöhe jedes Pads in einem FADC digitalisiert und bei einer positiven Triggerentscheidung ausgelesen. Die so aufgenommenen Pulshöhenspektren werden in der Datenanalyse zur Multiplizitätsbestimmung herangezogen.

2.2 Das TAPS-Kalorimeter

Die Erweiterung des ursprünglichen CERES-Aufbaus mit einem Photonendetektor erlaubt die koinzidente Messung von Elektronpaaren (in CERES) und Photonen aus Dalitzzerfällen. Die Photonen werden in einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen, das bei voller azimutaler Akzeptanz einen Rapiditätsbereich von $3 < \eta < 4$ abdeckt. Das Detektorsystem der TAPS-Kollaboration (*Two Arm Photon Spectrometer*) wurde für die Meßzeit 1993 bei $z = 6$ m hinter dem CERES-Experiment installiert. Es besteht aus 378 sechseckigen BaF_2-Kristallen, die in einem Hexagon angeordnet sind. Ein Kristall ist ca. 5.9 cm breit und 25 cm lang. Jeder Kristall wird mit einem Photomultiplier ausgelesen.

An der Position des TAPS-Detektors beträgt das residuale Streufeld der CERES-Spulen noch etwa 40 Gauß. Um einen einwandfreien Betrieb der Photomultiplier zu gewährleisten, mußte (neben einer magnetischen Abschirmung in radialer Richtung) ein Helmholtz-Spulenpaar zur Kompensation der axialen Komponente eingesetzt werden. Ein 25 cm langer BaF_2-Kristall entspricht etwa 12 Stahlungslängen. Dies ist für die Messung von hochenergetischen Photonen (einige GeV) gerade noch ausreichend und limitiert die Auflösung bei hohen Energien auf ca. 5% . Der TAPS-Detektor war in dieser Konfiguration nicht mit einem Veto-Zähler für geladene Teilchen versehen. Die Diskriminierung zwischen Photonen und Hadronschauern muß in der Analyse vorgenommen werden. Die Photonenschauer dehnen sich nur über wenige Kristalle (Molière-Radius 3.4 cm) aus, während hadronische Schauer räumlich etwas ausgedehnter sind. Eine vorläufige Energiekalibration wurde während der Inbetriebnahme durch die Messung minimal-ionisierender Pionen durchgeführt, diese ist aber nicht hinreichend genau in den relevanten Energiebereich bis > 5 GeV extrapolierbar. Am Ende der Meßperiode wurde deshalb ein weit aufgefächerter Elektronenstrahl (10 GeV) zur präzisen Eichung verwendet.

Kapitel 3

Die Pad-Auslese der UV-Detektoren

Auf die Rückwand der UV-Detektoren wird das Kathodensignal der Vieldrahtebene in quadratische Elektroden (Pads) induziert. Die Detektorrückwand ist in ca. 50000 schachbrettartig angeordnete Pads der Größe 2.7 mm $\times$ 2.7 mm (bzw. 7.6 mm $\times$ 7.6 mm in RICH-2) aufgeteilt, wobei die Ausleseelektronik direkt auf die Rückwand des Detektors aufgesteckt ist. Die Ladungslawine eines einzelnen Photons beträgt einige 10^5 Elektronen und verteilt sich auf ca. 3×3 Pads.

Zur Rekonstruktion der Čerenkovphotonen und der Ringpositionen ist ein Ausleseverfahren entwickelt worden [28], das die Amplitudeninformation von 50000 Kanälen zweidimensional mit unabhängigen Ortskoordinaten ausliest. Die Padgröße und damit die Packungsdichte (ca. 13 Kanäle pro cm^2 bei RICH-1) ergibt sich aus der Forderung, daß die Spektrometerauflösung (durch Vielfachstreuung und chromatische Aberration dominiert) durch die Auslesegenauigkeit nicht wesentlich verschlechtert wird. Durch das niedrige Rauschen der benutzten Vorverstärker können die Detektoren bei moderaten Gasverstärkungen betrieben werden.

Im folgenden wird die Padauslese für RICH-1 näher beschrieben. Dieses Auslesesystem ist in seinen wesentlichen Bestandteilen in einer 2. Generation weiterentwickelt worden, und wurde, da die Daten in den beiden Triggerprozessoren (siehe Kap. 4) verwendet werden, besonders in Hinblick auf die Auslesezeit optimiert.

3.1 Prinzip der Padauslese in RICH-1

Unter Verwendung von hochintegrierten Vorverstärkern wurden kompakte Auslesemodule für jeweils 256 Kanäle entwickelt. Ein Auslesemodul deckt 8×32 Pads ab. Die Module lassen sich ohne Zwischenraum aufstecken und decken die komplette Akzeptanz von $0.43\,\mathrm{m}^2$ ab.
Jedes Modul ist mit einem eigenen Analog-Digital-Wandler (siehe Abb. 3.1), sowie einer Korrekturschaltung zur analogen Pedestalsubtraktion ausgestattet.

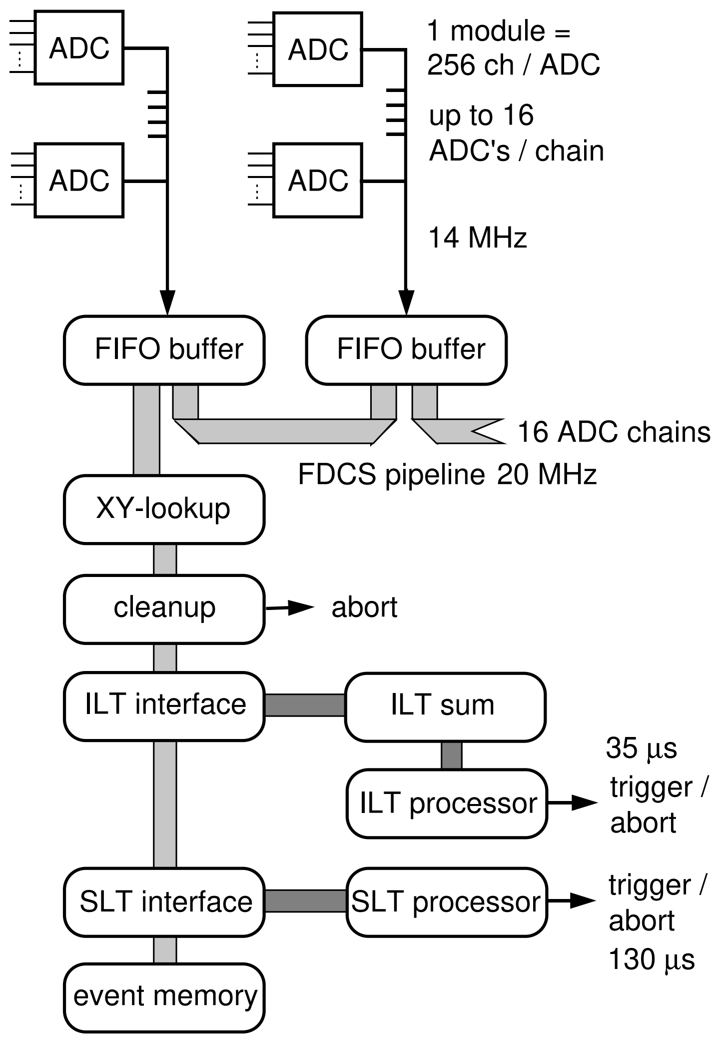

Abbildung 3.1: Blockdiagramm der RICH-1 Auslese mit Schnittstellen zu den Triggernprozessoren

Maximal 16 Module bilden eine Auslesekette. Auf dem Detektor sind alle Module

einer Kette über eine Busplatine (backplane) verbunden.
Über diese erfolgt auch die Zuführung der Versorgungsspannungen und der Kontrollsignale, sowie die Übertragung der digitalisierten Kanalinformation mit differentiellen Senderbausteinen.

Jeweils einer Kette ist im Kontrollraum ein Empfänger zugeordnet. Dort wird eine Nullunterdrückung durchgeführt. Alle verbleibenden Daten werden in FIFOs abgespeichert.
Diese FIFO-Puffer werden asynchron über den sog. FDCS-Bus (s.u.) ausgelesen und in einem Event-Memory abgespeichert. Die Triggerprozessoren werden ebenfalls über diesen Bus mit der Pad-Auslese verbunden.

3.2 Die Vorverstärkermodule

Eine effektive Auslese vielkanaliger Systeme läßt sich durch Multiplexingverfahren erreichen. Hierzu werden die Eingangssignale in einem individuellen Verstärker gemessen, in einer Ausgangsstufe gespeichert und seriell ausgelesen. Dieses Verfahren wird in einer Vielzahl sogenannter Analogmultiplexingchips ([29], [30] und dortige Referenzen) mit verschiedener Kanalzahl (16–256) angewendet. Der von uns verwendete CAMEX-Chip [29],[31] wurde ursprünglich für Siliziumstreifenzähler entwickelt, läßt sich aber auch für Gasdetektoren einsetzen [32].

Es handelt sich hierbei um einen ladungsempfindlichen Vorverstärker mit 64 Kanälen, die gleichzeitig mittels Analogschaltern aktiviert werden. Durch ein *presample* vor der eigentlichen Messung werden Störungen durch die Schalterbetätigung (sowie eine eventuelle Verschiebung des Nullpunktes am Eingang) eliminiert. Die gespeicherten Analogwerte können in beliebig wählbarer Reihenfolge ausgelesen werden. Die maximale Auslesegeschwindigkeit beträgt 1 MHz. Eine 6-bit Adresse legt jeweils einen Analogwert über einen Schalter auf den Ausgangsbus.

Die CAMEX-Chips sind nur ohne Gehäuse als sog. *dies* erhältlich. Der Abstand der Eingänge beträgt nur 96 μm, so daß sie auf einen Träger gebondet werden müssen, der als zweilagiger Keramikhybrid ausgeführt ist. Jeweils ein Keramikhybrid ist auf eine Leiterplatte gelötet. An der Frontseite befinden sich Kontaktstifte, welche direkt in die Sockel auf der Detektorrückwand greifen. Jeder Eingang ist mit einer Schutzschaltung (anti-parallel geschaltete Doppeldiode) versehen, um Entladungen im Detektor kurzzuschließen. Vier Verstärkerplatinen sind zu einem Modul zusammengefaßt und decken 8×32 Pads ab.

3.3 Das Auslesesystem in RICH-1

Für die Ansteuerung eines Moduls wurde ein Interface (siehe Abb. 3.3) entwickelt, das sämtliche Steuersignale für die vier CAMEX-Chips bereitstellt. Das Interface besteht für die Ansteuerung im wesentlichen aus einem progammierbaren Gatearray (XILINX) und einem Speicher (RAM). Die Ausgangssignale der CAMEX-Chips werden auf ihre Nullpegel (Pedestal) korrigiert und anschließend digitalisiert. Für die Digitalisierung wird ein FADC-Chip (20 MHz, 8-bit Auflösung) verwendet. Durch die unterschiedlichen Offset-Spannungen der Analogwerte, auch innerhalb eines CAMEX-Chips, ist eine Pedestalkorrektur nötig. Diese wird durch Subtraktion einer Analogspannung vor der Konvertierung durchgeführt, um den dynamischen Bereich des FADCs zu erhalten. Die Korrekturspannung wird von Digital/Analog-Wandlern (DAC) bereitgestellt.

Die Auslese wird durch das First-Level-Trigger-Signal aktiviert, d.h. der Systemtakt (14 MHz) wird eingeschaltet. Durch das Triggersignal wird der Adresszähler des RAMs gestartet, die ersten dort gespeicherten Worte enthalten die Steuersignale für die Schaltersequenz zur Ladungsintegration, die in einem Fenster von 2.1-4.2 μs durchgeführt wird. Dieses Zeitfenster ist durch das Eintreffen der Ladungssignale definiert und bestimmt sich aus der Driftzeit in den Gasdetektoren. Das Ende dieses Zyklus wird durch ein nicht für die Ansteuerung benötigtes Datenbit im RAM markiert. Während der Datennahme werden alle Module einer Kette synchron betrieben.

Nach erfolgter Datennahme beginnt der Auslesezyklus. Von einem Modul werden alle 16 Taktzyklen (d.h. nach ca. 1.1 μs) Daten ausgelesen. Für jedes Modul sind entsprechend der Position in der Auslesekette Wartezustände eingefügt. Bei der Auslese erfolgt somit eine Verschiebung aller Operationen um je einen Takt, d.h für jedes Modul (maximal 16 pro Kette) ist genau eine Taktperiode zur Datenübertragung auf dem gemeinsamen Datenbus vorgesehen.

Die Auslese eines Kanals beginnt mit der Selektion des entsprechenden Ausgangsschalters. Danach wird die auszulesende Adresse in ein Register auf jeder Subkarte eines Moduls geschrieben, sowie die Digital/Analog-Wandler mit dem individuellen Pedestalwert geladen. Wegen der limitierten Schreibgeschwindigkeit der DACs (60 ns) sind dafür jeweils zwei Takte nötig. Im 15. Takt konvertiert der FADC und die Digitalwerte werden auf den Datenbus gelegt.

Die Entwicklung dieser Digitalisierungskarte für jedes Modul wich vom ursprünglichen Konzept der Analogübertragung ab; sie ermöglicht eine deutlich höhere Auslesegeschwindigkeit bei besserer Datenqualität.

Die Daten werden über verdrillte Zwillingsleitungen in den ca. 45 m entfernten Kontrollraum gesendet (siehe Abb. 3.1). Dort erfolgt eine Nullenunterdrückung mit

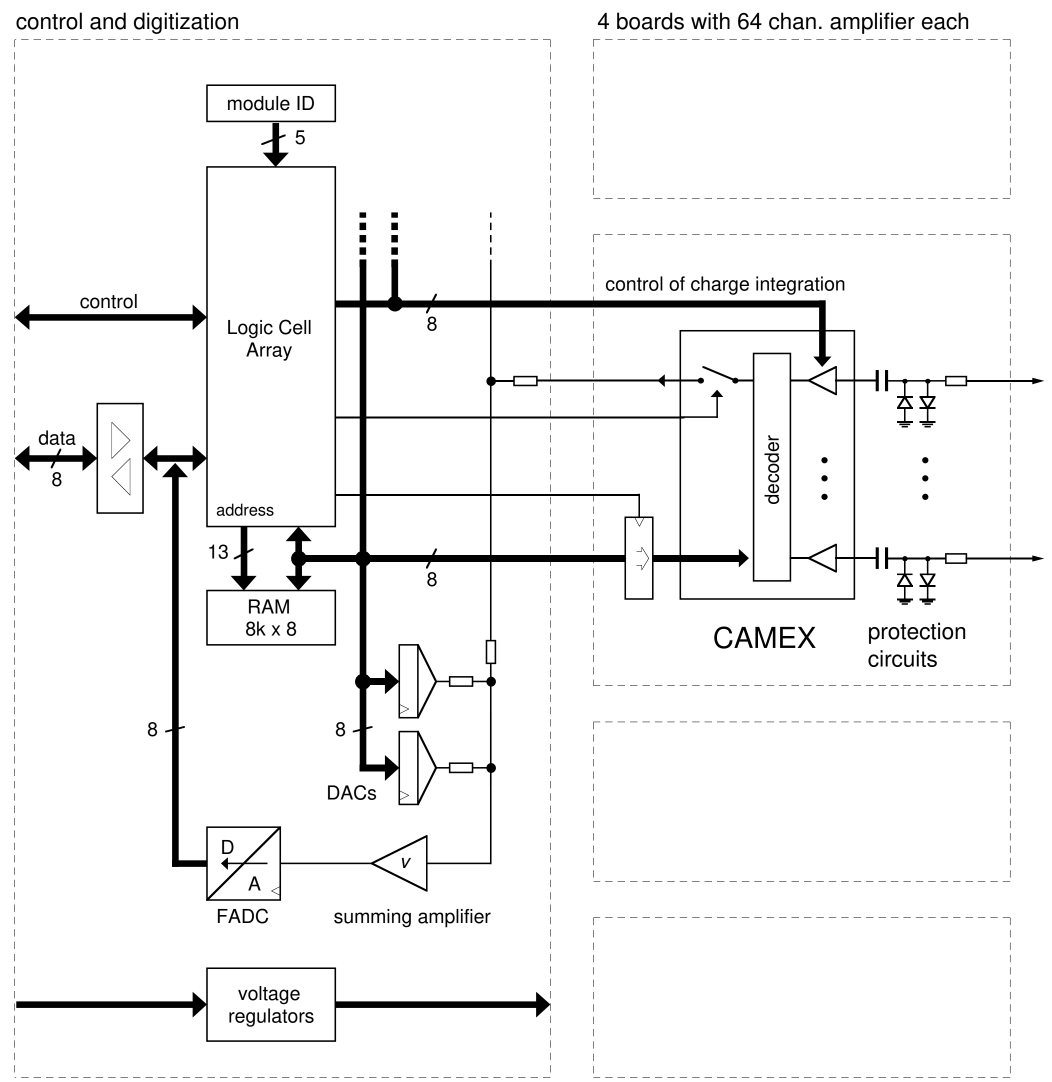

Abbildung 3.2: Schema der RICH-1 Module

einer individuellen Schwelle für jeden Kanal. Alle Kanäle oberhalb ihrer Schwelle werden zusammen mit der korrespondierenden Kanaladresse in einem FIFO gespeichert. Die Auslese erfolgt über das sog. FDCS (*Fast-Data-Collection-System*), ein privater Bus auf der Frontseite der FIFO-Puffer; Auslese über VME ist ebenfalls möglich, wäre im Datennahmebetrieb aber zu langsam.

Ein Lookup-Modul, das im FDCS-System integriert ist, konvertiert die Kanaladressen und Kettenzuordnungen in zwei 9-bit xy-Ortskoordinaten. Diese werden zusammen mit der Amplitude im Eventmemory für jeweils ein Ereignis abgespeichert und dort vom Datenerfassungssystem ausgelesen.

Um die Daten möglichst schnell in die Triggerprozessoren übertragen zu können, ist ein spezieller Bus (FDCS) entwickelt worden [28]. Es handelt sich dabei um ein Prioritätsschieberegister, d.h. jeder Receiver entleert nur alle n Takte (n=1...16) sein Ausgangs-FIFO. Die Daten werden synchron an den benachbarten Receiver weitergegeben, wegen der entlang der Kette zunehmenden Prioritäten findet auch das letzte Modul in der Kette noch unbesetzte Taktzyklen vor und besetzt diese aufgrund seiner eigenen hohen Priorität.

Alle weiteren Module lesen Daten vom FDCS-Bus und geben sie zusammen mit einem Steuerbit an das nächste Modul weiter. Durch diese Schieberegisterstruktur lassen sich dem Auslesesystem beliebig weitere Module hinzufügen. Die Schnittstellen der Triggerprozessoren lesen Daten vom FDCS-Bus und geben sie –unbearbeitet– auf dem FDCS-Bus weiter, die Daten werden somit ebenfalls im Eventmemory abgespeichert. Die FDCS-Taktfrequenz wird teilweise als Systemtakt in den Triggern verwendet, eine Entkopplung zur asynchronen Weiterverarbeitung (z.B. durch FIFOs) wurde nicht vorgesehen. Vielmehr wurde versucht, alle Triggerprozessoren bereits im Design für die maximal mögliche FDCS-Übertragungsrate zu konzipieren. Die Übertragungsgeschwindigkeit findet derzeit mit 20 MHz (520 Mbit/sec) statt, eine Erhöhung auf die vorgesehenen 40 MHz ist in Vorbereitung (siehe Abschnitt 3.5).

3.4 Auslese der Triggerdaten

Die Auslesereihenfolge der Kanäle ist für alle Module frei wählbar. Dadurch können die in den Triggerprozessoren (siehe Kap. 4) benutzten Daten zuerst ausgelesen werden. Diese verwenden nur eine Untermenge der Daten der Pad-Auslese, wobei die Auslesezeit direkt von der Zahl der Auslese-Kanäle abhängt. Die angestrebte Reduzierung der Auslesezeit ist nur möglich mit einer gröberen Granularität des zu verarbeitenden Musters.

Die für den *Intermediate-Level-Trigger* bestimmten Daten werden zuerst ausgelesen, dabei soll ein Bild mit grober Granularität bereitgestellt werden. Um den Informationsgehalt zumindestens teilweise zu erhalten, wurden je vier benachbarte Kanäle eines Modules summiert (siehe Abb. 3.3). Es handelt sich dabei um vier identische Kanäle auf den jeweiligen Subkarten eines Modules. Ein 'Streifen', der 4 Pads entspricht, wird durch Summation gebildet. Die Summation wird durch gleichzeitiges Aktivieren der Ausgangsschalter der CAMEX-Chips erreicht, der Summierknoten wird durch Widerstände gebildet. Durch die gleichzeitige Aktivierung ändert sich jedoch die Verstärkung des gesamten Analogteiles, da die Parallelschaltung dieser Widerstände die nachfolgende Verstärkerstufe beeinflußt. Die Eichung des FADCs verändert sich um einen Faktor 1.5. Es sind auch besondere Pedestalwerte nötig, da die Eichung der Digital-Analog-Wandler ebenfalls gröber wird. Diese 'Streifen' werden nur im *Intermediate-Level-Trigger* verwendet,

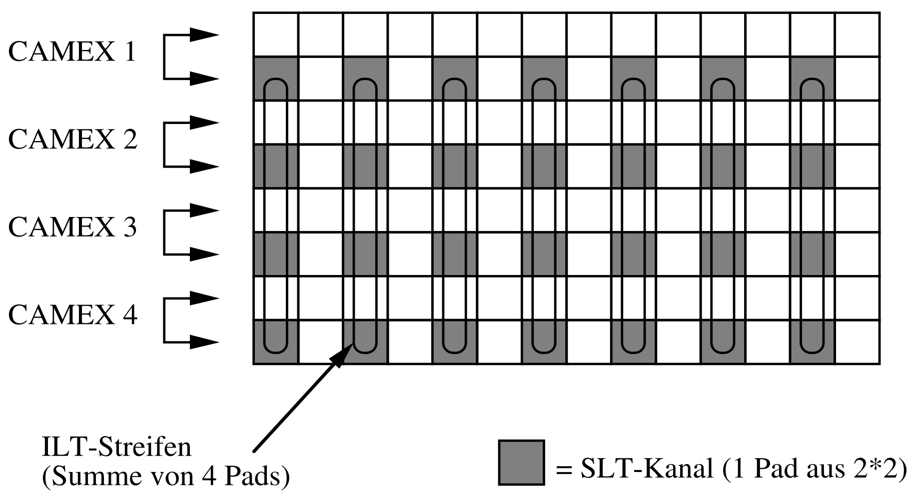

Abbildung 3.3: RICH-1 Pad-Auslesekanäle für die Triggerprozessoren

die an der Summierung beteiligten Kanäle werden anschließend nochmals einzeln ausgelesen.

In den *Second-Level-Trigger* wird nur jedes vierte Pad (zweidimensional) eingelesen. Dies stellt einen tolerierbaren Informationsverlust dar, da sich ein Photonsignal über mehrere Pads ausdehnt und (anders als in der Datenanalyse) keine Rekonstruktion von ursprünglichen UV-Photonentreffern erfolgt. Der Gewinn an Auslesezeit ist hier wesentlich.

Nachdem die Daten an die Prozessoren übertragen sind, werden diese gestartet. Dabei muß gewährleistet sein, daß sich keine für die Trigger relevanten Daten mehr in den FIFOs befinden. Wegen der unterschiedlichen Zahl von Kanälen pro Ereignis (Nullenunterdrückung) kann das Startsignal nicht zu einem festen Zeitpunkt erfolgen. Da die Belegungsdichte einer Kette nicht bekannt ist, muß die Auslesezeit der Daten aus den FIFOs bestimmt werden. Um ein zeitlich korrektes Startsignal zu gewinnen, wird ein unbenutztes Datenbit in den FIFOs verwendet. Nach Abschluß der Auslesesequenzen der ILT-Daten und der SLT-Kanäle wird durch das Kontrollmodul jeweils ein Steuerbit gesetzt. Dieses wird in den Daten-FIFOs mit abgespeichert. Wenn das Steuerbit am FIFO-Ausgang erscheint, wurden alle ILT-Streifen über das FDCS abtransportiert. Eine logische Konjunktion der Steuerbits aller FIFOs ('wired-AND') definiert somit den exakten Zeitpunkt des Startsignales für den ILT-Prozessor; diese Prozedur wiederholt sich für die SLT-Kanäle entsprechend. Die Auslese der ILT-Daten (max. 256 Kanäle pro Kette, insgesamt ca. 4 kByte) benötigt etwa 30 μs, die SLT-Daten (64 kByte) werden nach 100 μs bereitgestellt.

3.5 Betriebserfahrungen und Ausblick

Eine Zusammenstellung der wichtigsten Parameter der Pad-Auslesee findet sich in Tab. 3.1.

	RICH-1	**RICH-2**
Ausgelesene Fläche	0.43 m^2	2.86 m^2
Zahl der Kanäle	53800	48400
Abstand der Pads	2.74 mm	7.6 mm
Module	210	400
Module pro Kette	max. 16	max. 32
Modulgeometrie	32×8	11×11
Anzahl der Ketten	16	14
Kalibration	2700 e^-/count	2300 e^-/count
Übertragung	digital	analog
Rauschen	2500 e^-	2800 e^-
defekte Kanäle	1.5 %	2.5 %
Auslesetakt	14 MHz	2.5 MHz
gesamte Auslesezeit	330 μs	1.6 ms
Datennahme	8 μs	8 μs
ILT-Kanäle	20(+8) μs	–
1. Viertel (SLT)	75(+28) μs	400 μs

Tabelle 3.1: Parameter der Pad-Auslese

Zur Initialisierung der Pad-Auslese vor der eigentlichen Datenaufnahme werden die Pedestalwerte (ohne Signal in den UV-Kammern) für jeden Kanal in einem iterativen Verfahren bestimmt. Diese werden auf einen Werte von 20 korrigiert, um eventuelle Abweichungen nach unten feststellen zu können. Die so gesetzten Pedestalwerte bleiben für mehrere Stunden stabil. Die Nullenunterdrückung wird für jeden Kanal individuell gesetzt. Dazu wird durch die Aufnahme vieler leerer Ereignisse das Rauschen jedes Kanals (Effektivwert) bestimmt. Die Schwellen werden dann so gesetzt, daß ein Kanal oberhalb von 3σ seines Effektivwertes anspricht. Dies hat gegenüber einer festen Schwelle deutliche Vorteile.

Eine Amplitudenverteilung leerer Ereignisse nach erfolgter Pedestalbestimmung (ohne Nullunterdrückung) zusammen mit der Verteilung der Rauschwerte (rms) der Pads zeigt Abb. 3.4. Aus der Breite der Pedestalverteilung läßt sich ebenfalls das Rauschen bestimmen, diese Werte sind meist größer als die durch Fluktuation der Amplituden bestimmten. Dies deutet auf kollektive Beiträge zum Rauschen hin (*common-mode-noise*) und konnte bisher nicht vollständig gelöst werden (z.B. durch Änderung der Erdung).

Abb. 3.5 zeigt ein p-Be Ereignis, die Struktur der Treffer von Čerenkovphotonen und der Ringe ist deutlich zu erkennen.

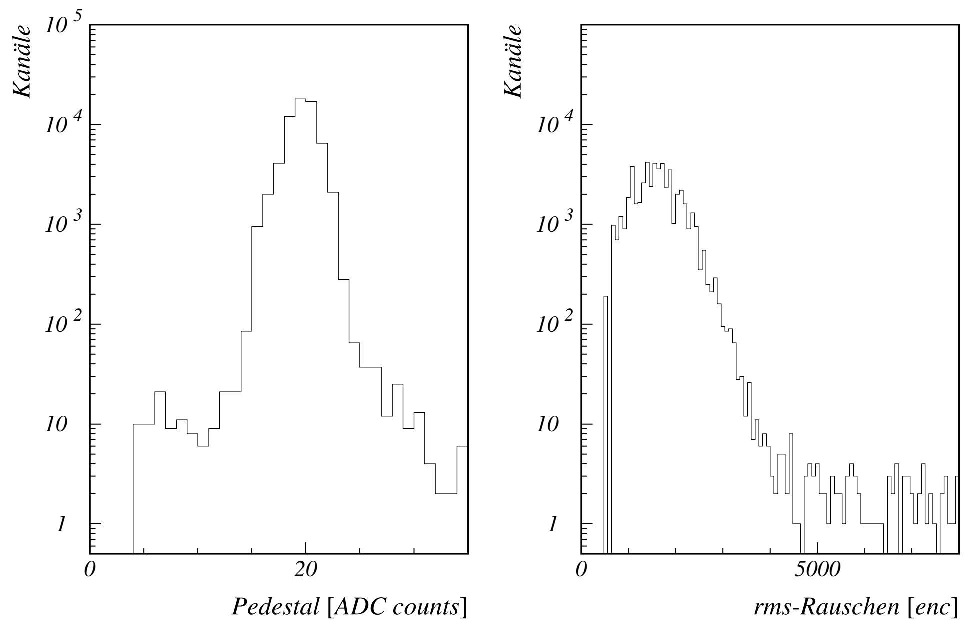

Abbildung 3.4: Verteilung der Pedestals und Rauschwerte in RICH-1

Durch eine Entladung im Detektor (*spark*) oder durch viele Teilchenspuren im Detektor (aufgrund einer Wechselwirkung eines Strahlteilchens weit vor dem Target) entstehen gelegentlich Ereignisse mit sehr viel ansprechenden Pads. Diese führen zu sehr langen Totzeiten im Datenerfassungssytem und können außerdem in der Offline-Analyse nicht verwendet werden. Durch Abzählen aller Streifen-Kanäle über einer gewissen Schwelle erhält man sehr schnell eine Information über die Belegungsdichte eines Ereignisses. Mittels einer oberen Schwelle für die Anzahl von Kanälen werden diese Ereignisse schnell verworfen ('Cleanup' in Abb. 3.1).

Die Neuentwicklungen der Pad-Ausleseelektronik in den letzten Jahren haben für RICH-1 einen deutlichen Gewinn an Auslesezeit und Datenqualität gebracht. Dazu mußte fast die gesamte Hardware der ersten Generation ersetzt werden. Für 1994 sind hauptsächlich Verbesserungen der Receivermodule geplant, die vormals als ADC-Module eingesetzt waren und der Digitalübertragung nun nicht mehr angemessen sind. Das Neudesign soll dem ursprünglichen FDCS-Konzept folgen, dabei wird besonderer Wert auf eine maximale Komprimierung der Daten gelegt. Eine relative Adressierung (anstelle des Abspeicherns von 18-bit Ortskoordinaten) und eine nach Häufigkeit kodierte, variable Datenlänge (Huffman-Kodierung) verspricht eine Reduzierung um bis zu 75%. Eine Übertragung des RICH-1 Auslesekonzepts auf RICH-2 sieht konsequenterweise ebenfalls eine Digitalisierung am Detektor vor. Dabei wird versucht, der theoretischen Maximalfrequenz von 32 MHz möglichst nahe zu kommen. Diese bestimmt sich aus der Kettenlänge (hier 32 Module mit jeweils 2 CAMEX-Chips, die aber nicht unabhängig ansteuerbar sind) und der Maximalfrequenz von ca. 1 MHz für den CAMEX-Chips selbst. Ein konsequentes Pipeline-Verfahren im Analogteil der RICH-1-Module würde sogar 64 MHz ermöglichen, wird derzeit aber nicht diskutiert.

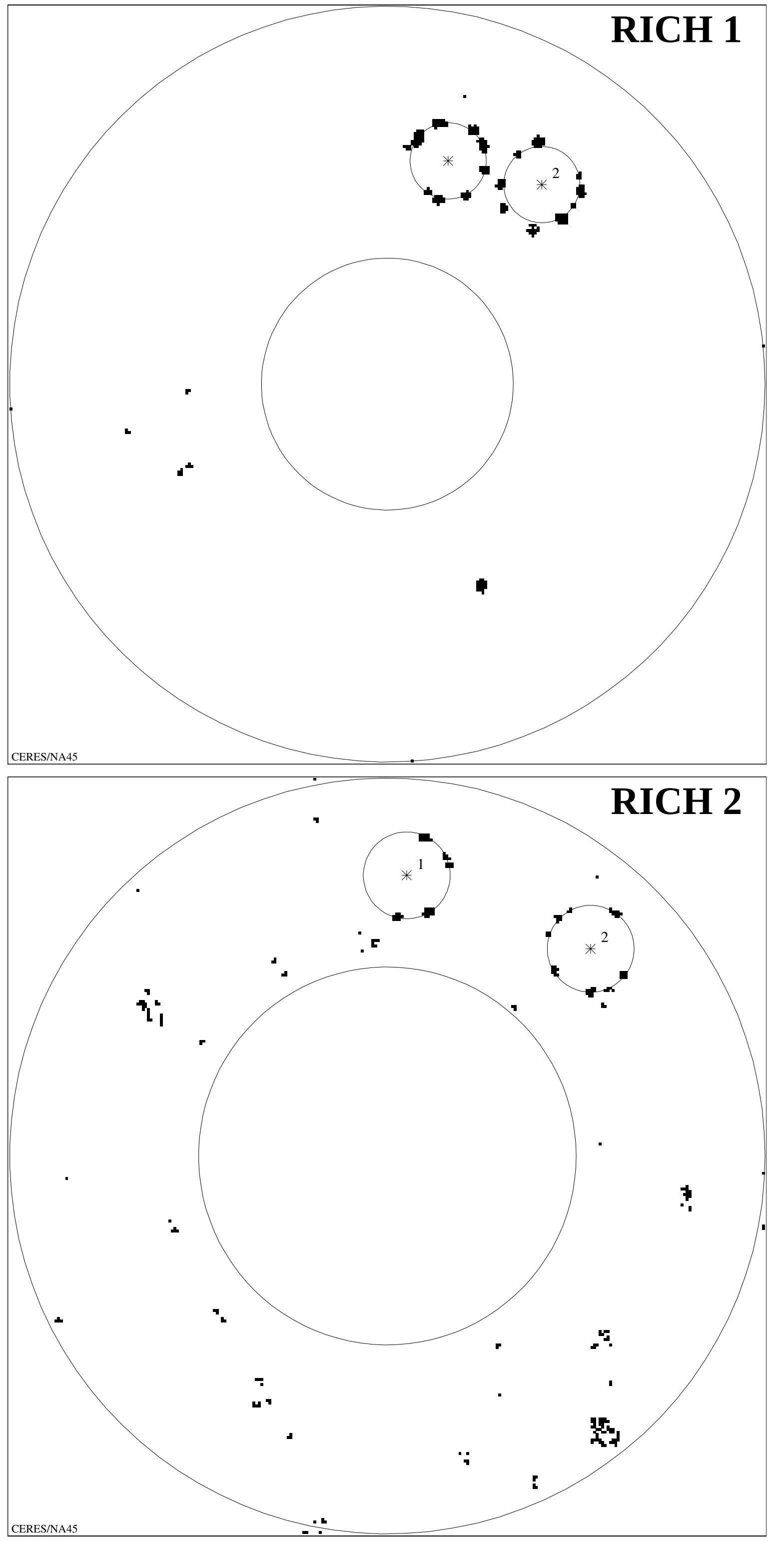

Abbildung 3.5: Ein typisches p-Be Ereignis in RICH-1 und RICH-2

Kapitel 4

Das Triggersystem

Die Suche nach seltenen Ereignissen erfordert ein schnelle Vorauswahl mit einer hohen Effizienz für das Signal. Gleichzeitig wird eine hohe Reduktion von Ereignissen ohne die gewünschte Signatur gefordert. Solche Aufgaben werden in modernen Experimenten der Hochenergiephysik von einem mehrstufigen Triggersystem übernommen. Die Zuordnung folgt i.A. folgendem Schema: Der First-Level-Trigger nutzt eine globale Ereignisinformation auf der Zeitskala von 100 ns aus. Die Untersuchung nach bestimmten Ereignissignaturen wird im Second-Level-Trigger durchgeführt. Dazu werden schnelle Triggerprozessoren verwendet. Ziel dieser Triggerstufe ist die Selektion bestimmter Ereignissignaturen, in den meisten Experimenten durch Mustererkennung. Zur Implementierung der Algorithmen zur Musterverarbeitung haben sich speziell entwickelte Prozessoren bewährt. Wegen der geforderten Abarbeitungszeit in der Größenordnung 10 μs wird häufig die Klasse der SIMD (single-instruction multiple data) Architekturen eingesetzt.

Im CERES-Experiment besteht ein gewünschtes Ereignis aus zwei *distanten, asymptotischen* Čerenkovringen in RICH-1. Die Hauptuntergrundquelle stammt aus Photokonversionen und π^0-Dalitzzerfällen. Diese Paare haben meist kleine Öffnungswinkel und können durch ein Abstandskriterium verworfen werden. Ebenso muß eine Unterscheidung gegenüber Pionen, die nicht völlig asymptotische Ringe produzieren, getroffen werden. Diese Aufgaben erfordern eine Bildverarbeitung zur Ringerkennung im Trigger.

Zur Mustererkennung werden zwei verschiedene Prozessoren als höherstufige Trigger eingesetzt. Der schnellere Vortrigger wird im folgenden Intermediate-Level-Trigger (ILT), die zweite Stufe Second-Level-Trigger (SLT) genannt. Die ILT-Stufe ist dem wesentlich komplexeren SLT-System vorangestellt, eine negative Triggerentscheidung im ILT führt zum sofortigen Abbruch der Auslese. Der ILT ist mit einer Verarbeitungszeit von 35 μs (gegenüber 150 μs im SLT) deutlich schneller, liefert aber wegen des einfacheren Triggeralgorithmus keine so hohe Reduktions-

raten, d.h. der SLT führt noch eine weitere Unterdrückung der Untergrundquellen durch.
Beide Trigger bearbeiten ein (verschieden) granulares, binäres Bild von RICH-1. Die übertragenen Daten beinhalten nach einer Schwellenbildung keine Amplitudeninformation mehr, das Ereignis liegt als binäres Pixelbild vor. Der ILT-Prozessor untersucht ein gröberes 32×32 Bild, eine feinere 144×144 Pixelmatrix der RICH-1 Daten wird im SLT verwendet.

Die Hardwareimplementierung der Prozessoren verwendet verschiedenen Technologien: Für den ILT-Prozessor wurde auf programmierbare Gate-Arrays (FPGA der Fa. Xilinx) zurückgegriffen, das systolische Prozessorarray des SLT besteht aus Standardzellen-ASICs, die am Physikalischen Institut auf der VENUS-Designanlage entwickelt wurden [33].

Für die Strahlzeit 1993 wurde auch die Hinzunahme der RICH-2-Daten in den SLT erwogen, wobei beide Bilder sequentiell mit verschiedenen Algorithmen bearbeitet werden sollten. Eine nachfolgende Korrelation beider Detektoren als Third-Level-Trigger kann von einer CPU übernommen werden. Diese Triggerstufen kamen aber aus verschiedenen Gründen nicht zum Einsatz.

Die Algorithmen zur Mustererkennung werden zusammen mit den Hardwarekonzepten in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Eine genaue Diskussion der Parameter und der Effizienzen findet sich im nächsten Kapitel.

4.1 Der Intermediate-Level-Trigger

In protoninduzierten Stößen sind die meisten Ereignisse nahezu leer, d.h es gibt nur einige wenige UV-Photonenhits und gelegentlich Spuren von geladenen Teilchen, welche den Detektor unter Rückwärtswinkeln vom Target aus durchqueren. Der Einsatz eines schnellen Vortriggers in protoneninduzierten Stößen wurde in der Vergangenheit schon mehrfach erwogen. Ein Hauptproblem stellte dabei die Bereitstellung eines hinreichend feinen Detektorbildes bei kurzer Auslesezeit dar. Das ursprüngliche Konzept [34] sah die Verwendung eines Gitters vor, welches zwischen den Pads in RICH-1 angebracht ist und 16×16 Pads umfaßt. Wegen diverser Schwierigkeiten in der Auslese (Pickup, tote Kanäle, sowie Kurzschlüsse zwischen Pads und dem Gitter) wurde dieser Trigger nicht eingesetzt. Eine einfachere Möglichkeit, Analogsummen mehrerer Pads zu bilden, war bereits im Design der zweiten Generation von RICH-1-Modulen vorgesehen worden. Vier ILT-Streifen (siehe Abb. 3.3) werden zu einem Pixel zusammengefaßt, was ebenfalls einer Granularität von 16×16 Pads entspricht. Das gesamte RICH1-Detektorbild liegt somit in einer Granularität von 32×32 Pixeln vor. Einen Elektronring in dieser Auflösung zusammen mit der ILT-Streifeninformation zeigt Abb. 4.1. Im Gegensatz zu allen bisherigen ILT-Konzepten, bei denen nur die Zahl der getroffenen ILT-Module und deren Gesamtanalogsumme zur Triggerentscheidung herangezogen werden sollte, wird hier eine echte Mustererkennung durchgeführt.

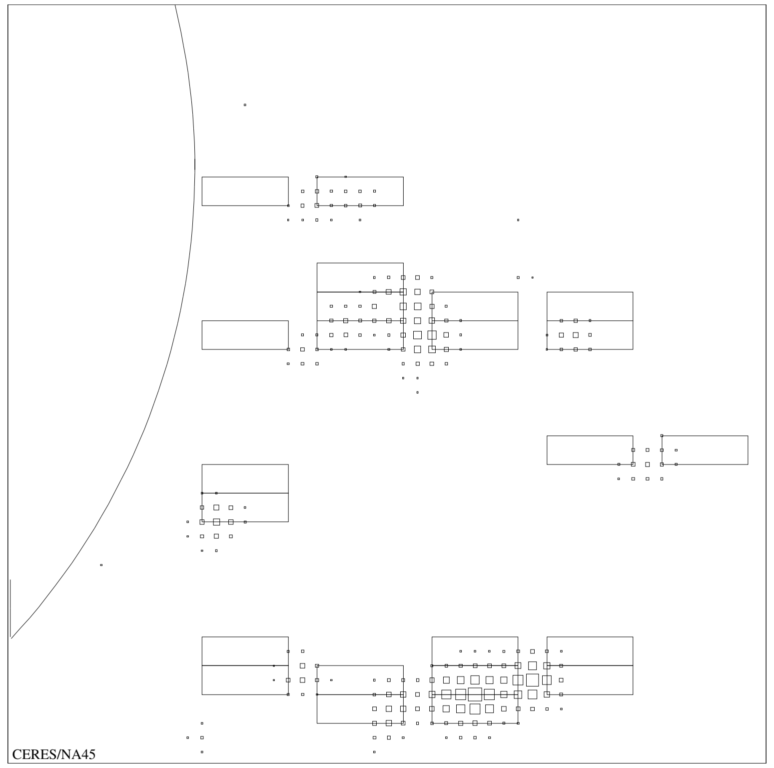

Abbildung 4.1: Einzelpad-Daten und ILT-Streifen in RICH-1

4.1.1 Triggerkonzept

Wegen der niedrigen Anzahl von Ringkandidaten liefert ein einfacher Triggeralgorithmus, der eine rudimentäre Mustererkennung durchführt, schon einen Reduktionsfaktor von ca. 10. Diese Aufgabe wird vom ILT wahrgenommen. Für eine Mustererkennung ist eine Vorverarbeitungsstufe nötig, welche größere zusammenhängende Gebiete (sog. Cluster), die von geladenen Teilchen in den Detektoren herrühren, in diesem Bild unterdrückt. Für die eigentliche Ringerkennung wird an jedem Punkt der ILT-Pixelmatrix eine Suchmaske angewendet und die gewichtete Summe aller Pixel berechnet. Übersteigt diese ein gewisse Schwelle, so wird die Pixelkonfiguration an dieser Position als ein Ringzentrum ('Kandidat') angesehen. Das gesamte System enthält folgende Komponenten:

1. Die Histogrammiereinheit, die ein Interface zum Padreadout enthält und in einem RAM-Array eine topologische Anordnung der Daten durchführt ('Derandomisierung')
2. Die Preprozessorstufe zur Ereignissäuberung
3. Die Musterverarbeitungsstufe, welche die Suchmaske anwendet
4. Die Entscheidungslogik zum Abzählen der gefundenen Ringzentren

Eine Blockschaltbild des gesamten ILT-Systems zeigt Abb. 4.2. Die einzelnen Elemente werden in den nächsten Abschnitten genauer beschrieben.

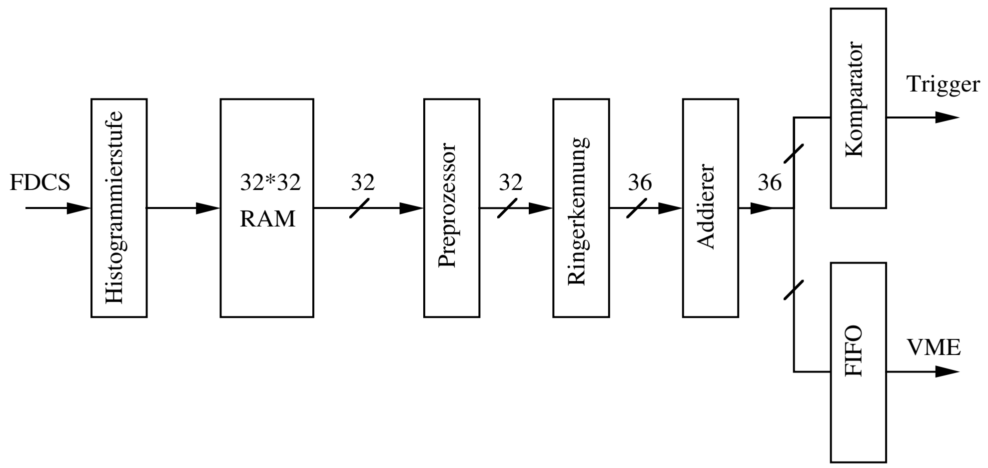

Abbildung 4.2: Blockschaltbild des ILT-Systems

4.1.2 Die Histogrammierstufe

Die Übergabe der ILT-Daten erfolgt durch den FDCS-Bus mit bis zu 40 MHz. Dabei werden die ILT-Streifen zusammen mit der x- und y-Adresse geliefert, die Reihenfolge weist keine räumliche Korrelation auf. Um die Streifen zu einem Pixel zusammenzufassen, ist für jedes Pixel ein Akkumulator, also 1024 unabhängige Zellen nötig. Dort werden alle zu einem Pixel gehörenden Kanäle addiert. Durch die Nullenunterdrückung werden aber nicht alle Kanaladressen ausgelesen. Dies bedeutet, daß man nach jedem Ereignis die gespeicherten Summenwerte wieder löschen muß, da nicht garantiert werden kann, daß im nächsten Ereignis alle Werte überschrieben werden. Vor allem der letzte Punkt machte den Einsatz kommerzieller Elektronik, wie z.B. DSP-Karten, unmöglich; ein zusätzliches Problem wäre die Anbindung an das FDCS-System gewesen.

Die Summierschaltung besteht aus einer RAM-Tafel, in welcher die bisher akkumulierten Werte und die aktuelle Amplitude als 16-bit Adresse anlegt wird. Die RAM-Tafel wird dabei so vorbesetzt, daß neben der Addition auch der Pedestalwert eines Kanals subtrahiert wird. Das Additionsergebnis wird in einem Speicher unter der vorgegebenen xy-Adresse gesichert. Dieser Speicher, die eigentliche Histogrammierstufe, ist als Dual-Ported-Memory ausgeführt (siehe Abb. 4.3). Dadurch ist das Timing der Additionsschritte durch Pipelining wesentlich unkritischer, und kann auch mit Standard CMOS/TTL-Bauteilen bei 40 MHz realisiert werden. Im ersten Takt wird der bisherige Wert ausgelesen, danach erfolgt die Addition und im letzten Schritt wird über den anderen Memoryport das Ergebnis an dieselbe Adresse zurückgeschrieben. Das Dual-Ported-Memory verfügt über insgesamt 8 kbyte Speicher, der in 4 verschiedene Blöcke unterteilt ist. Für die 32×32 ILT-Pixel werden pro Block nur 256 Adressen benötigt, welche (durch die dual-ported-Architektur) innerhalb von minimal 128 Taktschritten gelöscht werden können. Nach einer negativen Triggerentscheidung liegt die dafür benötigte Zeit mit nur $5\mu s$ (bei 20 MHz Takt) deutlich unter der Datennahmezeit des CAMEX-Chips, so daß keinerlei Totzeit während der Reset-Phase auftritt. Nach jeder Addition wird der Summenwert mit einer (festen, wählbaren) Schwelle verglichen. Überschreitet ein Pixel diese, wird in einem parallelen 32×32-bit RAM-Feld unter der korrespondierenden Adresse ein Bit gesetzt. Zur Vereinfachung wurde dieses RAM-Feld in 32 unabhängigen 1-bit Blöcken aufgebaut, es müssen dadurch keine bereits gespeicherten Werte zurückgelesen werden. Dieses –nun binäre– Bild ist Ausgangspunkt für die eigentliche Mustererkennung.

Das Bild wird, nach Übertragung aller ILT-Kanäle, aus dem RAM-Feld in 32 Taktschritten spaltenweise herausgeschoben. Pro Takt wird das Bild am Ausgang um eine Spalte weitergeschoben. Nachdem das Bild vollständig übertragen ist, muß durch 32 zusätzliche Taktzyklen das RAM-Feld gelöscht werden, unabhängig von der Triggerentscheidung.

Jeder Punkt einer Zeile ist einem eigenen Prozessorelement zugeordnet, wobei, um Gebiete der geforderten Größe zu untersuchen, Querverbindungen zu benachbarten Punkten bestehen und durch eine interne Daten-Pipeline Informationen vorheriger Spalten abgespeichert werden können. Alle weiteren Verarbeitungsschritte (Aufräum- und Musterverabeitungsprozesse) werden für jeden Zeilenpunkt am Ausgang parallel ausgeführt, so daß nach 32 Taktschritten alle Spalten abgearbeitet sind.

4.1.3 Die Preprozessorstufe

Die erste Reihe von Prozessorelementen führt eine Säuberung des Bildes durch. Diese sind durch XILINX LCAs realisiert, wobei ein Chip (XC3020-100MHz) 4

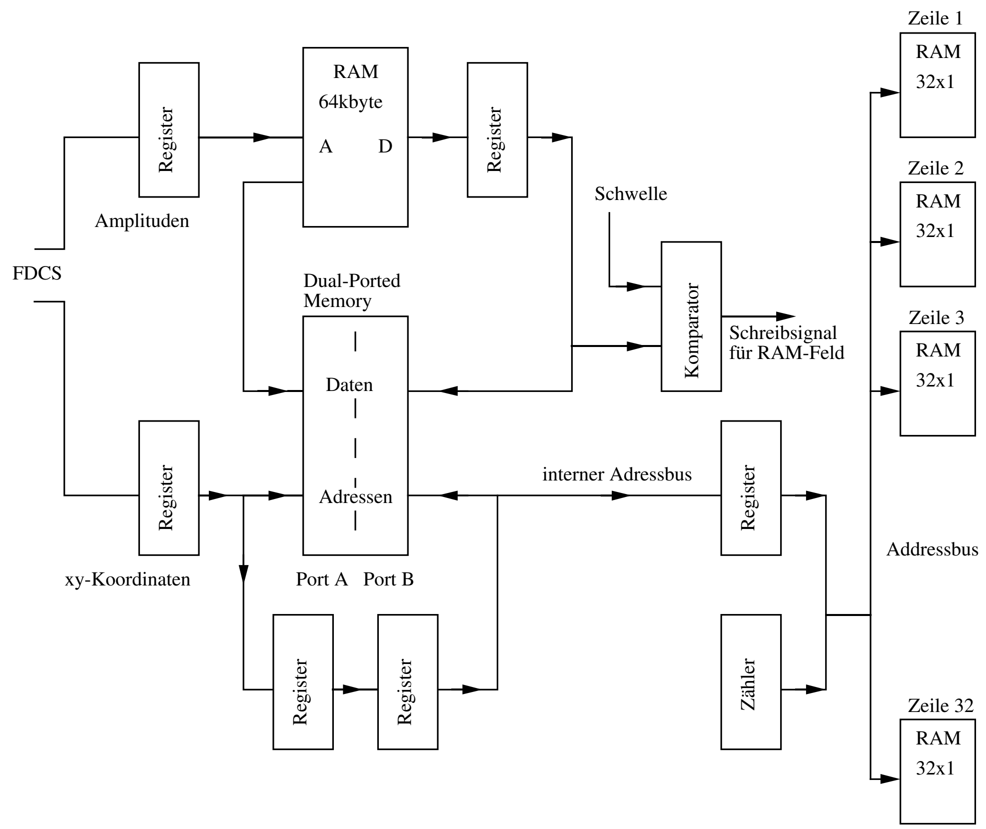

Abbildung 4.3: Blockschaltbild des Histogrammiermodules

Prozessorelemente enthält. Diese Stufe erkennt und entfernt größere, zusammenhängende Gebiete von gesetzten Pixeln. Dafür gibt es eine Digitalpipeline, die das zu korrelierende Gebiet, sowie die Nachbarreihen enthält (siehe Abb. 4.4). Durch Abzählen der gesetzten Pixel in einem 2×2 Pixel umfassenden Gebiet werden Löschsignale für die Ausgangsdaten erzeugt, falls die 2×2 Box vollständig, d.h. mit vier Pixeln, besetzt ist. Die Eingangsdaten werden intern als Kopie gehalten, in der parallelen Ausgangsstufe wird durch ein gültiges Reduktionssignal das entsprechende Gebiet gelöscht. Die Löschsignale werden auch an die benachbarten Stufen weitergegeben. Dies ist nötig, um auch sämtliche Randgebiete mitzuerfassen.

Das Suchgebiet, sowie die Schwelle der Anzahl der geforderten Pixel, läßt sich nur durch Umprogrammieren der LCAs ändern. Die Maximalgröße des Korrelationsgebietes ist durch die Breite der Querverbindungen der Eingangsdaten vorgegeben und beträgt 4 Pixel. Ein tieferes Schieberegister ermöglicht im Prinzip größere Dimensionen in die andere Richtung und ist durch die interne Kapazität des XILINX-Chips auf etwa 16 Pixel beschränkt. Die Schwelle für das Löschen eines Clusters läßt sich ebenfalls frei programmieren. Das gereinigte Bild wird (zu-

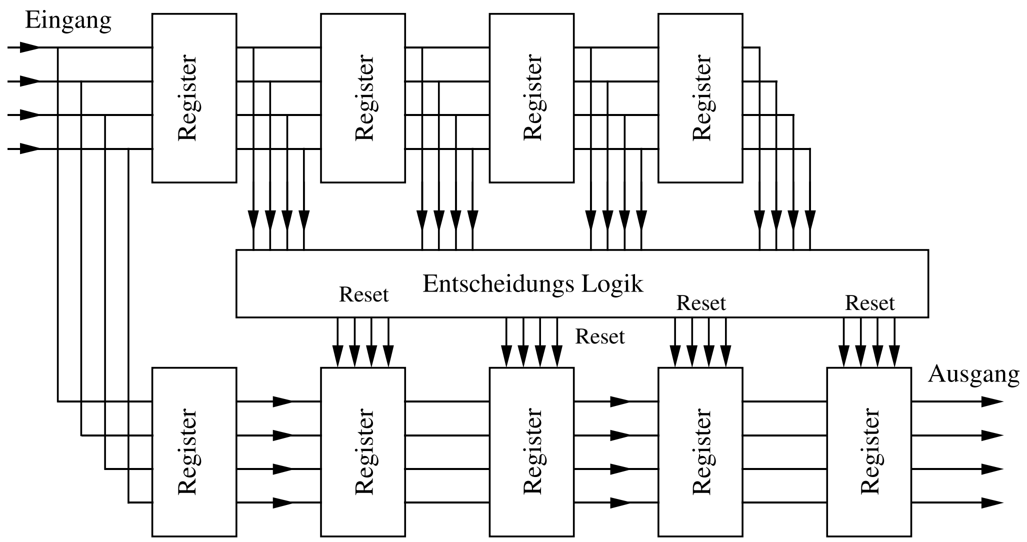

Abbildung 4.4: Prinzip der Preprozessorstufe

sammen mit dem Clocksignal und Kontrollsignalen) über einen 64-poligen Stecker auf der Frontseite an die Mustererkennungsstufe weitergegeben.

4.1.4 Mustererkennung und Triggerentscheidung

Für den Aufbau der Mustererkennungsstufe wurden verschiedene Konzepte diskutiert. Die ursprüngliche Idee, ein künstliches neuronales Netzwerk, das in einem speziellen Chip implementiert ist, einzusetzen, mußte mangels Entwicklungszeit wieder fallen gelassen werden. Diese Anwendung wäre sicherlich für Bausteine wie den ETANN-Chip der Fa. Intel ideal gewesen. Ein weitere Möglichkeit wäre die Verwendung der für den Second-Level-Trigger entwickelten Chips gewesen. Dies hätte jedoch eine deutlich längere Verarbeitungszeit bedeutet.
Das schließlich realisierte Konzept sollte neben einer sehr schnellen Abarbeitung auch ein gewisses Maß an Flexibilität aufweisen, um eine Anpassung an die im Experiment tatsächlich vorliegende Untergrund-Situation, die durch andere Maßnahmen mehrmals verbessert wurde, zu erlauben.

Die Suche nach ringförmigen Mustern in einem 32×32-Pixel umfassenden Bild wird von 36 Prozessorelementen durchgeführt. Ein Čerenkovring bedeckt in dieser Granularität etwa 4×4 Pixel. Jeweils zwei Prozessorelemente wurden ergänzt, um auch am Rand der Akzeptanz angeschnittene Ringe zu erkennen. Die Prozessorelemente sind dabei, ähnlich wie in der ersten Stufe, wieder in XILINX-LCAs implementiert. Es wurde ein XC3042-100MHz verwendet, das jeweils vier Prozes-

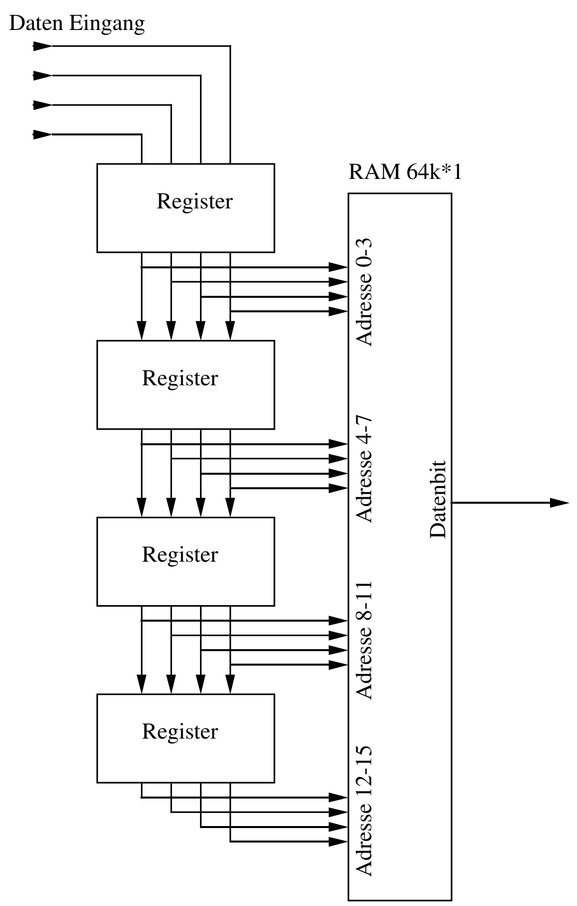

Abbildung 4.5: Prinzip der ILT-Mustererkennung

sorelemente enthält. Die Logik eines Elements ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die interne Daten-Pipeline dient als Speicher für das 4×4 große Suchgebiet. Im darauffolgenden Takt wird automatisch die um ein Pixel verschobene Position untersucht.

Die Entscheidung wird über eine externe RAM-Tafel (siehe Abb. 4.5) durchgeführt, wobei die 16-bit Information der Besetzung des 4×4 Suchgebietes als Adresse auf das RAM gelegt wird; das Datenbit am Ausgang des RAMs gibt somit an, ob an dieser Stelle ein Ring erkannt wurde. Die Tafel basiert auf der entsprechend der Maske (siehe Abb. 4.6) gewichteten Pixelsumme, wobei das errechnete Ergebnis noch einem Vergleich mit einer Schwelle (wurde zu ≥ 5 bestimmt) unterzogen wird. Nicht alle Adressbitkombinationen, die einen Wert ≥ 5 liefern, werden in der Tafel mit einer logischen Eins versehen. So können einige Muster, wie z.B. Streifen, explizit herausgenommen werden. Die Möglichkeit, jenseits reiner Arithmetik spezielle Muster zu verwerfen oder zuzulassen, war der eigentliche Grund, die Ent-

1	2	2	1
2	-1	-1	2
2	-1	-1	2
1	2	2	1

Abbildung 4.6: Suchmaske zur Ringerkennung

scheidung aus dem Prozessorelement herauszunehmen und durch eine Tafel zu ersetzen.

Die Musterverarbeitung wird durch das Abzählen der gefundenen Ringkandidaten abgeschlossen. Die 36-bit breiten Datenworte am Ausgang des Prozessors werden in drei parallel angeordneten Tafeln in die Zahl der gesetzten Bits pro Datenwort transformiert. Dieser Wert wird nun für alle 36 Spalten akkumuliert. Ein Vergleich mit einer (programmierbaren) Schwelle löst die Triggerentscheidung aus. Die Zentrumsinformation wird in einem FIFO abgespeichert, so daß sie für Monitorzwecke vom Datenerfassungssytem ausgelesen werden kann. Daneben wird auch die Triggerentscheidung und die Zahl der Ringkandidaten abgespeichert. Insgesamt benötigt die Mustererkennung nur 36 Takte für die Kandidatensuche, hinzu kommen noch ca. 10 interne Pipelineschritte in den einzelnen Stufen und der Datenübertragung. Die gesamte Abarbeitungszeit liegt somit bei ca. 2-5 μs, je nach Taktfrequenz.

Das gesamte Hardwarepaket, bestehend aus fünf VME-Platinen, wurde in nur wenigen Wochen aufgebaut und erwies sich durch die Vielzahl von Programmier- und Monitormöglichkeiten als sehr flexibel bei Änderungen.

Durch die Entwicklung eines frei programmierbaren Wortgenerators (mit 256 kbyte Speichertiefe, 40 MHz maximale Taktrate) konnten die einzelnen Elemente unabhängig vorgeprüft werden. Da dieses Modul wahlweise auch das FDCS-Protokoll als Sender unterstützt, war der Test des kompletten Systems im Labor möglich. Ein ähnliches Triggerkonzept wird inzwischen auch für ein anderes Experiment erwogen [35], die Beschränkung auf 16 bit Muster wird dort durch eine mehrstufige RAM-Tafel umgangen. Eine etwas andere Aufgabenstellung wäre mit kleineren Änderungen ebenfalls möglich. Der Einsatz im Photonenexperiment TAPS wurde diskutiert [36], der dort nötige Aufwand, um nicht binär vorliegende Muster zu korrelieren, würde eine Neuentwicklung jedoch unumgänglich machen.

4.2 Der Second-Level-Trigger

Eine wesentlich genauere Analyse des RICH1-Bildes erfolgt im Second-Level-Trigger, der im Falle einer positiven ILT-Entscheidung gestartet wird. Im SLT wird jedes vierte Pad (mit geradzahligen x- und y-Koordinaten) in einem eigenen Prozessorelement abgespeichert und bearbeitet. Die Übertragung dieses Viertels ist nach etwa $100\,\mu$s ($75\,\mu$s$+28\,\mu$s) abgeschlossen, danach wird das Bild mit Suchmasken korreliert.

Die dazu nötige Hardware wurde am Physikalischen Institut entwickelt [33], [37]. Anfangs machte die schlechte Datenqualität des RICH-1-Pad-Auslese die Verwendung des SLT unmöglich. Das binäre Pixelbild konnte wegen einer kollektiven Verschiebung der Nullpegel der Pad-Ausdese im Falle einer vorhergehenden negativen Triggerentscheidung (Abbruch der Auslese) nicht zur Mustererkennung verwendet werden. Dieses Problem konnte 1991 nicht mehr gelöst werden. Sämtliche Betriebserfahrung wurde erst während der S-Au-Strahlzeit 1992 gesammelt. In den darauffolgenden Meßzeiten wurde der Triggeralgorithmus ständig weiter optimiert. Für das Protonenmeßprogram 1993 wurden einige Peripheriemodule neu entwickelt, wobei eine wesentlich Verbesserung der Betriebssicherheit durch die Einführung eines Abortsignales erreicht wurde. Dieses erlaubt, die Einlese bzw. den Algorithmus des SLT zu einem beliebigen Zeitpunkt abzubrechen. Damit konnte eine Übereinstimmung der Hardwareresultate mit Emulationsprogrammen von nahezu 100 % erreicht werden. Die Beschreibung der im Trigger verwendeten Algorithmen ist –neben einer kurzen Hardwarebeschreibung– Gegenstand dieses Abschnittes. Auf die vorgesehene Analyse der RICH-2-Daten wird am Ende noch kurz eingegangen.

4.2.1 Das Triggerkonzept

Die Mustererkennung im SLT beruht auf einem mehrstufigen Korrelationsprozeß des binär vorliegenden RICH-1-Bildes. Gesucht wird ein offenes Elektronpaar, d.h. mindestens zwei Elektronringe mit einem geforderten Mindestabstand. Paare aus γ-Konversionen und π^0-Dalitzzerfällen werden aufgrund ihrer meist kleinen Öffnungswinkel verworfen. Ziel ist also die Erkennung von asymptotischen Čerenkovringen (Unterdrückung von Pionen) und die Rejektion von engen Paaren aus Photonkonversionen und Dalitzzerfällen.

Die Mustererkennung im SLT kann dabei –wie auch die spätere Offline-Analyse– nicht auf eine Kenntnis der Ringzentren zurückgreifen. Ein sehr schnelles Verfahren, das sich auch sehr gut in Hardware implementieren läßt, ist die Houghtransformation. Hier wird eine Punkt-zu-Ring-Transformation durchgeführt; jeder Bildpunkt wird mit einer Ringmaske des geforderten Durchmessers umgeben. An der Position des Mittelpunktes bildet sich in der Korrelationsebene ein Maximum aus. Eine Bestimmung des Maximums in dieser Ebene ergibt die Position der Elektronringe, ein Qualitätsschnitt auf die Höhe des Peaks eliminiert Zufallsringe. Dieses Verfahren rejiziert auch nichtasymptotische Ringe von Pionen, da deren kleinerer Ringradius zu einem unscharfen Maximum führt. Durch die niedrigere Zahl von Photonen wirkt der Schnitt auf das Korrelationsergebnis dort stärker.

Die gefundenen Ringmittelpunkte werden in einem zweiten Korrelationsschritt einem Öffnungswinkelschnitt unterzogen. Nur Zentren, die ein gewisses Abstandskriterium zum nächsten Ringmittelpunkt erfüllen, werden in der Triggerentscheidung berücksichtigt. Zwei und mehr gefundene Zentren lösen ein Triggersignal aus.

Vor der Musterverarbeitung wird wie beim ILT-Prozessor das Bild von Clustern gereinigt. Zusammenhängende größere Gebiete werden gesucht und aus dem Bild entfernt. Diese stammen z.B. von geladenen Teilchen, die die UV-Detektoren passieren. Dieser Schritt war ursprünglich nicht vorgesehen, ist aber für eine effiziente Mustererkennung unumgänglich. Dies zeigt, wie wichtig flexible Programmierbarkeit bei Triggerprozessoren ist.

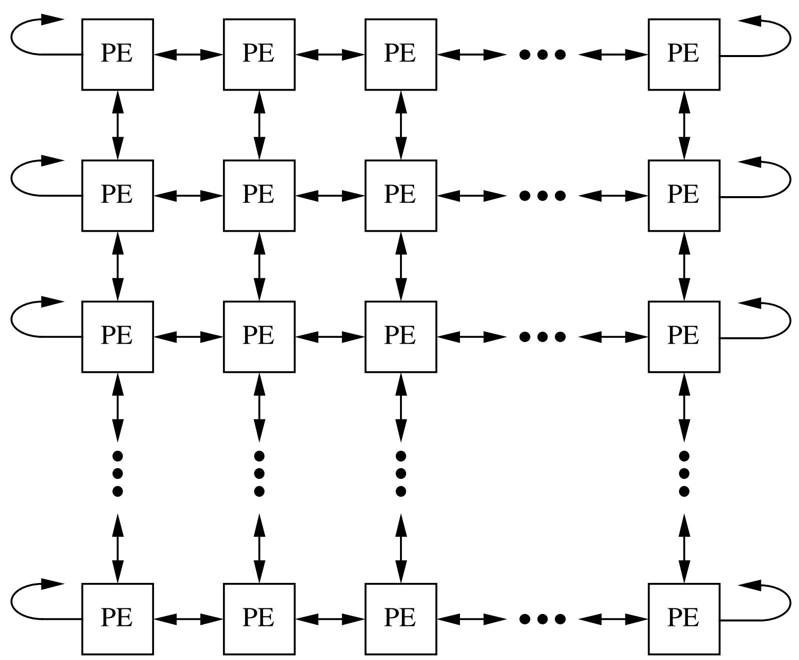

Abbildung 4.7: Der SLT-Prozessor

4.2.2 Realisierung in einem systolischen Prozessorarray

Für eine möglichst schnelle Abarbeitung wird ein Maximum an Parallelität eingesetzt. Jedem Bildpunkt ist ein eigenes Prozessorelement (PE) zugeordnet. Alle PEs haben horizontal und vertikal Verbindungen zu ihren nächsten Nachbarn (Abb. 4.7). Das gesamte Array ist dabei topologisch wie ein Zylinder aufgebaut. Dies ermöglicht die verlustfreie Auslese von Prozessorinhalten durch Rotation.

Alle PEs werden aus einem Programmspeicher (Sequenzer) gesteuert, wobei an *allen* Elementen *identische* Kontrollsignale anliegen, die Instruktionen werden mit ca. 30 MHz abgearbeitet. Die Granularität der Padauslese erfordert mindestens 144 $\times$ 144 PEs. In Richtung der Zylinderachse wurden mehrere Reihen ergänzt, um Schiebeoperationen, vor allem für die Abstandskorrelation, ohne Behinderungen am Rand ausführen zu können. In der orthogonalen Richtung wurden aus ähnlichen Überlegungen ebenfalls weitere Reihen von PEs angebracht, so daß der gesamte Prozessor aus 160 $\times$ 176 PEs besteht. Jeweils 8 $\times$ 8 PEs sind in einem VLSI-Chip zusammengefaßt.

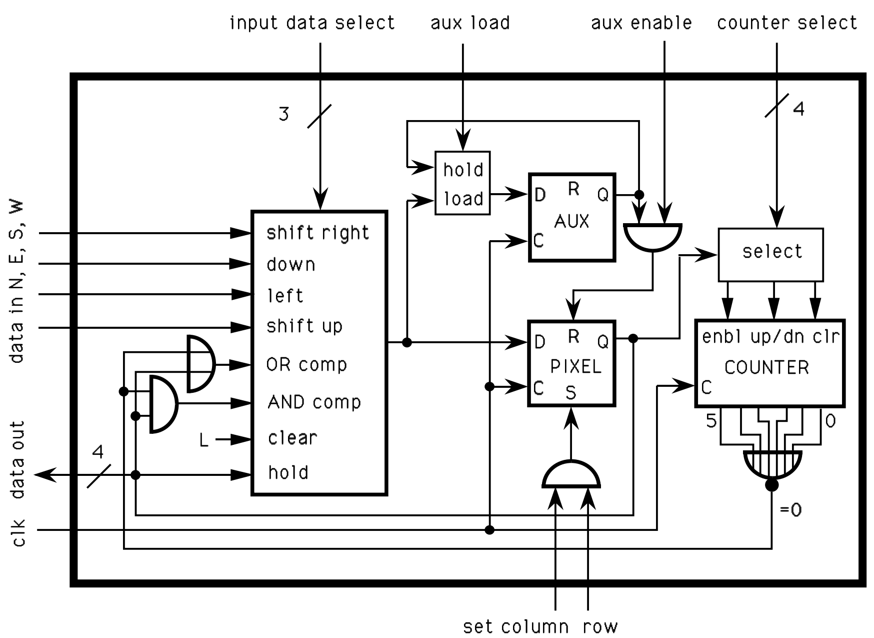

Abbildung 4.8: Das Prozessorelement

Dieser Chip wurde auf der VENUS-Designanlage des Physikalischen Institutes in 2 μ-Standardzellen entworfen und, nach Vortests im Rahmen eines Programmes der Gesellschaft für Mathematik und Datenverarbeitung (GMD), bei der Fa. Siemens gefertigt. Das komplette Design enthält etwa 9500 Äquivalente Gatter und ca. 40000 Transistoren auf einer Chipfläche von 70 mm^2. Die Außenmaße in einem 88-poligen Keramik-PGA sind etwa 3.5 $\times$ 3.5 cm, so daß der gesamte Prozessor mit 440 VLSI-Chips etwa 1 m^2 mißt. Ein Prozessorelement enthält folgende Komponenten (siehe Abb. 4.8):

- ein 1-bit Pixel-Flip-Flop zur Speicherung der Eingangsdaten, das auch für die Korrelationen benutzt wird
- einen Eingangsmultiplexer, der alle benachbarten PE verbindet
- einen 6-bit Zähler zur Bestimmung der Korrelationswerte
- Kontrolleingänge des Zählers, die u.a. vom Pixel-Flip-Flop gesteuert werden
- einen Vergleicher (auf = 0 der Zählerausgänge), der ebenfalls auf den Eingangsmultiplexer geführt wird
- ein zusätzliches Flip-Flop für die Speicherung von Zwischenergebnissen

Insgesamt werden 12 Kontrollsignale für die Ansteuerung benötigt. Damit lassen sich etwa 20 Befehle ausführen, wobei die Zähler- und Multiplexer-Befehle unabhängig sind und sich nahezu beliebig kombinieren lassen. Eine vollständige Auflistung aller Befehle gibt Tab. 4.1. Ein für diesen Befehlssatz entwickeltes Compilerprogramm übersetzt diesen Text in das binäre Maschinenprogramm, das dann in den Sequenzer geladen wird. Eine genaue Beschreibung des Chips findet sich in [33], das Gesamtsystem wurde in [37] vorgestellt.

4.2.3 Detaillierte Beschreibung des Triggeralgorithmus

Die Pixel werden über x- und y-Setzleitungen in das zweidimensionale Array sequentiell übertragen. Während dieser Phase wird der Prozessor mit der FDCS-Clock betrieben, und der Sequenzer legt jenes Steuerwort an, welches die Daten in den Pixel-Flip-Flops hält, der Zähler wird nicht angesprochen. Nach dem Startsignal von der Pad-Auslese beginnt der Sequenzer die Befehlsworte für den Triggeralgorithmus anzulegen.

Das im Protonstrahl 1993 verwendete Triggerprogramm enthält folgende Abschnitte: Zu Beginn wird eine Erkennung und Löschung von größeren, zusammenhängenden Gebieten (Cluster) durchgeführt. Das Suchmuster ist dabei eine 5×5 Pixel umfassende Maske. Falls mehr als 50% der Pixel gesetzt sind, werden alle Pixel in der Maske gelöscht. Eine Schwierigkeit ist dabei, daß das Ergebnis dieser Korrelation ein neues Bild ergeben soll, was gerade nicht die zu findenden Muster enthält. Deshalb wird die ursprüngliche Information in dem zweiten Flip-Flop zu Beginn abgespeichert. Das Bild wird auf einem Mäanderpfad, der die Suchmaske

Mnemonic	**Funktion**
Befehle für Pixel-FF	
Hold	Hält die Daten im Pixel-FF
Right	
Left	
Up	
Down	Schiebt das Bild in die ensprechende Richtung
Null	Löscht das Pixel-FF
Or	logisches ODER zwischen Zähler = 0 und Pixel-FF
And	logisches AND zwischen Zähler = 0 und Pixel-FF
Mask	Reset des Pixel-FF, wenn Zusatz-FF gesetzt ist
Load	Lädt Inhalt des Pixel-FF in Zusatz-FF
Befehle für den Zähler	
Nop	hält Zählerstand
AReset	Setzt Zähler auf Null
AUp	Inkrementiert Zähler
ADown	Dekrementiert Zähler
PReset	Setzt Zähler auf Null falls Pixel-FF gesetzt
PUp	Inkrementiert falls Pixel-FF gesetzt
PDown	Dekrementiert falls Pixel-FF gesetzt
Macros	
Out	Schiebt Bild aus dem Prozessor in externen Speicher
Trig	Schiebt Bild in den Speicher und aktiviert Triggerlogik
Add	Nur Triggerlogik aktiv
XReset	gibt Reset-Signal an Peripherie

Tabelle 4.1: Befehlsumfang des SLT-Prozessors

vollständig abtastet, verschoben. Die Zähler werden dabei auf konditionales Inkrementieren (d.h. falls das zugeordnete Pixel-Flip-Flop logisch eins ist) geschaltet. Nachdem das Korrelationsgebiet durchfahren wurde –das Bild ist dann wieder an seiner ursprünglichen Position– werden die Pixel-Flip-Flops gelöscht. Nun soll jeder gefundene Cluster, d.h. alle Stellen mit einem Zählerstand größer 13, mit seiner kompletten 5×5-Umgebung durch Setzen der Pixel-Flip-Flops markiert werden. Dazu wird der Zähler um den Maximalstand (hier 25) dekrementiert, falls ein entsprechender Wert in den Zählern vorhanden ist, wird der Null-Detektor (NOR der Ausgänge) aktiv und in das Pixel-Flip-Flop geladen. Die Markierung der Umgebung erfolgt nun auf folgende Weise: Durch nochmaliges Durchlaufen des Korrelationsgebietes werden mit der gefundenen Clusterposition die Nachbarzähler auf Null gesetzt (konditionales Löschen). Ein erneutes ODER der Zählerausgänge mit dem Pixel-Flip-Flop-Inhalt setzt auch dort ein Pixel. Diese Prozedur wiederholt sich nun bis zu dem vorgegebenen Minimalwert der Besetzung des 5×5-Suchgebietes (in unserem Falle 13). Das Bild besteht dann nur noch aus den gefundenen Clustergebieten. Ein Umkopieren in die Zähler (d.h. markieren mit Zählerständen $\neq 0$) speichert diese Information, die Pixel-Flip-Flops sind wieder frei um das ursprüngliche Bild aufzunehmen. Da das Speicher-Flip-Flop nur einen RESET aktivieren kann, werden alle Pixel vorher auf eins gesetzt, das Bild liegt dann invertiert vor. Sämtliche Zählerstände werden nun um eins herabgezählt (d.h. an allen Clusterpositionen sind die Zähler nun Null), durch Setzen aller Pixel mit Zählerstand $= 0$ sind die Pixel im (immer noch invertierten) Bild verschwunden. Die Übertragung in ein Positivbild erfolgt wiederum mit Hilfe der Zähler und ist nicht weiter schwierig (aber sehr umständlich zu erläutern).

Eine weitere Korrelationsstufe eliminiert in ihrer Nullpunktslage kollektiv verschobene CAMEX-Chips, ein bei einigen Modulen gelegentlich auftretendes Problem. Da ein Submodul 32×2 Pads abdeckt, erscheinen diese in der Granularität des SLT-Prozessors als maximal 16 Pixel lange Streifen. Eine Korrelation mit einer 12 Pixel umfassenden Linie –wobei das Korrelationsergebnis mindestens 8 sein soll– rejiziert auch unvollständige Streifen. Das Verfahren ist dabei dem oben beschriebenen sehr ähnlich.

Nach den Algorithmen zur Säuberungen des Bildes kann mit der Ringsuche begonnen werden. Dabei ist das Korrelationsgebiet durch eine Ringmaske mit dem geforderten Durchmesser gegeben. Im Innen- und Außenbereich ist eine zusätzliche Maske (siehe Abb. 4.9) mit negativem Gewicht hinzugefügt. Das Verhältnis zwischen positivem und negativem Bereich ist etwa 1 : 1.3.

Diese sog. Laplace-Maske hat gegenüber einer Standard-Hough-Transformation (also ohne Bereiche mit negativen Gewichten) folgende Vorteile: Die Ringsuche wird weniger durch zufällige Pixel gestört, da deren Beitrag insgesamt nahezu Null ergibt; dicht übereinander liegende Doppelringe werden ebenfalls verstärkt rejiziert; ein Ansprechen auf nicht völlig asymptotischen Pionenringen ist durch den negativ zählenden Innenbereich ebenfalls weiter reduziert; die Anfälligkeit gegen nicht rejizierte Cluster (hauptsächlich lange Spuren von geladenen Teilchen in der Detektorebene) ist herabgesetzt.

Mit der Einführung dieser Laplace-Maske in der Protonstrahlzeit 1992 wurde im Vergleich zu Masken ohne negativ zählende Bereiche eine deutlich bessere Triggereffizienz erzielt. Die Schritte werden dabei im einzelnen wie folgt ausgeführt: Das Bild wird entlang der Ringmaske mit entsprechend angesteuerten Zählern (Konditonal In- bzw. Dekrementieren) geschoben. Nach erfolgter Korrelation wird die Bestimmung der Maximumsposition in einer 3×3 Umgebung durchgeführt, wobei alle Zählerstände zwischen 33 und 63 wie negative Zahlen behandelt werden. Der höchste zulässige Wert ist somit 32, diese Einschränkung des verfügbaren Zählerbereiches ist jedoch nicht nachteilig, da diese hohen Werte praktisch nicht

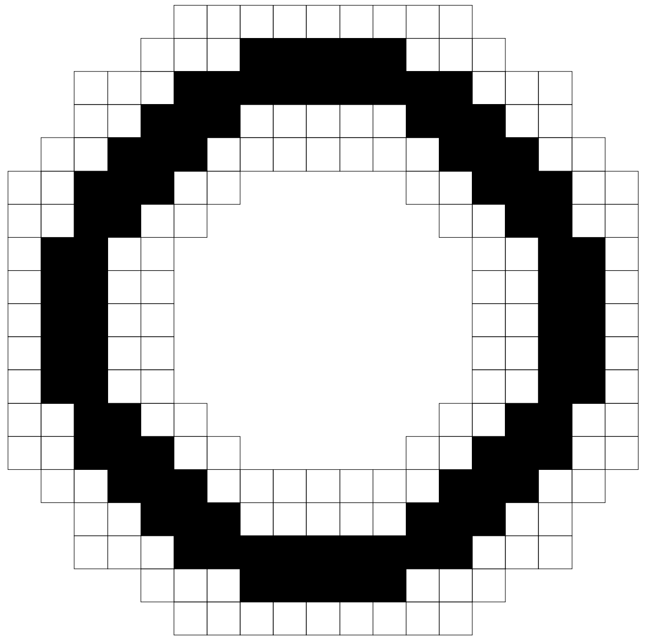

Abbildung 4.9: Korrelationsmaske zur Ringerkennung

erreicht werden. Die Maximumsbestimmung beginnt mit der Dekrementierung um 32, Positionen mit diesen Werten werden mit den Pixel-Flip-Flops markiert. Alle benachbarten Zähler werden –ohne eine Markierung– ebenfalls auf Null gesetzt. Die Zähler werden um Eins herabgezählt, und dieses Verfahren wiederholt sich, bis der niedrigste zugelassene Wert erreicht ist. Falls an zwei direkt benachbarten Stellen die Zähler identische Werte aufweisen, wird durch eine nachfolgende Korrelation mit einer Halbebene jeweils einer gelöscht.

Das Bild enthält nun alle gefundenen Mittelpunkte. Ein Abstandskriterium verwirft im letzten Schritt des Triggeralgorithmus alle Zentren mit einem zu geringen Abstand. Dies wird durch eine Korrelation mit einer Scheibe mit der Größe des geforderten Vetobereiches erreicht. An allen Zentrumspositionen werden die Zähler um Eins inkrementiert. Das Bild wird über die Scheibe geschoben und durch konditonale Inkrementierung des Zählers werden zwei naheliegende Mittelpunkte auf mehr als Eins gesetzt und im endgültigen Bild unterdrückt.

Das Resultat der Punkt-zu-Ring-Transformation ist in Abb. 4.10 zu sehen, zum Vergleich ist auch das Korrelationsergebnis mit einer Standard-Hough-Transformation gezeigt. Die wesentlich verbesserte Herausarbeitung des Maximums ist offensichtlich. Dies ist für die Effizienz der Mustererkennung nicht unwichtig: Die Maximumsbestimmung muß, um Doppelringe trennen zu können, in einem engen Bereich erfolgen. Ein sehr breites Maximum kann hauptsächlich bei Ringen mit vielen UV-Photonen zu mehreren Ringzentren führen. Diese 'angelagerten Zentren'

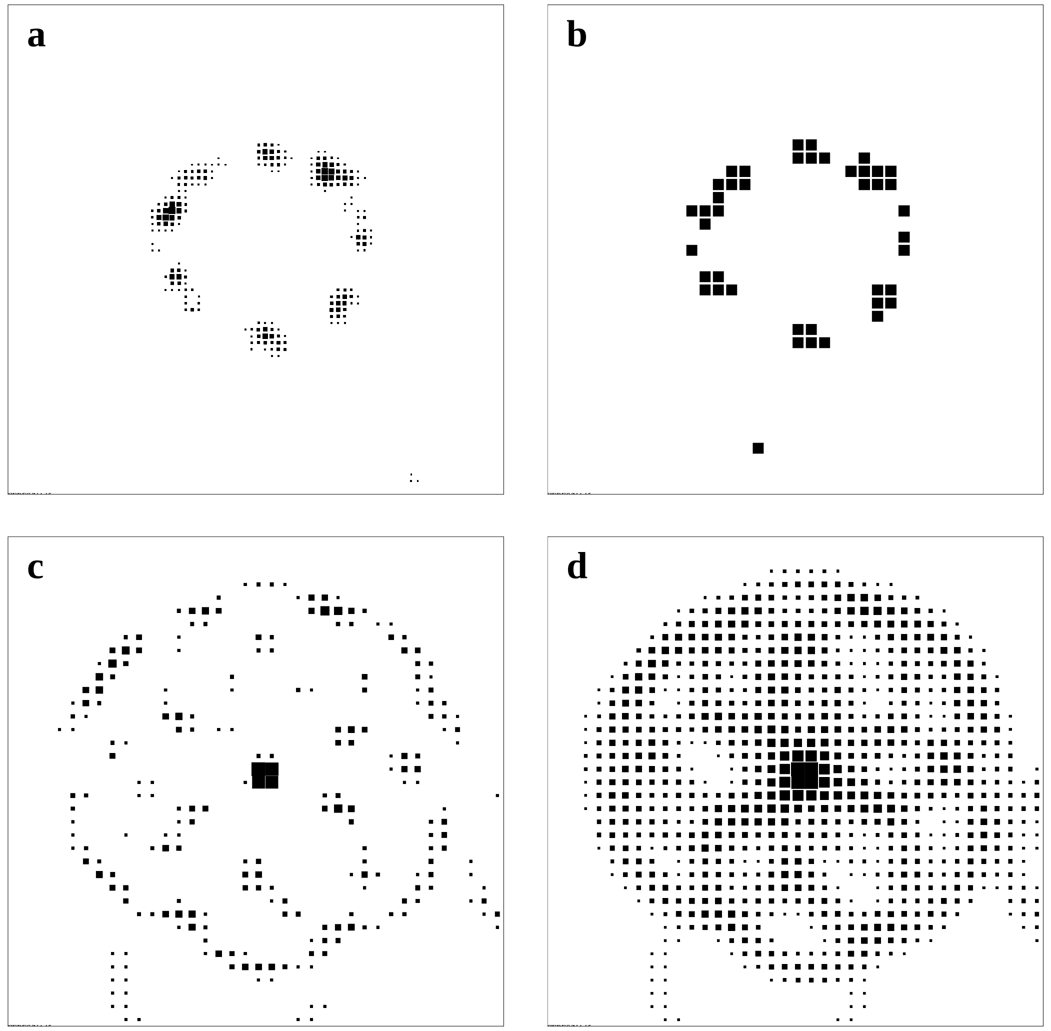

Abbildung 4.10: Einzelring in RICH-1: Rohdaten der Pad-Auslese (a), SLT-Pixelbild (b), Korrelationsergebnis mit Laplace-Maske (c) und Standard-Hough-Maske (d)

im Außenbereich der Maximumsposition würden durch die Abstandsbedingung diesen Ring verwerfen [1].

Programm-Abschnitt	Ausführungszeit
Clustererkennung	7 μs
Linienkorrelation	5 μs
Ringsuche (Laplace-Maske)	12 μs
Maximumsbestimmung	5 μs
Abstandskorrelation	25 μs

Tabelle 4.2: Prozeduren des SLT-Triggeralgorithmus

Das Bild wird aus dem Prozessorarray herausgeschoben und in einer externen Logik werden sämtliche Mittelpunkte gezählt und gespeichert. Zwei oder mehr lösen ein Triggersignal aus. Alle Triggerschritte sind mit den dazugehörenden Abarbeitungszeiten in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die komplette Mustererkennung benötigt demnach nur $55\,\mu s$, ein Wert, der von keiner konventionellen Rechnertechnik erreicht wird. Die gesamte Rechenleistung des SLT-Prozessors ist mit etwa 10^6 MIPS (million instructions per second) anzusetzen. Grundvoraussetzung für beide Triggerprozessoren war die rasche Zugriffsmöglichkeit auf die Daten des Detektors. Dies ist durch den FDCS-Bus elegant gelöst, eine Hinzunahme anderer Detektoren in das Triggersystem, wie z.B. der Silizium-Driftkammer, wäre aus diesem Grund schwierig.

4.2.4 Prozessorperipherie mit Korrelation beider RICH-Detektoren

Für die Protonenmeßzeit 1993 war eine Mustererkennung in beiden RICH-Detektoren mit dem SLT-Prozessor vorgesehen. Dabei mußte nur die Prozessorperipherie erweitert werden. Der wichtigste Teil ist ein FIFO-Puffer für die Daten *beider* RICH-Detektoren, sowie ein neuer Sequenzer, der durch externe Ansteuerung zwei verschiedene Programme abarbeiten kann. Die Speicher mit den Korrelationsergebnissen beider Detektoren werden von einer VMEbus-CPU gelesen und korreliert. Die RICH-2-Auslese ist mit etwa 400 μs deutlich langsamer, ein sequentielles Abarbeiten beider Bilder wäre nach etwa 450 μs abgeschlossen. Für die nachfolgende Softwarekorrelation sind noch etwa $1\,ms$ anzusetzen.

[1] Dieses Verfahren, nicht aufgelöste Doppelringe zu verwerfen, wurde in der S-Au Messung 1992 angewandt.

Kapitel 5

Triggerraten und Datensätze

Die Wahrscheinlichkeit für ein e^+e^--Paar ist etwa 10^{-5}/Ereignis in p-Be-Kollisionen. Eine Messung von e^+e^--Paaren mit ausreichender statistischer Signifikanz kann deshalb nur durch die effektive Auswahl an physikalisch interessanten Ereignissen, nämlich solchen mit einem offenen Elektronpaar, mit dem ILT/SLT-Trigger durchgeführt werden. Die Anreicherung wird sowohl von der Trigger-Effizienz als auch von den Reduktionsfaktoren, d.h. der Unterdrückung von angebotenen Ereignissen, bestimmt. Die Anreicherung ist definiert als:

$$A = \epsilon_{Trigger} \cdot Reduktion \tag{5.1}$$

Die Effizienz ϵ setzt sich aus der kombinierten Triggereffizienz des ILT und des darauf folgenden SLT zusammen, die Reduktionsfaktoren sind ebenfalls für beide Triggerstufen in Folge zu bestimmen. Insgesamt wird eine Anreicherung von ca. 180 in p-Be Stößen und 75 in p-Au erreicht.

Die Methoden zur Bestimmung und Optimierung der Triggereffizienzen werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Für die Zahl der Ereignisse, die von der Datenerfassung abgespeichert werden, sind noch die Totzeiten der einzelnen Triggerstufen zu berücksichtigen. Diese werden im darauffolgenden Abschnitt zusammengefaßt.

5.1 Triggereffizienzen und Reduktionsraten

Die Reduktionsfaktoren der einzelnen Triggerstufen können sowohl aus ungetriggerten (d.h. nur durch den Multiplizitätstrigger ausgewählten) Ereignissen durch Emulation der Triggeralgorithmen bestimmt werden, als auch im Experiment durch Vergleich der Zahl aller dem Trigger angebotenen Ereignissen mit der akzeptierten Rate direkt gemessen werden. Für die ILT/SLT-getriggerten Daten ergab sich eine

Reduktion von 125 (90) in p-Be (p-Au). Diese teilt sich in einem Faktor von etwa 5 für den ILT und 25 (18) im SLT zwischen diesen beiden Stufen auf.

Wesentlich schwieriger ist die Bestimmung der Effizienz, auf ein offenes Elektronpaar zu triggern. Es sind mehrere Methoden möglich:

1. Ein Vergleich der Zahl der rekonstruierten Paare in getriggerten mit ungetriggerten Daten erlaubt direkt die Messung der Anreicherung. Dies wäre sicherlich das genaueste Verfahren, man benötigt dazu allerdings einen genügend großen Minimum-Bias-Datensatz. Dieses Verfahren ist daher ungeeignet zur Optimierung der Parameter für die Datennahme.

2. Eine vollständige Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen im Detektor kann im Rahmen des GEANT-Programmpakets durchgeführt werden. Dieses Verfahren ist jedoch sehr rechenzeit-aufwendig, das Hauptproblem ist die korrekte Simulation aller Untergrundquellen (z.T. korreliert mit dem Protonenstrahl) und des Verhaltens der Ausleseelektronik (Rauschen, Pedestalschwankungen).

3. In einem ungetriggerten Ereignis ist der ereigniskorrelierte und der elektronische Untergrund in den Daten bereits vorhanden und muß nicht simuliert werden. Durch Überlagerung eines mit einer Monte-Carlo-Simulation erzeugten offenen Elektronpaares erhält man ein Ereignis des gewünschten Typs. Durch Emulation des Triggeralgorithmus kann die Effizienz bestimmt werden. Die simulierten Elektronringe müssen die typische Verteilung der Ringparameter (z.B. Zahl der UV-Photonen, Verstärkung) repräsentieren. Die Effizienzen und Reduktionsfaktoren sind z.B. über die Detektorverstärkung korreliert. Da ungetriggerte Ereignisse nur selten ein Signalpaar enthalten, sollten sie ohne überlagertes Signalpaar immer verworfen werden. Diese Methode kann sehr schnell auf viele Ereignisse angewendet werden und erlaubt somit eine Bestimmung der Effizienz in Abhängigkeit der Parameter mit guter Statistik.

Die Algorithmen des ILT und SLT wurden zu Beginn der Meßzeit mit der letzten Methode untersucht. Die nächsten Abschnitte fassen die Parameteroptimierung zusammen und geben damit einen Monte-Carlo-Wert für die Triggeranreicherung.

5.1.1 ILT-Parameterwahl

Im ILT-System müssen folgende frei wählbaren Parameter optimiert werden:

- Untere Schwelle der Amplituden der ILT-Streifen
- Die Mindestamplitude eines ILT-Pixel

- Die Maskengröße zur Clustererkennung
- Suchmaske und Schwelle der Pixelsumme zur Ringerkennung
- Mindestzahl der Ringkandidaten

Die Schwelle der Amplituden der ILT-Streifen wird, um auf Rauschen der Pad-Auslese insensitiv zu sein, auf 25 (d.h. 5 ADC-Counts über dem nominalen Pedestal) gelegt. Es stellte sich heraus, daß die Schwelle für ein Pixel ebenfalls auf 5 gesetzt werden kann, d.h. ein angesprochener ILT-Streifen führt bereits zu einem gültigen Pixel. Alle vorherigen Simulationen mit p-Au Daten von 1992 favorisierten eine wesentlich höhere Schwelle für ein Pixel, in den neueren Daten ist dies nicht nötig, was auf die wesentlich verbesserte Untergrundsituation zurückzuführen ist.

Für das Korrelationsgebiet zur Clustererkennung wurde eine 2×2-Box mit 4 gesetzten Pixeln gewählt. Eine größere Maske deckt einen zu großen Bereich eines echten Čerenkovringes (4×4-Pixel) ab und führt entweder zu erheblichen Effizienzverlusten oder zu einer ineffektiven Clusterreduktion.

Die gewichtete Summe der gesetzten Pixel in der Suchmaske bestimmt (siehe Abb. 4.6), ob diese Konfiguration von Pixeln als Ringkandidat erkannt wird. Die Maskengewichte wurden in vorausgegangen Simulationen [38] bestimmt und mußten nicht mehr verändert werden. Als Schwelle auf die errechnete Summe wurde schließlich der Wert ≥ 5 benutzt.

Ein Elektronenring verursacht oft mehr als ein Kandidatenzentrum, um aber die Effizienz möglichst hoch zu halten, wurde die Schwelle bei 2 belassen.

Abb. 5.1 zeigt den Verlauf von Signal-Effizienz und Veto-Ineffizienz, d.h. die Triggerwahrscheinlichkeit *mit* und *ohne* Signal, wobei die Mindestanzahl der gefundenen Kandidaten variiert wurde. Die Effizienz-/Rejektionskurven sind sich in ihrem Verlauf auch bei Variation anderer Parameter sehr ähnlich.

Der gewählte Parametersatz entspricht einer Paarrekonstruktionseffizienz von ca. 95%. Die gemessenen Rejektion beträgt im Mittel etwa 5, variiert aber wegen der Abhängigkeit von der Detektorverstärkung und der Qualität der Pedestals für die ILT-Streifen um ca. 20% über den gesamten Zeitraum der Datennahme.

5.1.2 SLT-Parameter

Das wesentlich komplexere System des Second-Level-Triggers wurde in mehreren Meßzeiten verwendet und weiterentwickelt. Die Parameter wurden im einzelnen bereits in Kap. 4 vorgestellt:

- Die Eingangsschwelle der Daten

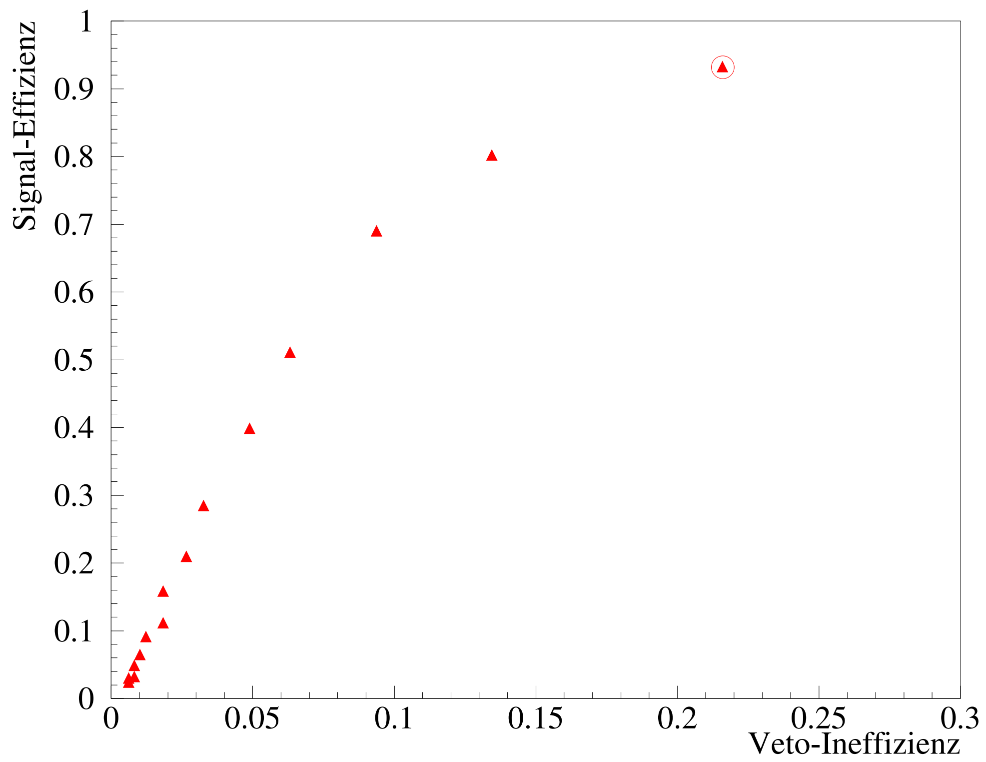

Abbildung 5.1: ILT-Effizienz gegen Vetoineffizienz (d.h Triggerwahrscheinlichkeit für ein Ereignis ohne Signal), variiert ist die Zahl der gefundenen Kandidaten

- Aufräumalgorithmen
- Art und Größe der Ringmaske
- Größe des Gebiets zur lokalen Maximumsbestimmung
- Schwelle in der Maximumsbestimmung
- Winkelschnitt auf ein Paar

Die Pixelschwelle wurde, wie für den ILT, mit 5 Counts über dem nominalen Pedestal angesetzt. Die Aufräumalgorithmen sind so gewählt, daß möglichst wenige von UV-Photonen stammende Signale verworfen werden. Es wurde eine 5×5 Pixel große Maske mit einer maximalen Belegungsdichte von 50% gewählt.

Die charakteristische Größe zur Ringerkennung ist der Schnitt auf die Maximumwerte nach der Punkt-zu-Ring-Transformation. Die Effizienzwerte mit den dazugehörigen Reduktionsfaktoren für verschiedene Schnitte auf das Maximum der Transformation zeigt Abb. 5.2.

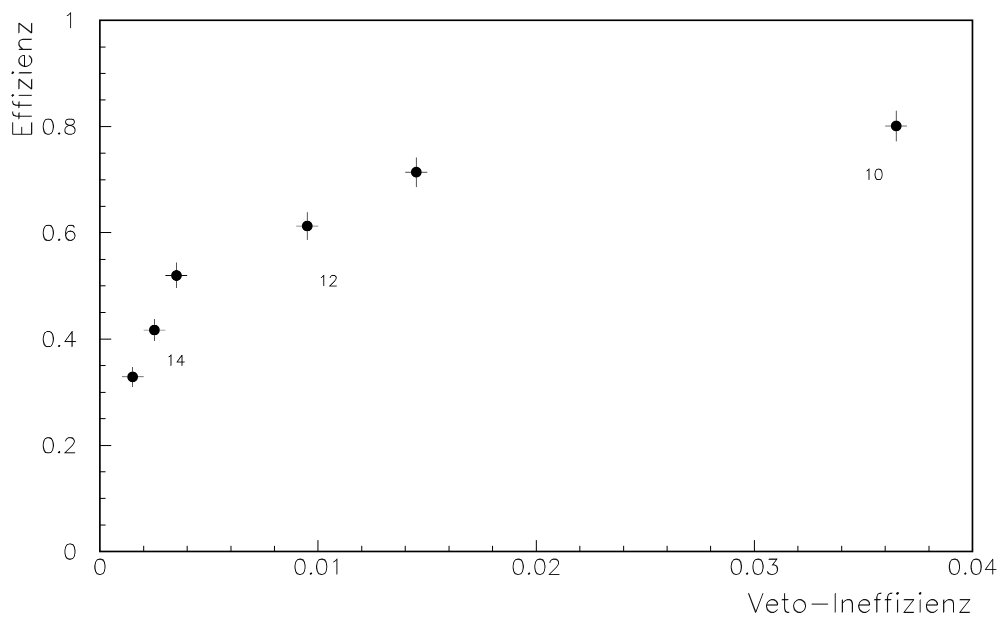

Abbildung 5.2: SLT-Effizienz gegen Vetoineffizienz, für verschiedene Schwellen der Maxima nach der Ringtransformation

Während der Datennahme wurde ein Schnitt von 12 gewählt, dies entspricht einer Paareffizienz von 65%. Die Rejektionswerte des kombinierten ILT/SLT-Systems lagen in p-Be bei etwa 120, in p-Au bei 75. Der verwendete Algorithmus hat durch den Winkelschnitt ($\Theta \geq 35\,\mathrm{mrad}$) auf gefundene Zentren eine starke Abhängigkeit von der Masse des e^+e^--Paares. Dies ist für die spätere Korrektur zur Normierung wichtig.

Die Gesamt-Effizienz ergibt sich aus dem Produkt der ILT- und SLT-Effizienzen und beträgt etwa 62%.

5.1.3 Bias im Multiplizitätstrigger

Der Multiplizitätstrigger wurde in beiden Datensätzen verschieden eingestellt. Die Schwelle war in p-Be auf $n_{ch} > 3$ gesetzt, in p-Au auf $n_{ch} > 6$. Dies führt zu einer Anreicherung der Daten, da ein Elektronenpaar auch im Silizium-Pad-Zähler detektiert wird. Die assoziierte *hadronische* Multiplizität, welche in die Wirkungsquerschnitte eingeht, ist somit um 2 reduziert. Damit wird ein größerer Teil des Wirkungsquerschnittes benutzt. Diese Anreicherung läßt sich im Prinzip aus den Zählraten für verschieden Multiplizitätsschwellen bestimmen; eine Messung ergab für p-Be einen Wert von 2.4, in p-Au 1.3.

5.2 Leistungsfähigkeit des Triggersystems

Die Leistungsfähigkeit eines Triggersystems bestimmt sich aus den Reduktionsraten, der Effizienz und der Totzeit der jeweiligen Stufe. Eine wichtige Größe ist die sog. *Live-Time*, welche sich für mehrere Triggerstufen folgendermaßen berechnet:

$$\tau = \frac{1}{1 + \sum t_i N_i}$$

Dabei ist t_i die effektive Entscheidungszeit (Totzeit) und N_i die Rate der angebotenen Ereignisse in einer Triggerstufe. Um die tatsächliche Ereignisrate zu berechnen, benötigt man die angebotenen Multiplizitätstrigger (FLT). Diese bestimmen sich aus der Strahlintensität und der Wechselwirkungslänge des Targets. Für p-Be war die typische Rate im FLT etwa 50000 je 'Spill'-Periode von 2 s. Zusätzlich muß auch die Auslesezeit des Datenerfassungssystems mitberücksichtigt werden. Die Reduktionsfaktoren und Totzeiten des ILT/SLT wurden bereits in den vorherigen Abschnitten angegeben.

	ILT	SLT	Datenerfassung
Totzeit	35 μs	140 μs	6 ms
Reduktion	5	25	–
Live-Time	0.53	0.73	0.68
Effizienz	0.95	0.65	–
Zahl der Events/Burst	5300	150	100

Tabelle 5.1: Effizienz des Triggersystems in p-Be-Kollisionen

Eine Zusammenstellung aller Werte findet sich in Tab. 5.1 aufgelistet. Die Gesamteffizienz des Triggersystems, definiert als Produkt der Live-Time und Effizienzwerte, ergibt ca. 16%.

5.3 Datensätze

Die Datennahme 1993 am CERN wurde zusammen mit der TAPS-Kollaboration durchgeführt und dauerte ca. 4 Monate. Die in dieser Zeit aufgezeichnet Daten wurden unter verschiedenen Triggerbedingungen aufgenommen. Die gespeicherten Datensätze sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt. In den einzelnen Datensätzen gibt es noch einige Besonderheiten: Während der Aufnahme der Minimum-Bias-Daten ist das Magnetfeld um 20% erhöht; die TAPS-Information ist nicht ausgelesen. Für die ILT-getriggerte Messung sind andere Parameter als oben angegeben gesetzt, der erzielte Reduktionsfaktor war etwa 10. Die Umrechnung der getriggerten Daten in ein Äquivalent an Minimum-Bias-Daten folgt aus der Anreicherung des Triggersystems und ist ebenfalls mit angegeben.

Trigger	Target	Ereignisse	Minimum-Bias-Äquivalent
FLT	Be	$2.1 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^7$
ILT	Be	$2 \cdot 10^6$	$2.2 \cdot 10^7$
ILT/SLT	Be	$1.3 \cdot 10^7$	$2.1 \cdot 10^9$
FLT	Au	$1.9 \cdot 10^6$	$2.6 \cdot 10^6$
ILT/SLT	Au	$1\ 3.0 \cdot 10^6$	$2.7 \cdot 10^8$

Tabelle 5.2: Datensätze der Meßzeit 1993

Kapitel 6

Rohdatenaufbereitung und Spurrekonstruktion

Da die Ringzentren a priori nicht wie in den meisten anderen RICH-Geometrien durch eine externe Spurerkennung festgelegt sind, basiert die gesamte Analyse bis zur Spurrekonstruktion auf der RICH-Information. Zunächst müssen Ringe mit möglichst großer Effizienz erkannt werden, da diese zur vierten Potenz in die spätere Paarrekonstruktionseffizienz eingeht. In einem ersten Schritt werden die Daten von elektronischem Untergrund und Clustern gesäubert. Die gesamte Detektorfläche wird dann nach möglichen Ringkandidaten abgesucht. Die genaue Position der Ringzentren wird durch ein Fitverfahren bestimmt. Durch Schnitte auf die Qualität eines Ringes werden fälschlich zu einem Ring kombinierte Hitmuster verworfen. Die verbleibenden Ringe in den beiden Detektoren werden zu Spuren kombiniert.
Die Analyse des vorliegenden Datensatzes beruht im wesentlichen auf Algorithmen, die in mehreren vorausgegangenen Arbeiten ([24], [39], [27], u.a.) beschrieben wurden.

6.1 Ringerkennung

6.1.1 Rohdatenaufbereitung

Wie bereits erwähnt, produzieren geladene Teilchen, die den UV-Detektor durchlaufen, ein Signal, welches wesentlich ausgedehnter ist als das eines einzelnen UV-Photons. Durch ein Erdungsproblem (vor allem in RICH-2) wird durch dieses starke Signal häufig ein ganzes Auslese-Modul in der Nullpunktslage verschoben. Ein Verfahren, ähnlich dem SLT-Algorithmus, zur Säuberung würde alle UV-Photonen in diesem Gebiet eliminieren. Durch sukzessives Absenken der Amplituden in zusammenhängenden Gebieten läßt sich diese Information zumindest in gewissen Grenzen erhalten. Falls ein Gebiet jedoch nach mehreren Iterationsschritten immer noch viele getroffene Pads enthält, wird es komplett gelöscht.

Die Rekonstruktion von UV-Photonen (*Hits*) ist bei kleinen Amplituden durch das Rauschen der Pad-Auslese stark beeinträchtigt. Die Rekonstruktion von zu vielen falschen Treffern beeinflußt auch die Ringerkennung. Deshalb wird auf die Rekonstruktion von Hits mit nur einem oder zwei Pads verzichtet. Diese isolierten Padstrukturen werden entfernt.

Die Verstärkung der UV-Detektoren weist eine große räumliche Variation auf. Dies muß durch eine lokale Kalibration kompensiert werden, da die Summenamplitude eines Ringes später zur Rejektion von nicht aufgelösten Doppelringen in RICH-1 herangezogen wird. Dazu werden die Zähler in 24×24 große Bereiche eingeteilt und die mittleren Amplitude von UV-Photonen auf Ringen bestimmt. Man erhält so ein granulares Profil der lokalen Abweichungen, welches zur Kalibration der Hit- und Padamplituden herangezogen werden kann.

6.1.2 Bestimmung der Ringzentren

Die Analyse kann nicht auf eine Kenntnis der Ringmittelpunkte zurückgreifen. Um die Ringerkennung auch in Hinblick auf die Rechenzeit effektiv zu gestalten, wird ein schnelles Verfahren, ähnlich dem SLT-Algorithmus, zur Kandidatensuche angewendet. Diese Houghtransformation wird auf allen Pads ohne Benutzung der Amplitudeninformation durchgeführt. Da man auf dem Niveau der Kandidatensuche noch keine potentiellen Ringe verlieren möchte, werden dort die Schwellen zur Ringerkennung sehr niedrig gesetzt. Die Zahl der Kandidaten pro Ereignis ist deshalb deutlich größer als die wahre Anzahl der Ringe. Eine analytische Ring-Approximation [40] bestimmt vorläufig den Ringradius und das Ringzentrum; Kandidaten, die zu weit vom vorgegebenen Sollradius, bzw. zu weit von der ursprünglichen Kandidatenposition abweichen, werden verworfen.

Um alle verbliebenen Ringkandidaten werden die Positionen der UV-Photonen durch Schwerpunktsbildung der Padinformation in einem 3×3 Pads großen Gebiet bestimmt. Diese Hitpositionen sind der Ausgangspunkt für das eigentliche Ringfitverfahren. Die genaue Ringposition wird durch einen χ^2-Fit bestimmt. Dabei wird der störende Einfluß von Hits, die nicht zum Ring gehören, nach der sogenannten *reweighted least square*-Methode durch eine Gewichtung aller Hits mit einem gaußförmigen Potential um den Sollradius unterdrückt.

Die erzielte Genauigkeit der Bestimmung der Ringmittelpunkte und Radien hängt von der Zahl der Hits (N) und der Rekonstruktionsgenauigkeit in der Hitbestimmung (σ_{hit}) ab:

$$\sigma_{Zentrum} = \frac{\pi \sigma_{hit}}{2\sqrt{N-2}} \tag{6.1}$$

$$\sigma_{Radius} = \frac{\sigma_{hit}}{\sqrt{N-2}} \tag{6.2}$$

Die Zahl der Hits pro Ring in den Detektoren läßt sich auf zwei Arten bestimmen: Aus der Messung der Zahl der rekonstruierten Hits auf einem Ring, sowie aus der Amplitudensumme. Beide Werte müssen auf Verluste durch Schwellen in der Pad-Auslese korrigiert werden, im ersten Fall muß zusätzlich eine Korrektur durch nicht getrennte Doppelhits (Pile-Up) vorgenommen werden. Beide Methoden liefern nahezu identische Werte und sind mit den theoretischen Erwartungen für beide Zähler in Tab. 6.1 zusammengefaßt.

	RICH-1	**RICH-2**
erwarteter Wert	14.3	12.5
rekonstruierte Hits	11.2	10.9
rekonstruierte Hits (korrigiert)	13.6	12.8
Amplitudensumme	13.7	12.9

Tabelle 6.1: Zahl der UV-Photonen auf einem Ring

Die Auflösung der Hitpositionen wird durch die chromatische Aberration des Radiatorgases dominiert und kann aus der Streuung aller Hitpositionen um den nominellen Ringradius bestimmt werden. Man erhält Werte von 1.22 mrad in RICH-1 bzw. 0.78 mrad für RICH-2.

6.1.3 Kombination der Ringe zu Spuren

Eine Zuordnung der Ringzentren beider Detektoren zu Spuren liefert den Impuls und die Identifikation von Elektronen und Positronen. Die zusammengehörigen Ringzentren haben den gleichen Polarwinkel. Durch Vielfachstreuung der Teilchen zwischen den Zählern und durch die Ringauflösung ist die Übereinstimmung begrenzt und das Suchgebiet in RICH-2 wird zu einem Band aufgeweitet. Bei kleineren Impulsen ist der fokussierende Effekt des Magnetfeldes wichtig, dadurch wird das Band nach innen ausgedehnt. Der verwendete Schnitt $p_\perp \geq 50 MeV/c$ begrenzt das Gebiet im Azimutalwinkel φ, ingesamt ergibt sich ein schmetterlingsförmiges Suchgebiet (siehe Abb. 6.1) in RICH-2. Die Auswahl des RICH-2 Ringes folgt der besten Übereinstimmung in θ.

Zur Erkennung von Photokonversionen oder π^0-Dalitzzerfällen, für die die Ringe in RICH-1 nicht getrennt werden können, kann dem RICH-1 Ring einer Spur ein weiterer Ring in RICH-2 mit unterschiedlichem Vorzeichen zugeordnet werden. Solche Kombinationen von *einem* Ring in RICH-1 mit *zwei* Partnern in RICH-2 werden im weiteren als V-Spuren bezeichnet.

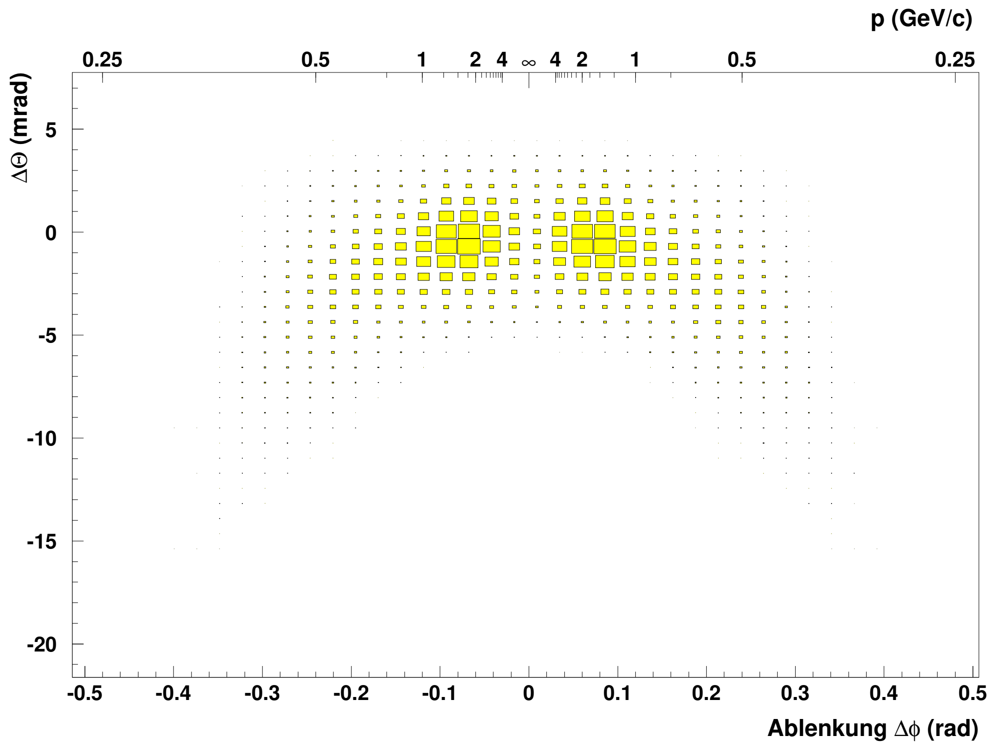

Abbildung 6.1: Korrelation zwischen θ und φ-Ablenkung von Spuren

Die Verteilung der Unterschiede der θ-Winkel beider Ringe bestimmt die Genauigkeit der Spurrekonstruktion σ_θ. Diese ist in Abb. 6.2a in Abhängigkeit des Impulses gezeigt und wird durch die Ringzentrumsauflösung und Vielfachstreuung im Material zwischen den RICH-Detektoren ($X/X_0 = 0.7\%$) bestimmt:

$$(\sigma_\theta)^2 = (\sigma_{Zentrum})^2 + (\frac{\sigma_{ms}}{p})^2 \qquad (6.3)$$

Im Limes hoher Impulse erhält man einen Wert von 1.2 mrad, deutlich mehr als aus der Berechnung der Zentrumsauflösung (0.75 mrad) erwartet. Für kleine Impulse ist die Vielfachstreuung dominant, deren Anteil (1.02 mrad/p) ist in Übereinstimmung mit der Erwartung. Der theoretische Verlauf ist ebenfalls in Abb. 6.2

eingezeichnet. Unter der Annahme daß alle lokalen Verschiebungen in den φ- und θ-Koordianten gleich sind, läßt sich daraus die Impulsauflösung σ_p bestimmen.

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_\varphi}{\varphi} = \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{\sigma_\theta}{\sin\theta} \tag{6.4}$$

Für hohe Impulse ergibt sich eine Auflösung σ_p/p von 5.3% statt der erwarteten 3.5%. Dies kann in eine Massenauflösung umgerechnet werden, wobei der Zusammenhang zwischen Transversalimpuls und Masse über die sog. $m_\perp$-Skalierung durchgeführt ist. Der Verlauf ist in Abb. 6.2b dargestellt, dabei enspricht die durchgezogene Linie dem gemessenen und die gestrichelte dem erwarteten Verlauf. Die Auflösung, die sich direkt aus der gemessenen Breite des ρ/ω-Mesons (siehe Kap. 7) ergibt, ist als Punkt ebenfalls mit eingezeichnet und stimmt gut mit der Extrapolation der Spurqualität σ_θ überein.

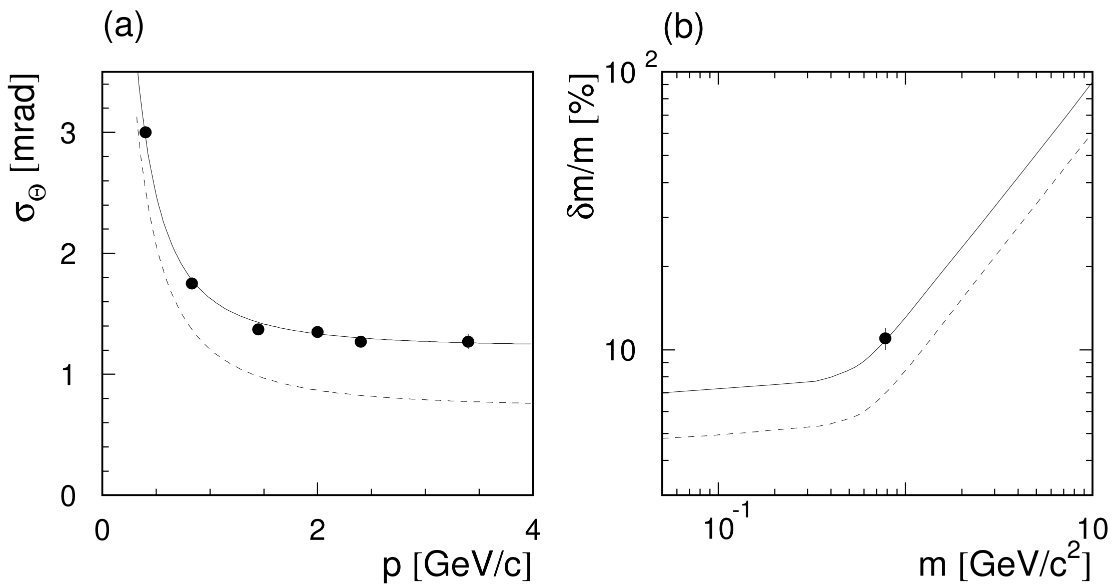

Abbildung 6.2: Ringauflösung in θ (a) und Massenauflösung (b), dabei enspricht die durchgezogene Linie dem gemessenen und die gestrichelte dem erwarteten Verlauf

Die Diskrepanz zwischen gemessener und erwarteter Auflösung wird durch eine mangelhafte Interkalibration der Detektoren verursacht. Neben einer Verkippung der Spiegelachsen (laterale Verschiebung) verursacht die Deformation der Aufhängung des RICH-1 Spiegels durch das starke Magnetfeld einen lokalen Versatz der Spuren. Die Verschiebungen folgen im wesentlichen einer $\sin(\varphi)$- bzw. $\sin(3\varphi)$-Funktion, und wurde für die hier beschriebenen Analyse durch eine analytische Korrektur fast vollständig beseitigt. Eine weiterführende Verbesserung soll in Zukunft durch eine lokale Korrekturtabelle erreicht werden. Dazu werden Pion-Spuren verwendet, wobei der gemessene nichtasymptotische Radius Aufschluß über den Impuls und damit die Sollposition in RICH-2 gibt.

6.1.4 Vertexrekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Vertexposition innerhalb des ausgedehnten Targets ist die Information der Silizium-Driftkammer notwendig, da mit den RICH-Detektoren nur Winkel gemessen werden können. Zur Rekonstruktion einzelner Treffer wird die gesamte Kammer nach gaußförmigen Signalen abgesucht. Diese spalten sich über mehrere Anoden und Zeitbins auf, die genaue Position in radialer und polarer Richtung ergibt sich aus einer Bestimmung des Schwerpunktes.

Ausgehend von der φ-Position einer Spur in den RICH-Detektoren wird für alle Treffer innerhalb eines 80 mrad Fensters die mögliche z-Position bestimmt. Abb. 6.3a zeigt die Vertexverteilung für p-Be Daten. Laterale Position sowie die Ausdehnung (30 mm) des Targets sind deutlich zu erkennen. Da die physikalisch interessanten Ereignisse immer zwei Spuren aufweisen, kann durch Bestimmung der kleinsten z-Differenz die Targetposition auf $\sigma_z = 0.3\,\mathrm{cm}$ festgelegt werden. Diese Differenz in den z-Positionen der beiden Spuren ist in Abb. 6.3b gezeigt.

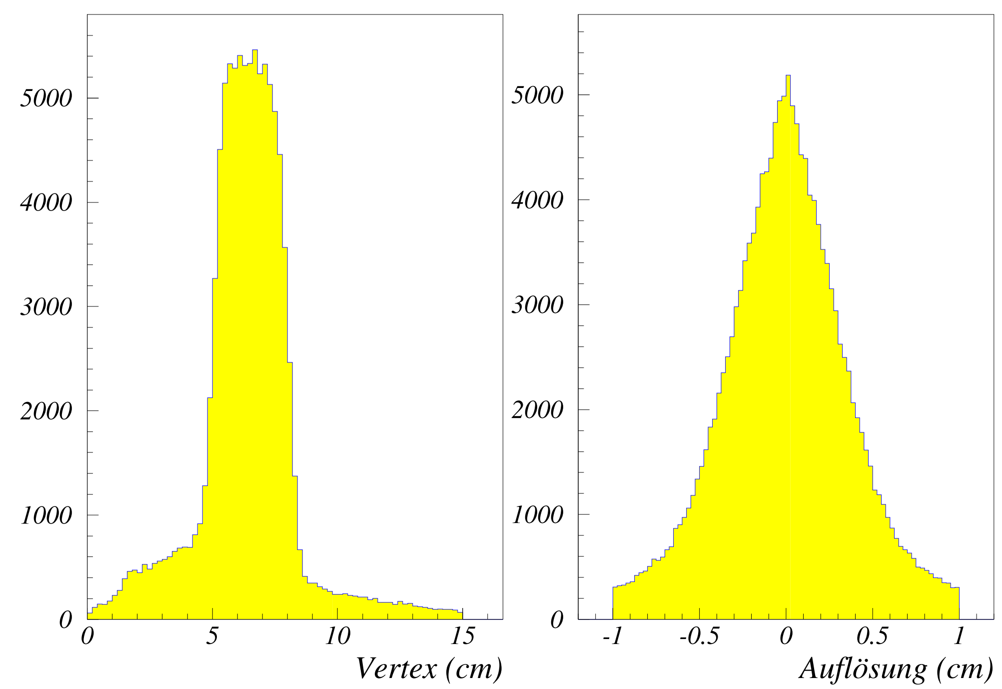

Abbildung 6.3: Vertexpositionen (a) und z-Auflösung (b)

Für jede gefundene Spur wird die Amplitude in der Silizium-Drifkammer und der Abstand zum nächstliegenden Treffer bestimmt. Diese Information kann zur Rejektion von kombinatorischem Untergrund herangezogen werden.

Kapitel 7

Paarrekonstruktion

Das Massenspektrum der e^+e^--Paare im Bereich von 0.2 bis ca. 1.5 GeV/c^2 wird von den Zerfällen der Mesonen $(\eta, \eta', \rho, \omega, \phi)$ dominiert. Die absolute Rate ist nur etwa 10^{-5}/Ereignis. Die e^+e^--Paare aus diesen Zerfällen, das Signal, haben aufgrund der hohen invarianten Masse große Öffnungswinkel und führen in RICH-1 im wesentlichen zu zwei wohl separierten Ringen, ein sog. geöffnetes Paar. Im Gegensatz dazu haben die viel häufigeren Paare aus Konversionen und π^0-Dalitzzerfällen kleine Öffnungswinkel und werden als enge Paare bezeichnet. Die Hauptschwierigkeit ist die Extraktion des seltenen Signales (und möglichen Abweichungen davon) aus dem kombinatorischen Paarspektrum, welches von engen Paaren produziert wird. Die Paarrekonstruktion muß diesen Untergrund mit $\geq 90\%$ rejizieren. Dazu wird bereits in der Kombination der Spuren zu Paaren die Signatur des Untergrundes berücksichtigt. Zusätzliche Rejektionsschnitte auf den rekonstruierten Paaren reduzieren den kombinatorischen Untergrund noch weiter. Der verbleibende kombinatorische Untergrund wird durch gleich geladene Paare (e^+e^+ und e^-e^-) gemessen und von den e^+e^--Paaren abgezogen, um das Signal zu extrahieren. Dieses Verfahren ist dadurch gerechtfertigt, daß der kombinatorische Untergrund unabhängig vom Ladungsvorzeichen ist und keine Asymmetrien in den Untergrundquellen, die ein bestimmtes Vorzeichen bevorzugen, vorhanden sind. Dabei werden kleine unsymmetrische Beiträge, wie die Produktion von Comptonelektronen oder aus K_{e3}-Zerfällen, aufgrund der niedrigen Produktionsrate vernachlässigt.

7.1 Kombination zu Paaren

Alle in den RICH-Detektoren rekonstruierten Spuren werden zur Paaranalyse verwendet. Eine Sonderklasse stellen dabei sog. V-Spuren mit einem nichtaufgelösten Doppelring in RICH-1 dar. Der erste Schritt besteht darin, diese zu erkennen. Sie werden in die weitere Kombinatorik nicht einbezogen. Als nächstes werden die

Paare mit einem Öffnungswinkel $\Theta < 65$ mrad rekonstruiert. Diese Spuren werden ebenfalls nicht weiter zur Paarrekonstruktion verwendet. Um später den kombinatorischen Untergrund bestimmen zu können, ist hier aber im Gegensatz zu den V-Spuren auch eine Kombination mit gleichem Ladungsvorzeichen erlaubt.

Alle verbleibenden Spuren werden mit allen anderen Spuren unabhängig vom Ladungsvorzeichen zu Paaren kombiniert.

7.2 Untergrundrejektion

Die meisten Paare sind an dieser Stelle der Analyse Kombinationen aus Konversionen und/oder π^0-Dalitzzerfälle, bei denen nur eine Spur erkannt wurde. Die fehlenden Spuren haben dabei einen so niedrigen Impuls, daß entweder der Ring in RICH-1 durch Vielfachstreuung nicht mehr rekonstruiert wird, oder aufgrund des $p_\perp$-Schnittes nicht einem RICH-2 Ring zugeordnet werden kann. Für p-Be beträgt das Signal-zu-Untergrundverhältnis für Massen größer als 200 MeV/c^2 und $p_\perp >$ 50 MeV/c ca. 1/10, aufgrund der höheren Multiplizität für p-Au ungefähr 1/15. Die weitere Analyse muß versuchen, diesen Wert durch geeignete Rejektionsschnitte zu verbessern. Der Beitrag dieser Spuren im Paarspektrum läßt sich durch einen $p_\perp$-Schnitt –vor allem bei kleinen– Massen deutlich reduzieren, wobei im folgenden 50 MeV/c oder 200 MeV/c gewählt wurde. Die weiteren Rejektionsschnitte lassen sich in die folgenden Klassen einteilen:

Doppelringrejektion:
Nicht getrennte Doppelringe (meist Konversionen) können aufgrund der analogen Ringsumme bzw. der Zahl der UV-Hits erkannt werden. Da gerade bei dicht populierten Ringen die UV-Hits häufig nicht getrennt werden können (Pile-Up), ist die Unterscheidung über die Ringamplitude vorzuziehen. Dazu wird die Amplitude aller Pads in einer Maske von ± 3 Pads um den nominalen Čerenkovringradius entlang des gesamten Ringumfanges addiert. Durch die exponentielle Verteilung der Hitamplituden und die Schwankung der Zahl der Hits (Poissonverteilung) variiert diese Größe erheblich. Die Effizienz für Einzelringe und die Rejektion von Doppelringen ergibt sich aus der Integration der entsprechenden Verteilungen (siehe Abb. 7.1). Bei einer sorgfältig präparierten Auswahl von Einzel- und Doppelringen wird der erwartete Faktor zwei in der mittleren Amplitude erreicht. Die Auswahl des Rejektionsschnittpunktes ergibt 90% Effizienz auf Einzelringe. Die daraus abgeleitet Unterdrückung der Doppelringe von etwa 60% ist aber sicherlich eine Obergrenze. Da vor allem Elektronen mit sehr niedrigem Impuls häufig weiter verteilte UV-Hits außerhalb dieser Ring-Maske produzieren, erreicht man in den Daten nur eine Rejektion von ca. 45% .

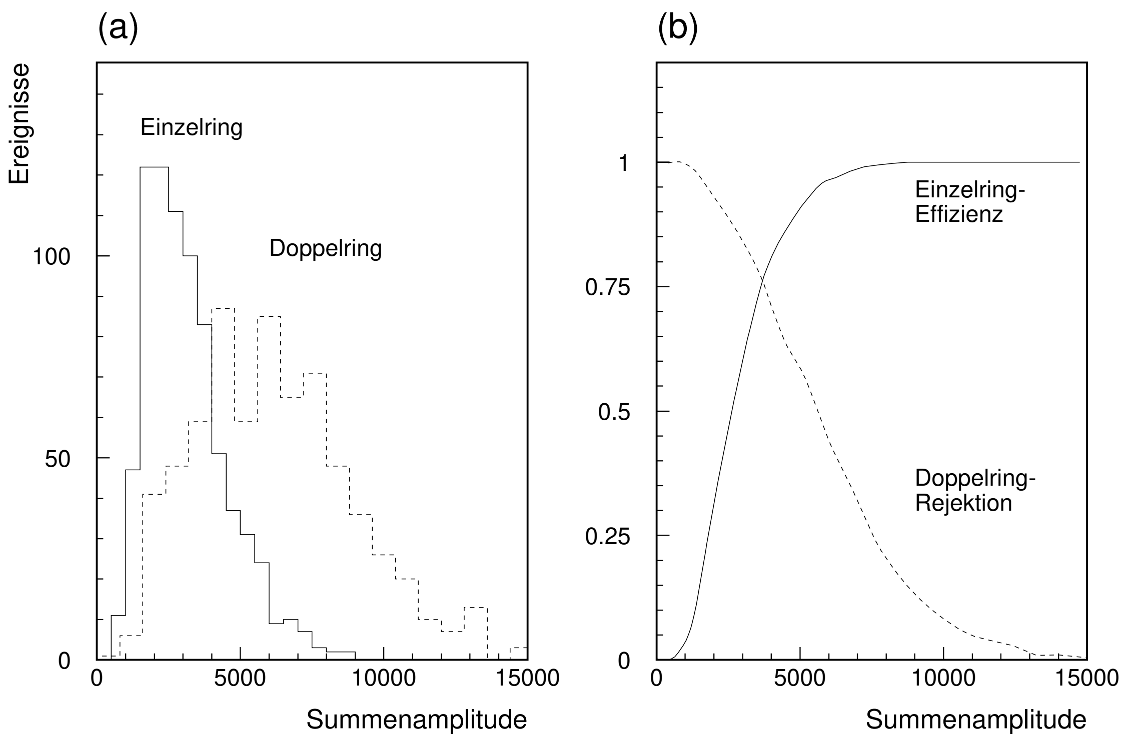

Abbildung 7.1: Amplitudensummen (a) von Einzel- und Doppelringen in RICH-1 und Rejektionseffizienz eines oberen Amplitudenschnittes (b)

Veto durch benachbarte Ringe:
Der Abstand einer Spur zum nächsten Ring, der nicht zu einer Spur gehört, ist eine weitere Möglichkeit, nicht vollständig erkannte enge Paare (meist π^0-Dalitz-Zerfälle) zu verwerfen. Dabei muß man beachten, daß gerade in der unmittelbaren Nachbarschaft die Möglichkeit, durch ausschließlich zufällige UV-Hits verursachte Ringmuster zu erkennen, sehr groß ist. Dies erkennt man an der Verteilung der Ringabstände zwischen Spuren, welche ein ausgeprägtes Maximum bei Abständen, die dem Čerenkovringdurchmesser entsprechen, zeigt (siehe Abb. 7.2). Als Vetoregion wurde ein Winkelabstand von 45 mrad, das entspricht etwas mehr als einem Čerenkov-Radius, gewählt. Ein größerer Bereich würde signifikante Verluste an Signal mit sich ziehen.

Qualitätsschnitte:
Durch Qualitätsschnitte auf verschiedene Ringparameter werden falsch erkannte Ringe verworfen. Dies dient vor allem der Elimination von Pion-Ringen, die fälschlich als Elektronen identifiziert wurden. Dazu wurde verlangt, daß der Ringradius nur maximal 5% vom Sollradius abweicht. Eine oberer Impulsschnitt ($p <$

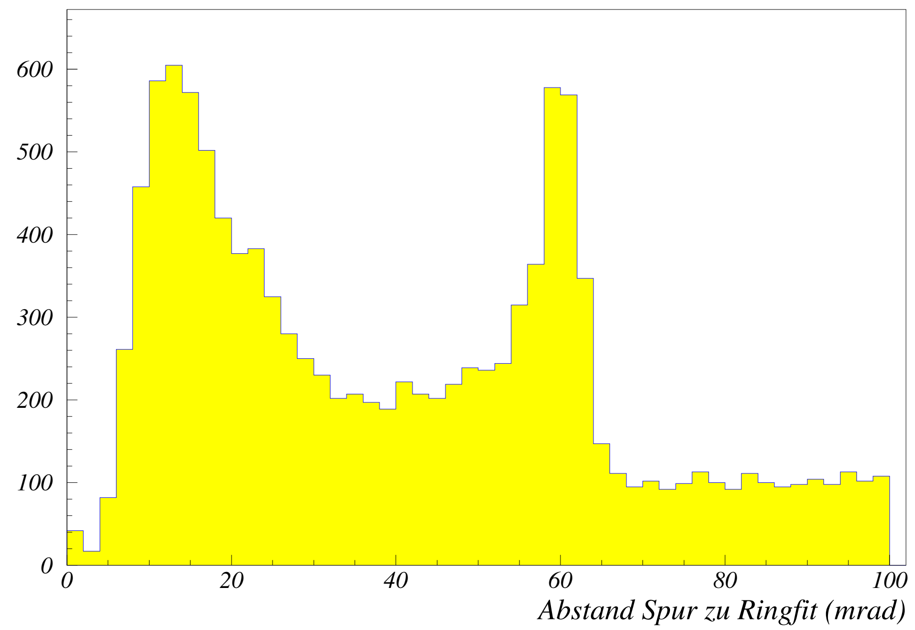

Abbildung 7.2: Öffnungswinkelverteilung zwischen einer Spur und dem nächsten benachbarten Ring

7 GeV/c^2) sorgt noch zusätzlich für eine Unterdrückung der Pionen mit nahezu asymptotischen Radius. Die Signalpaare werden durch diesen Schnitt fast nicht beeinflußt.

Vertexrekonstruktion:
Durch die Forderung der Übereinstimmung einer Spur mit einem Treffer in der Silizium-Driftkammer werden Konversionen, die erst nach der Silizium-Driftkammer stattfinden, verworfen. Dies sind etwa 30% aller Konversionen. Nicht getrennte Spuren von Elektronen und Positronen einer Konversion können über ihren Energieverlust in der Kammer erkannt werden. Für ein nichtgetrenntes Paar erwartet man eine doppelte Amplitude, die Effizienz ist etwa 80%. Abb. 7.3 zeigt die dE/dx-Verteilungen für Einzelringe und nicht aufgelöste Konversionen.

Alle Rejektionsschritte sind für die p-Be und die p-Au Datensätze identisch. Für p-Be und p-Au ergeben sich die in Tab. 7.1 und 7.2 aufgelisteten Werte. Angegeben ist die Zahl der Paare mit m $\geq$ 200 MeV/c^2 und $p_\perp \geq$ 50 MeV/c, sowie das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nach jedem der oben erwähnten Rejektionsschritte. Der statistische Fehler des Signals setzt sich, durch das Signal-zu-Untergrundverhältnis bestimmt, aus den Fehlern von $N_{++} + N_{--}$ und N_{+-} zusammen. Als Maß für die statistische Signifikanz der Messung gibt Tabelle 7.1 und 7.2 auch die effektive Zahl

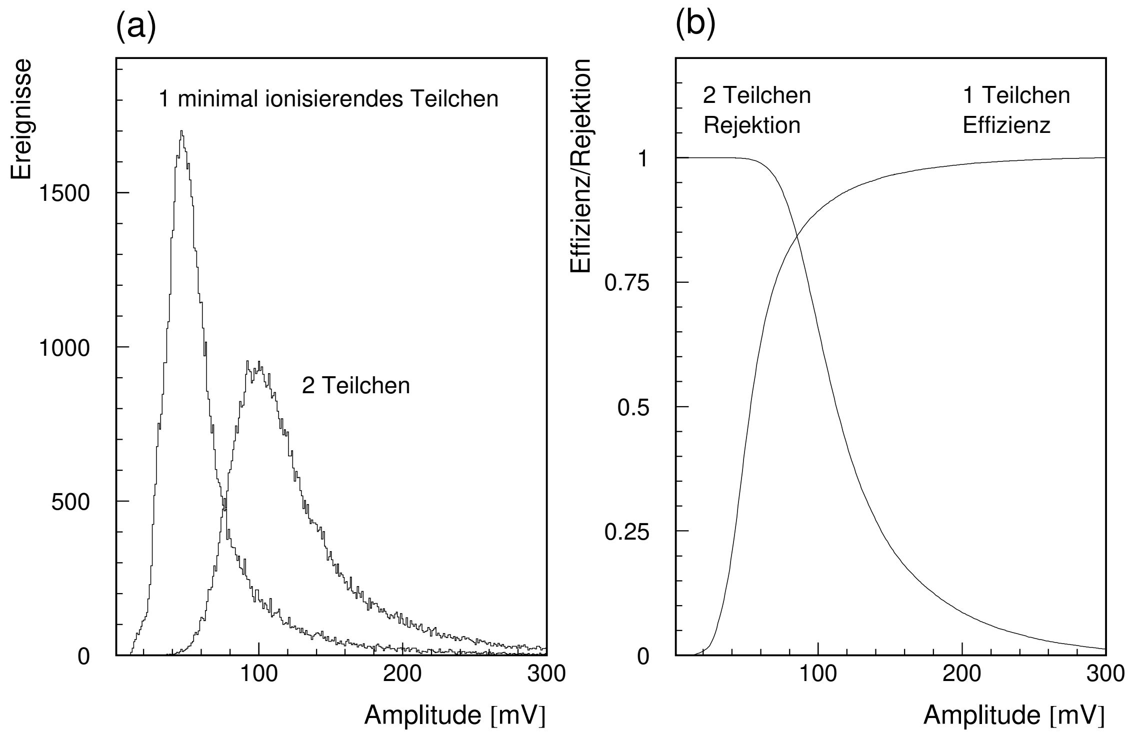

Abbildung 7.3: Unterscheidung von Einzelspuren und nicht aufgelösten Konversionen in der Silizium-Drifkammer mittels dE/dx-Signal

von Signalpaaren an. Dies ist die Zahl von Paaren, die einer Messung ohne kombinatorischem Untergrund, aber mit gleichem statistischen Fehler, entspricht. Das effektive Signal, und damit die Signifikanz der Messung, nimmt bei jedem Rejektionsschnitt zunächst bis zum Summenamplitudeschnitt kontinuierlich zu. Obwohl der Einsatz der Silizium-Driftkammer nochmals zu einer deutlichen Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses führt, sinkt das effektive Signal aufgrund der großen Effizienzverluste mit diesem Rejektionsschnitt wieder ab. Bei der Diskussion der Paarspektren im nächsten Kapitel wird daher auf den Einsatz der Silizium-Driftkammer verzichtet.

Abb. 7.5 und Abb. 7.6 zeigen die unkorrigierten Paarspektren zusammen mit den nicht subtrahierten N_{+-} und $(N_{++} + N_{--})$ Verteilungen für jeweils zwei verschiedene $p_\perp$-Schnitte von 50 MeV/c und 200 MeV/c. Die $(N_{++} + N_{--})$ Spektren zeigen die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für den höheren $p_\perp$-Schnitt vor allem für kleine Paarmassen. Allerdings reduziert dieser Schnitt auch das Signal. Die subtrahierten Spektren zeigen alle den erwarteten Verlauf. Unterhalb von 200 MeV/c^2 dominiert der steil abfallende Beitrag des π°-Dalitz-Zerfalls.

Mit steigender Masse fällt das Spektrum kontinuierlich ab, wie es für den η-Dalitz-Zerfall erwartet wird. Deutlich sichtbar ist die Struktur bei etwa 780 MeV/c²vom ρ- bzw. ω-Zerfall in e^+e^-. Daran schließt sich bei etwa 1000 MeV/c²eine Schulter an, die vom Zerfall $\phi \to e^+e^-$ herrührt, die bei der erreichten Massenauflösung nicht als eigener Peak erscheint.

	p-Be $p_\perp > 50$MeV/c			**p-Be** $p_\perp > 200$MeV/c		
	Signal	S/B	eff. Signal	Signal	S/B	eff. Signal
Eingangs-Datensatz	9223 ± 440	1/10	442	3879 ± 185	1/4	435
Rejektionsschnitte:						
Pion-Rejektion	8212 ± 353	1/6	634	3732 ± 144	1/2.3	671
Enge Nachbarringe	7688 ± 326	1/3.7	917	3407 ± 117	1/1.5	849
Summenamplitude	5760 ± 184	1/2.2	978	2508 ± 87	1/1	813
SiDC	2670 ± 96	1/1.2	762	1200 ± 50	2/1	559

Tabelle 7.1: e^+e^--Paare für $m > 0.2$ GeV/c², $p_\perp > 200$ MeV/c und $p_\perp > 50$ MeV/c in p-Be

	p-Au $p_\perp > 50$MeV/c			**p-Au** $p_\perp > 200$MeV/c		
	Signal	S/B	eff. Signal	Signal	S/B	eff. Signal
Eingangs-Datensatz	1736 ± 244	1/16.6	50	705 ± 105	1/7	45
Rejektionsschnitte:						
Pion-Rejektion	1634 ± 176	1/9	85	708 ± 79	1/4	80
Enge Nachbarringe	1567 ± 149	1/5.6	127	710 ± 64	1/2.5	120
Summenamplitude	1126 ± 100	1/4.5	113	484 ± 50	1/2	95
SiDC	450 ± 55	1/2.8	68	236 ± 27	1/1	75

Tabelle 7.2: e^+e^--Paare für $m > 0.2$ GeV/c², $p_\perp > 200$ MeV/c und $p_\perp > 50$ MeV/c in p-Au

7.3 Rekonstruktionseffizienz

Die erzielte Effizienz der Paarrekonstruktion wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation für den p-Be Datensatz bestimmt. Die Monte-Carlo-Simulation beinhaltet die komplette Simulation der Detektoren und der Trigger. Dabei sind alle bekannten Einflüsse der Pad-Auslese (Rauschen, defekte Kanäle) berücksichtigt. Für die Simulation wird die über die gesamte Strahlzeit gemittelte Verstärkung von $3.1 \cdot 10^5$ (UV-1) und $3.8 \cdot 10^5$ (UV-2) verwendet. Ebenso ist die lokale Schwankung der Detektorverstärkung über die Eichtabellen einbezogen. Alle Ereignisse durchlaufen eine Emulation der ILT- und SLT-Algorithmen.

Zur Rekonstruktion der e^+e^--Paare wird das identische Analyseprogramm benutzt. Die Bestimmung der Paarrekonstruktionseffizienz beruht derzeit auf einem relativ kleinen Satz von MC-Ereignissen. In Tabelle 7.3 werden für Daten und das Monte-Carlo die Effizienzverluste und die Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses für jeden Rejektionsschnitt verglichen. Für den Summenamplituden Schnitt wurde, weil das Monte-Carlo einen zu niedrigen Wert liefert, der Schnittpunkt entsprechend angepaßt. Die Variation in der Übereinstimmung der verschiedenen Schnitte wird als Maß für den systematischen Fehler bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz verwendet. Die Paarfindeeffizienz beträgt in den RICH-Detektoren ca. 70%, nach allen Rejektionsschnitten (ohne SiDC) noch etwa 50%. Durch die Rejektionsschnitte ist das Signal-zu-Untergrundverhältnis um etwa eine Größenordnung verbessert.

	rel. Effizienzverlust		**rel. S/B-Verbesserung**	
	gemessen	MC	gemessen	MC
Rejektionsschnitte:				
Pion-Rejektion	0.90	≈ 1	1.6	1.3
SiDC-Vertex	0.61	0.64	2.4	2.0
Enge Nachbarringe	0.92	≈ 1	1.9	1.75
Summenamplitude	0.83	0.81	1.5	2.0
SiDC-Hitamplitude	0.88	0.76	1.7	1.8

Tabelle 7.3: Vergleich der Rejektionsschnitte im p-Be Datensatz für $m > 0.2$ GeV/c^2 und $p_\perp > 0.2$ GeV/c

Die Massenabhängigkeit der Paarfindeeffizienz zeigt Abb. 7.4. Der leichte Abfall bei kleinen Massen wird hauptsächlich durch den Schnitt auf die Ringsumme in

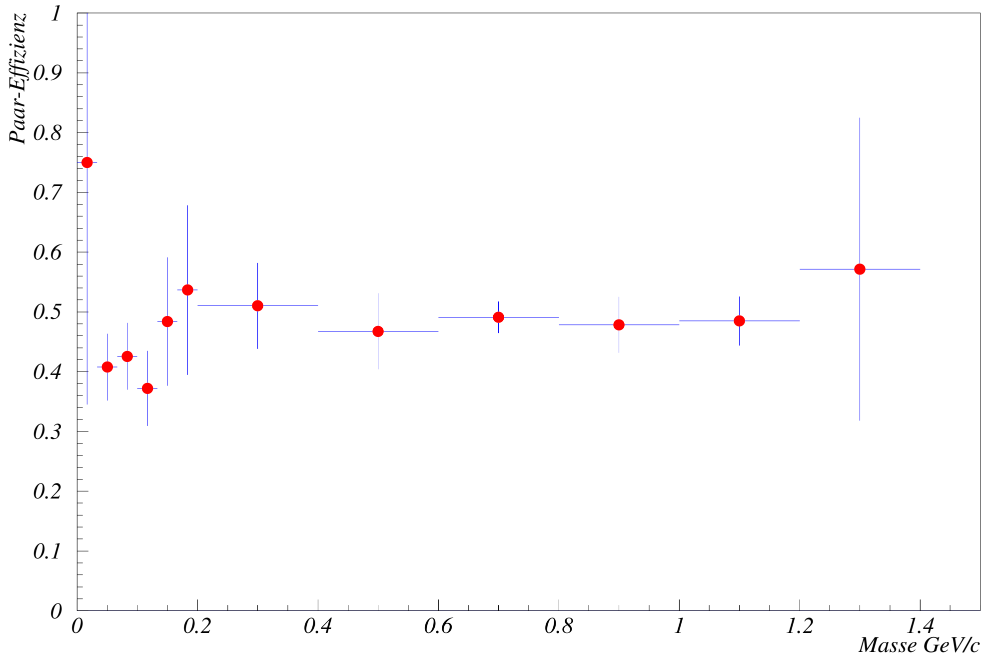

Abbildung 7.4: Rekonstruktionseffizienz als Funktion der Paar-Masse

RICH-1 verursacht. In diesem Bereich sind die Paare häufig aus sich überlappenden Ringen gebildet, und somit wird ein Teil der Ringsumme des anderen Ringes mitgemessen.

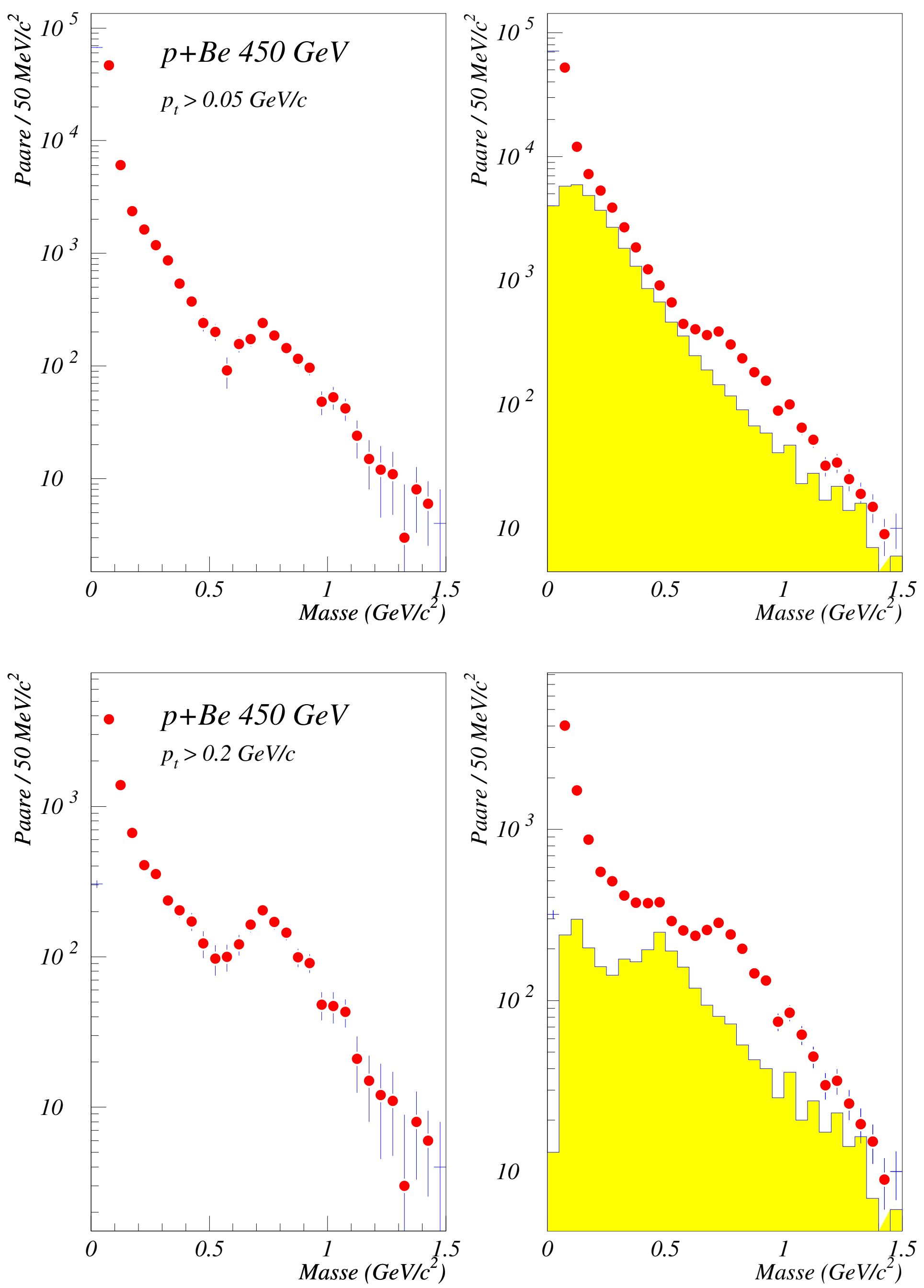

Abbildung 7.5: p-Be Rohdaten-Spektren für $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c und 200 MeV/c. Auf der linken Seite sind die subtrahierten Spektren, rechts die N_{+-}-Paare (Punkte) und die $(N_{++} + N_{--})$-Paare (Histogramm)

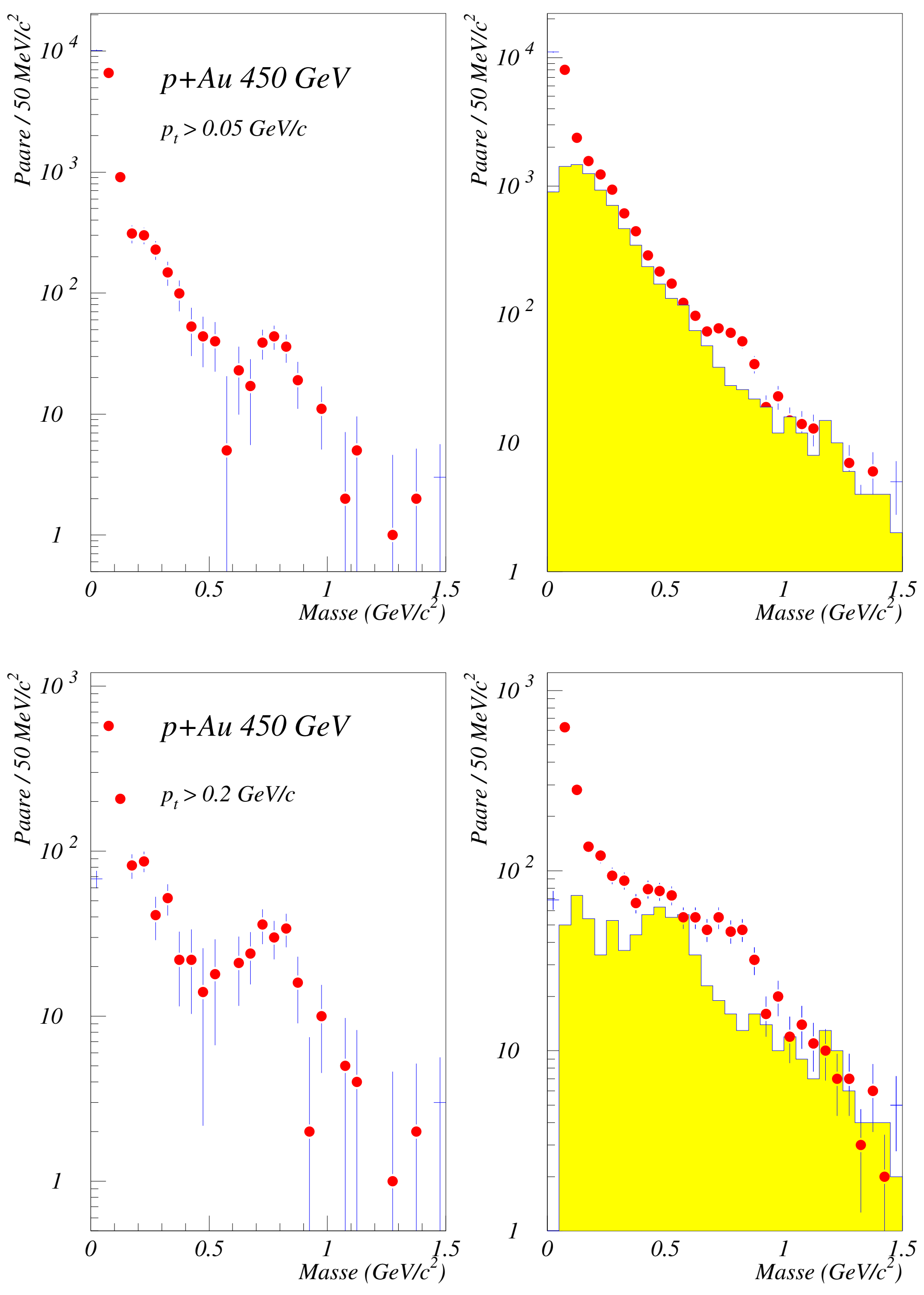

Abbildung 7.6: p-Au Rohdaten-Spektren für $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c und 200 MeV/c. Auf der linken Seite sind die subtrahierten Spektren, rechts die N_{+-}-Paare (Punkte) und die $(N_{++} + N_{--})$-Paare (Histogramm)

p_t > 0.05 GeV/c

p+Au 450 GeV

Kapitel 8

Ergebnisse und Diskussion

Zur Interpretation der gemessenen e^+e^--Paar-Spektren werden diese mit den bekannten Quellen verglichen. Der Hauptbeitrag im Massenbereich des CERES-Experimentes sind die Zerfälle von π°, η, η', ρ, ω und ϕ-Mesonen. Der Zerfall $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$ ist im inklusiven Spektrum in einem eingeschränkten Massenbereich ($400\,\mathrm{MeV/c^2} < \mathrm{m} < 650\,\mathrm{MeV/c^2}$) der dominante Beitrag und kann deshalb im inklusiven Spektrum näher untersucht werden.

8.1 Hadronische Quellen

Um die gemessenen Spektren (Abb. 7.5 und 7.6) mit den hadronischen Quellen vergleichen zu können, wurde ein Monte-Carlo-Generator [24] entwickelt, der den derzeitigen Kenntnisstand der verschiedenen Zerfälle beinhaltet. Die wesentlichen Beiträge werden im folgenden kurz vorgestellt, eine genaue Beschreibung findet sich in [24]. Zur vollständigen Beschreibung benötigt man die absoluten Wirkungsquerschnitte der Mesonen, Rapiditäts- und $p_\perp$-Verteilung , sowie die Verzweigungsverhältnisse aller Prozesse mit einem e^+e^--Paar im Endzustand. Der Generator beruht soweit wie möglich auf experimentellen Daten. Die verläßlichsten Werte der absoluten Wirkungsquerschnitte (für π^0, η, ρ, ω-Mesonen) sind in pp-Kollisionen bisher von der NA27-Kollaboration [20] bestimmt worden und werden in Tab. 8.1 aufgeführt. Dazu ist noch der absolute Wirkungsquerschnitt, normiert zu dem der π^0-Mesonen, angegeben. In der letzten Spalte findet sich der Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ bei zentraler Rapidität, normiert auf die π^0-Mesonen. Das Verhältnis des relativen Wirkungsquerschnittes $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ und des totalen Wirkungsquerschnittes skaliert in guter Näherung mit der Teilchenmasse, d.h. für schwerere Mesonen ist die Produktion bei zentraler Rapidität größer. Dies erlaubt, mangels Daten, eine Extrapolation für die relativen Wirkungsquerschnitte der η' und ϕ-Mesonen.

	σ_{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 ± 3	0.96	0.95
π^0	$127.2 \pm 1.5 \pm 3.2$	1	1
$\eta(549)$	9.8 ± 0.6	0.077	0.092
$\rho(770)$	12.6 ± 0.6	0.099	0.15
$\omega(783)$	12.8 ± 0.8	0.101	0.15
$\eta'(958)$	5 ± 1.5	0.039	0.062
$\phi(1020)$	0.62 ± 0.06	0.0049	0.008

Tabelle 8.1: Relative Wirkungsquerschnitte leichter Mesonen in pp-Kollisionen.

Für pp-Kollisionen kann bei zentraler Rapidität eine Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes in $p_\perp$ und Rapidität angenommen werden. Die Rapiditäts- und $p_\perp$-Verteilungen der Pionen sind in pp-Kollisionen in vielen ISR-Experimenten [41] gemessen worden. Die Abweichung der $p_\perp$-Verteilung für Proton-Kern-Kollisionen (der sog. Cronin-Effekt [42]) ist mit einer Korrekturfunktion berücksichtigt. Die Rapiditätsverteilung ist gaußförmig um die zentrale Rapidität y_{cm}=0. Die $p_\perp$-Verteilung der anderen Mesonen erfolgt nach einer phänomenologischen Parametrisierung von gemessenen Verteilungen von Bourquin und Gaillard [43]:

$$f(p_\perp; A) = \left(\frac{m_\perp(p_\perp;\pi^0)+2}{m_\perp(p_\perp;A)+2}\right)^{12.3} f(p_\perp;\pi^0) \tag{8.1}$$

Diese beschreibt die meisten Mesonen ausreichend gut.

Die derzeit im Generator berücksichtigten Zerfallskanäle sind in Tab. 8.2 angegeben. Für alle Dalitz-Zerfälle sind die entsprechenden elektromagnetischen Übergangs-Formfaktoren wichtig. Es ist üblich, den Formfaktor in der sogenannten Pol-Approximierung zu parametrisieren:

$$F_{AB}(q^2) = (1 - q^2 b_{AB})^{-1} \tag{8.2}$$

Für kleine Massen folgt:

$$F_{AB}(q^2)\vert_{q^2\simeq 0} = 1 + q^2 b_{AB} \tag{8.3}$$

weswegen b_{AB} auch als Steigung des Formfaktors bezeichnet wird. In Tabelle 8.2 sind die gemessenen und im Vector-Dominance-Modell (VDM) berechneten Steigungen für die einzelnen Dalitzzerfälle aufgelistet [21].

Insgesamt ergibt sich ein Massenspektrum der Mesonzerfälle wie in Abb. 8.1 dargestellt. Dieses Spektrum zeigt die Verteilung der invarianten Masse aller Paare der oben erwähnten Zerfälle, die in der Spektrometerakzeptanz von $\triangle\eta = 0.55$ nachgewiesen werden können. In diesem Spektrum sind die gemessenen Formfaktoren verwendet.

Alle generierten e^+e^--Paare werden mit der gemessenen Impulsauflösung (siehe Abb. 6.2) gefaltet, so daß das Generatorspektrum und die Messungen die gleiche Massenauflösung haben und direkt verglichen werden können. Die Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz wird als Korrektur in das Generatorspektrum eingerechnet. Um dem Einfluß des Öffnungswinkelschnittes im Trigger (SLT) Rechnung zu tragen, erhalten sowohl die generierten Paare, als auch die Daten einen Schnitt von $\Theta \geq 35\,\mathrm{mrad}$.

Zerfall	**Verzweigungsverhältnis**	b_{exp} **(GeV^{-2})**	b_{VDM} **(GeV^{-2})**
$\eta \to e^+e^-\gamma$	$(5.0 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$	1.9 ± 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 ± 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 ± 0.4	1.5
$\eta' \to \pi^0\, e^+e^-$	$< 1.3\%$		
$\eta' \to \eta\, e^+e^-$	$< 1.1\%$		

Tabelle 8.2: 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 $b = (\mathrm{d}F/\mathrm{d}q^2)|_{q^2 \simeq 0}$.

8.2 Vergleich des Generators mit Daten

Ein solider Vergleich der Paarspektren aus Mesonzerfällen mit den gemessenen Verteilungen ist nur mit einer Absolutnormierung der Daten möglich. Dies erlaubt nicht nur, die spektrale Form zu untersuchen, sondern gibt auch eine Aussage über die absolute Produktionsrate an e^+e^--Paaren. Im folgenden wird der p-Be-Datensatz näher untersucht.

Die einzelnen Beiträge für eine Absolutnormierung sind größtenteils in den vorherigen Kapiteln angegeben worden. Neben der Triggeranreicherung (ca. 175) und der Rekonstruktionseffizienz (ca. 50%) trägt noch die mittlere Multiplizität der Kollision bei. Diese ist für p-Be etwa 3.5 geladene Teilchen pro Rapiditätseinheit. Es wurden insgesamt $10.8 \cdot 10^6$ p-Be-Ereignisse analysiert. Mit diesen Werte läßt sich das generierte Spektrum zu dem gemessenen skalieren.

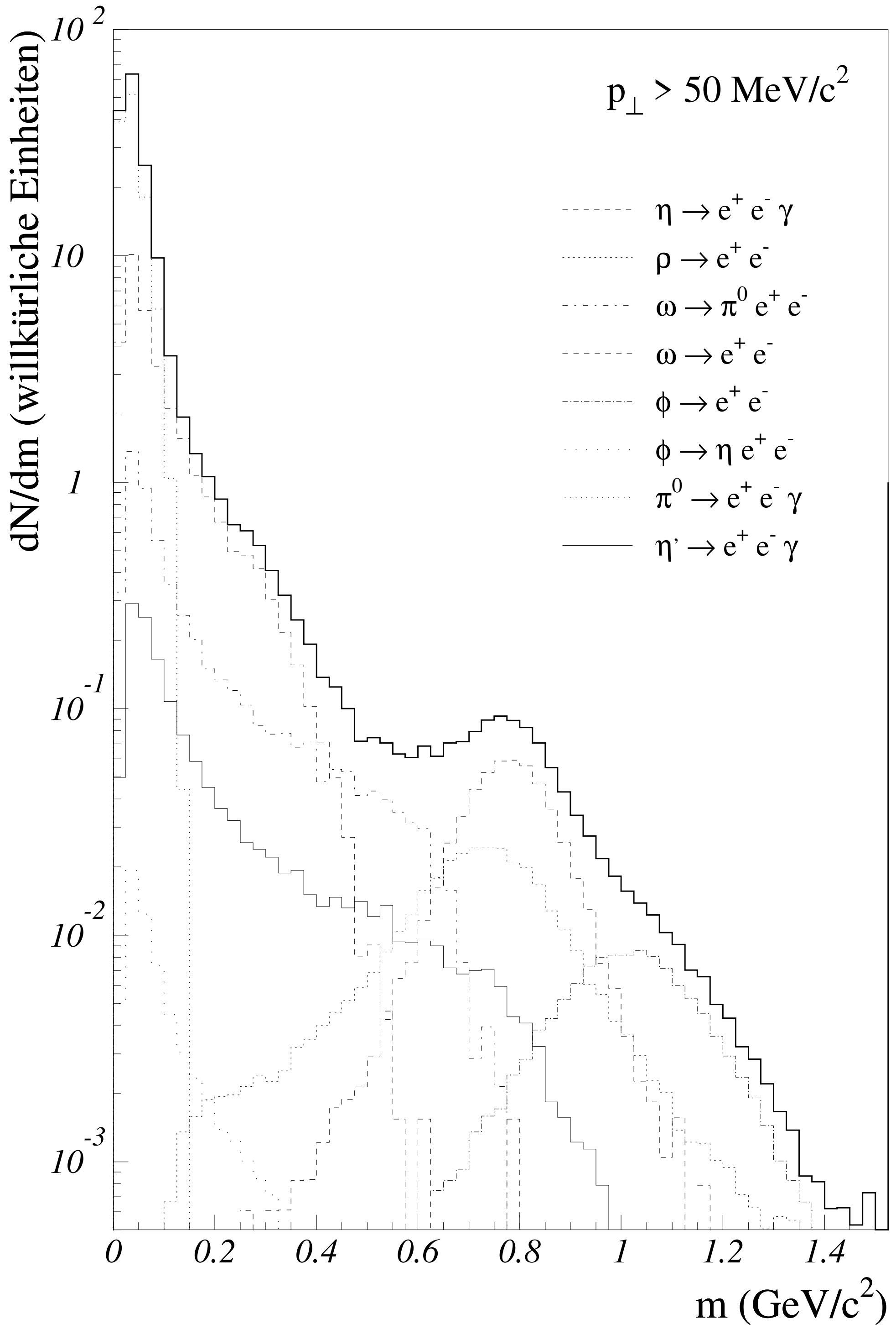

Abbildung 8.1: e^+e^--Paarspektrum des Monte-Carlo-Generators nach Faltung mit der Massenauflösung und Massenabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz. In diesem Spektrum sind die gemessenen Formfaktoren verwendet.

Die gemessenen Massenspektren sind zusammen mit dem Generatorspektrum in Abb. 8.2 und 8.3 gezeigt. Das Fehlerband des Generators gibt den Unsicherheitsbereich in der Absolutvorhersage an. Die systematischen Fehler in dieser Normierung werden von den Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten und Verzweigungsverhältnissen (bis zu 30%) dominiert. Die anderen Unsicherheiten stammen im wesentlichen aus der Triggeranreicherung und der Rekonstruktionseffizienz. Die Triggeranreicherung ist durch vielfältige Monte-Carlo-Studien recht gut bekannt. Allerdings ist dieser Wert mit äußeren Parametern (wie z.B. der Detektorverstärkung) korreliert. Die im Experiment beobachtete Variation des Reduktionsfaktors läßt sich dadurch erklären. Die Änderung der Triggeranreicherung bei verschiedenen Verstärkungen ist durch Monte-Carlo-Simulationen abgeschätzt. Aus der Verteilung des Reduktionsfaktors über die komplette Meßperiode läßt sich die Unsicherheit in diesem Wert (10%) abschätzen. Die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz erfolgt ebenfalls aus Monte-Carlo-Simulationen. Die Güte der Simulation kann aus der Sensitivität bei einer leichten Variation der Rejektions-Parameter abgeschätzt werden. Diese sollte in den Daten und in der Simulation gleich sein. Der statistische Fehler der Monte-Carlo-Ereignisse trägt ebenfalls noch bei. Insgesamt wurde der Fehler in der Rekonstruktionseffizienz mit 15% abgeschätzt. Man erhält eine Gesamtunsicherheit, unter Berücksichtigung der Fehler in der Multiplizitätsmessung und Akzeptanz, von etwa 40%. Im Rahmen dieser Fehler stimmt das gemessene Spektrum gut mit der Vorhersage aus den Mesonzerfällen überein. Abb. 8.2 und Abb. 8.3 zeigen die Massenspektren für zwei verschiedene $p_\perp$-Schnitte von $p_\perp >$ 50 MeV/c und $p_\perp >$ 200 MeV/c. Im Generator sind hier die Formfaktoren aus der VDM-Vorhersage verwendet. Alle Punkte werden durch den Generator gut wiedergegeben mit Ausnahme des Bereiches an der Stelle des ω-Mesons. Die Abweichung an dieser Stelle ist im jetzigen Stadium der Analyse unverstanden. Eine mögliche Erklärung wäre die Interferenz zwischen dem ρ- und ω-Meson, die im Generator nicht berücksichtigt ist. Die Daten von HELIOS/NA34-1 [18] deuten auf eine destruktive Interferenz hin, der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω-Mesonen wäre erniedrigt. Insgesamt wurde von HELIOS/NA34-1 eine Verringerung des totalen Wirkungsquerschnittes um etwa 15% bestimmt, so daß dies allein nicht ausreicht, die beobachtete Abweichung zu erklären.

Für das oben gezeigte Generatorspektrum sind die Formfaktoren aus der VDM-Vorhersage [21] verwendet worden. Durch Vergleich der Form des gemessenen Massenspektrums mit Spektren, die mit verschiedenen Ansätzen für den Formfaktor generiert wurden, ist eine Aussage insbesondere über den ω-Dalitz-Formfaktor möglich, für den die Messung der LEPTON-G-Kollaboration stark abweicht. Dies ist, wie aus Abb. 8.4 hervorgeht, im inklusiven e^+e^--Paarspektrum deutlich zu sehen. Dieser Massenbereich hat auch nach allen Rejektionsschritten ein schlechteres Signal-zu-Untergrundverhältnis als andere Massenbereiche, da dort das kombinatorische Paarspektrum sein Maximum hat. Andererseits ist der ω-Dalitzzerfall die stärkste Quelle in diesem Bereich, so daß ein direkter Vergleich der beiden Formfak-

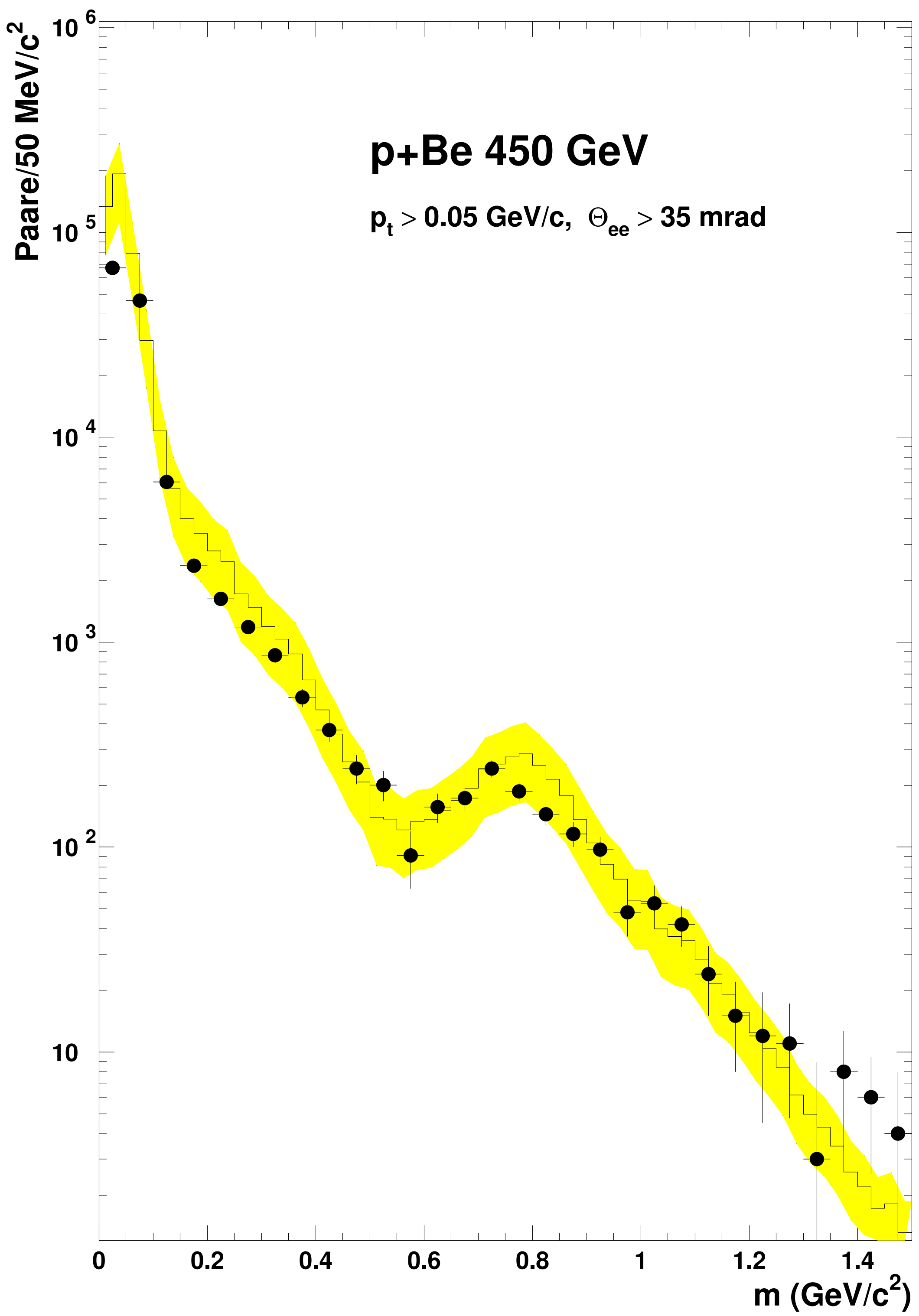

Abbildung 8.2: Vorläufiges inklusives e^+e^--Massenspektrum in 450 GeV/c p-Be-Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Für diesen Generator wurde der Formfaktor nach der VDM-Vorhersage verwendet. Die Daten enthalten einen $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c sowie einen Öffnungswinkelschnitt von 35 mrad.

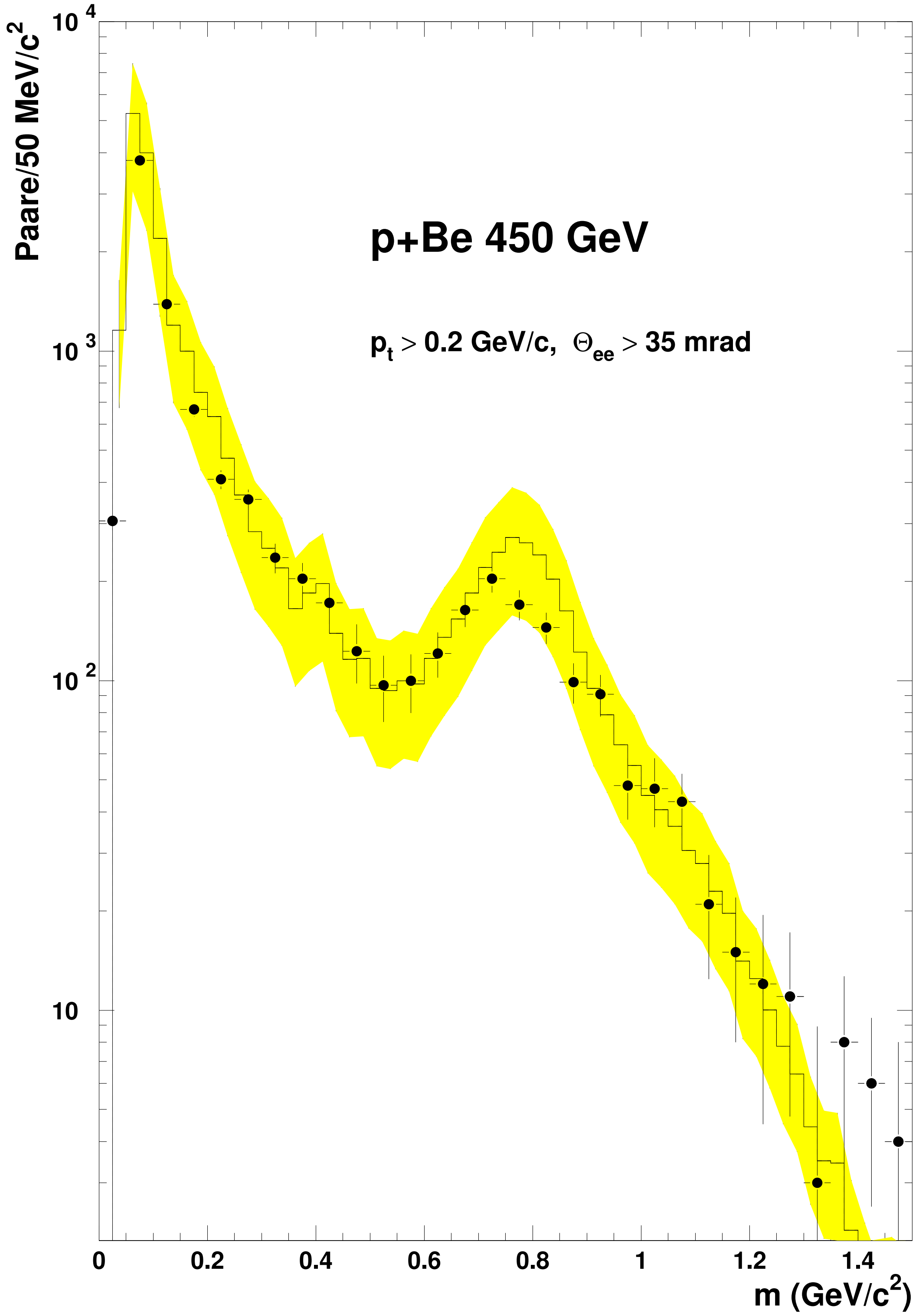

Abbildung 8.3: Vorläufiges inklusives e^+e^--Massenspektrum in 450 GeV/c p-Be-Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Für diesen Generator wurde der Formfaktor nach der VDM-Vorhersage verwendet. Die Daten enthalten einen $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c sowie einen Öffnungswinkelschnitt von 35 mrad.

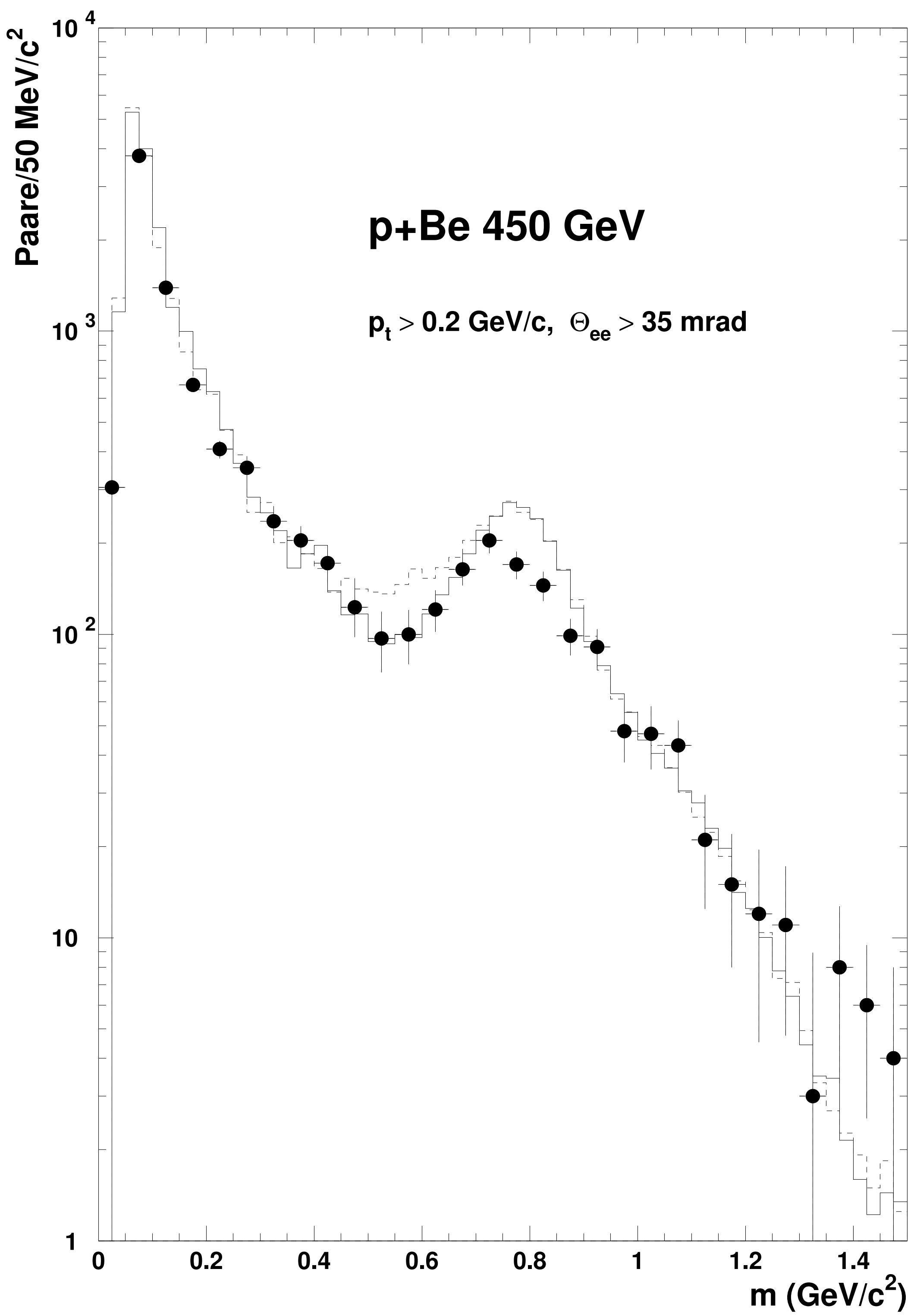

Abbildung 8.4: Die Generatorspektren enthalten für den ω-Dalitz Formfaktor die Messung der LEPTON-G-Kollaboration (gestrichelt) und die VDM-Vorhersage (durchgezogene Linie). Die Daten sind mit einen $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c.

toren durchaus möglich ist. Um die statistische Sensitivität zu erhöhen, wird das Massenspektrum mit $p_\perp > 200\,\mathrm{MeV/c}$ verwendet. Die beiden Generator-Spektren sind in Abb. 8.5 nochmals in einem eingeschränkten Massenbereich dargestellt. Die Daten sind besser mit VDM verträglich. Im Rahmen der Summe aller systematischen Fehler ist allerdings keine Entscheidung zwischen beiden Modellen möglich.

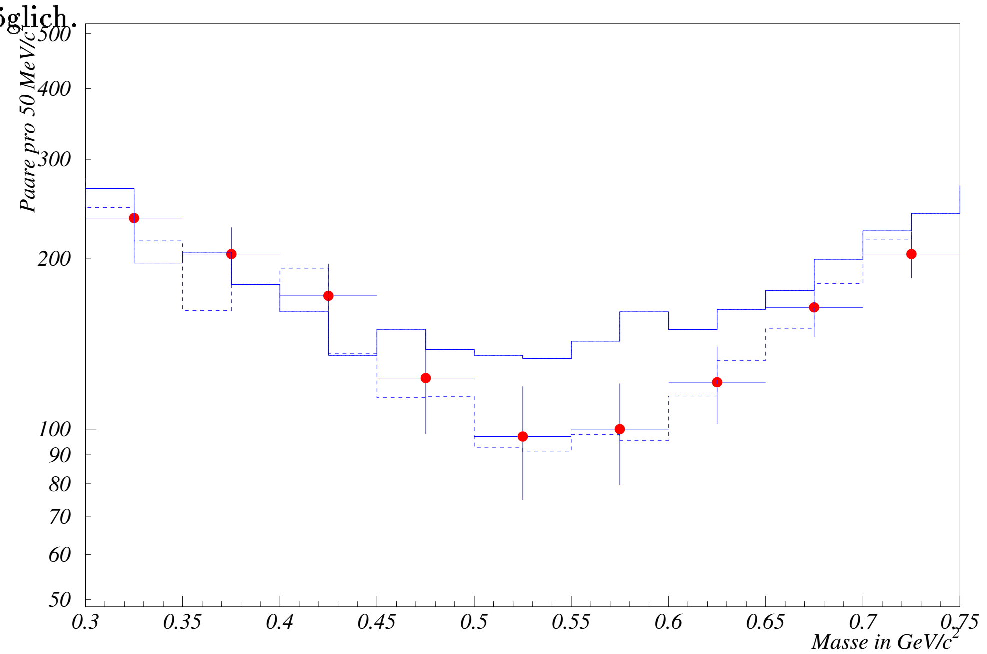

Abbildung 8.5: e^+e^--Massenspektrum in p-Be-Kollisionen mit einem $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c, sowie Generatorspektren nach den VDM-Vorhersagen (gestrichelte Linie) und den gemessenen Formfaktoren der LEPTON-G-Kollaboration (durchgezogene Linie) für den ω-Dalitz-Zerfall

Für die p-Au-Kollisionen kann die Absolutnormierung und damit der Vergleich mit bekannten Quellen auf die gleiche Weise erfolgen. Die p-Au-Daten haben die Tendenz, etwas unterhalb der hadronischen Quellen zu liegen; dies dürfte auf verbleibende kleine Unsicherheiten in der Absolutnormierung zurückzuführen sein. Alle Monte-Carlo-Simulationen sind bisher nur für p-Be-Kollisionen durchgeführt worden, so daß bei einer Übertragung auf p-Au leichte Unterschiede erwartet werden.

Durch eine Relativnormierung der p-Au-Spektren auf die p-Be-Daten können sämtliche Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten beseitigt werden. Die Unsicherheit aufgrund möglicherweise leicht verschiedener Rekonstruktionseffizienzen bleibt zwar bestehen, der verbleibende Fehler ist dennoch viel kleiner als in einer Absolutnormierung. Dazu werden beide Datensätze auf die jeweilige Zahl der Ereignisse und die unterschiedliche Triggeranreicherung normiert. Das Verhältnis

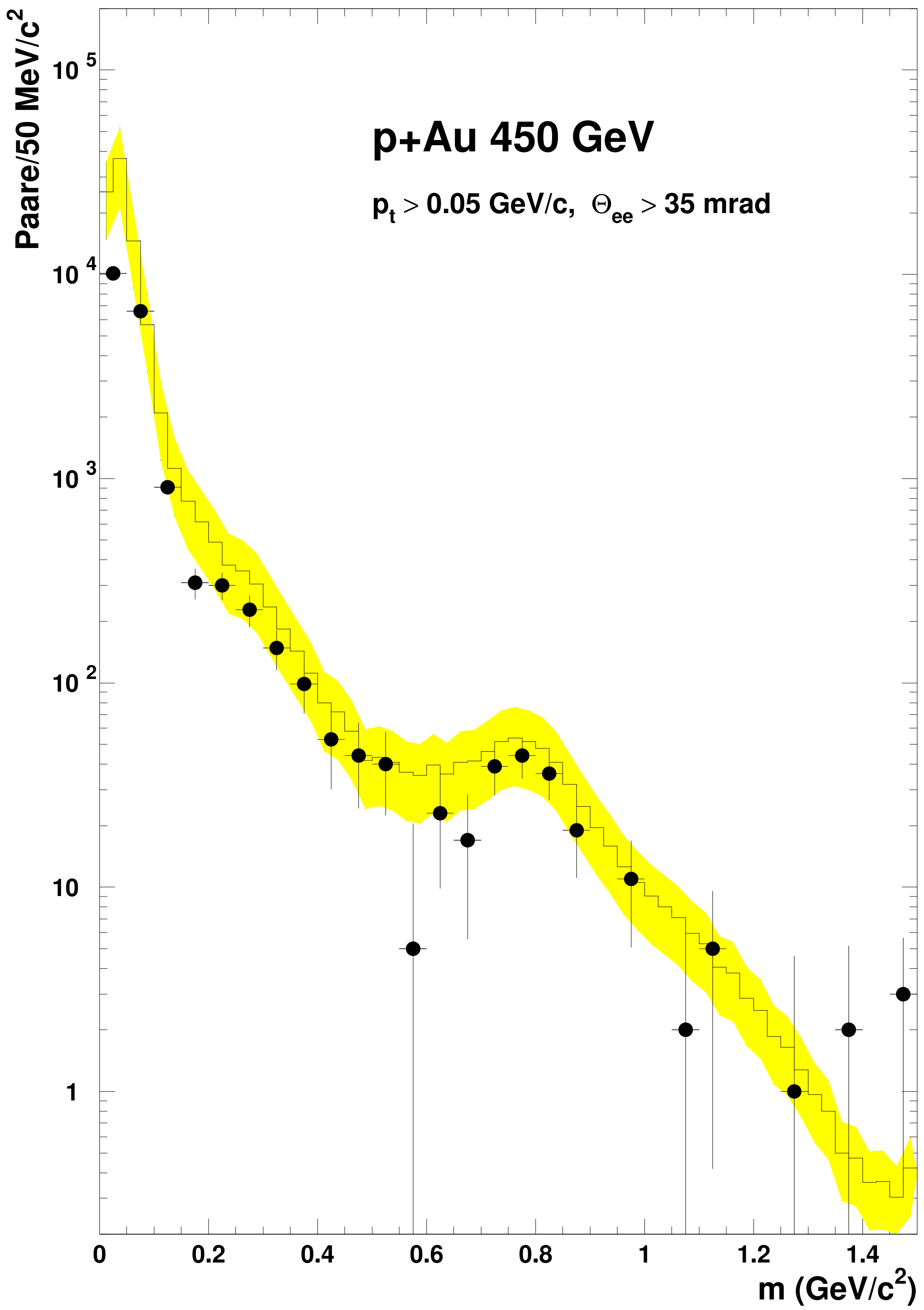

Abbildung 8.6: Vorläufiges inklusives e^+e^--Massenspektrum in 450 GeV/c p-Au-Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Für diesen Generator wurde der Formfaktor nach der VDM-Vorhersage verwendet. Die Daten enthalten einen $p_\perp$-Schnitt von 50 MeV/c sowie einen Öffnungswinkelschnitt von 35 mrad.

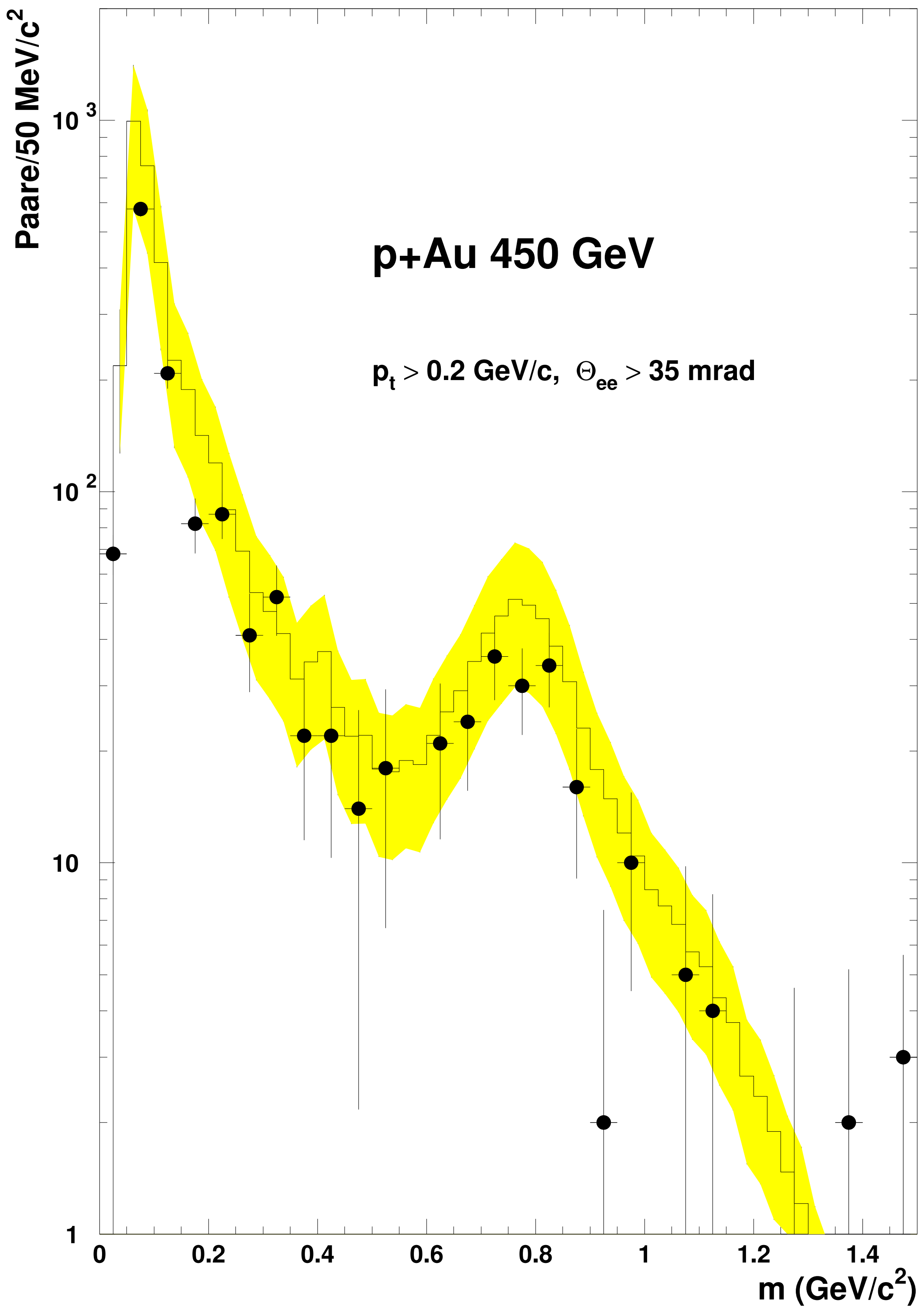

Abbildung 8.7: Vorläufiges inklusives e^+e^--Massenspektrum in 450 GeV/c p-Au-Kollisionen im Vergleich mit hadronischen Quellen. Das Generatorspektrum enthält den ω-Dalitz Formfaktor nach der VDM-Vorhersage. Die Daten enthalten einen $p_\perp$-Schnitt von 200 MeV/c sowie einen Öffnungswinkelschnitt von 35 mrad.

beider so normierten Spektren (siehe Abb. 8.8) ist über den gesamten Massenbereich konstant. Bei einer reinen Skalierung mit der Multiplizität erwartet man einen Unterschied von etwa einem Faktor 2. Beobachtet wird ein 10% niedrigerer Wert, dies ist vermutlich auf die nicht identischen Effizienzen im Trigger und in der Paarrekonstruktion zurückzuführen. Der p-Au-Datensatz kann – trotz deutlich geringerer Statistik – im wesentlichen ebenfalls durch bekannte hadronische Quellen erklärt werden, eine Abweichung vom Skalenverhalten mit der assozierten hadronischen Multiplizität wird nicht beobachtet.

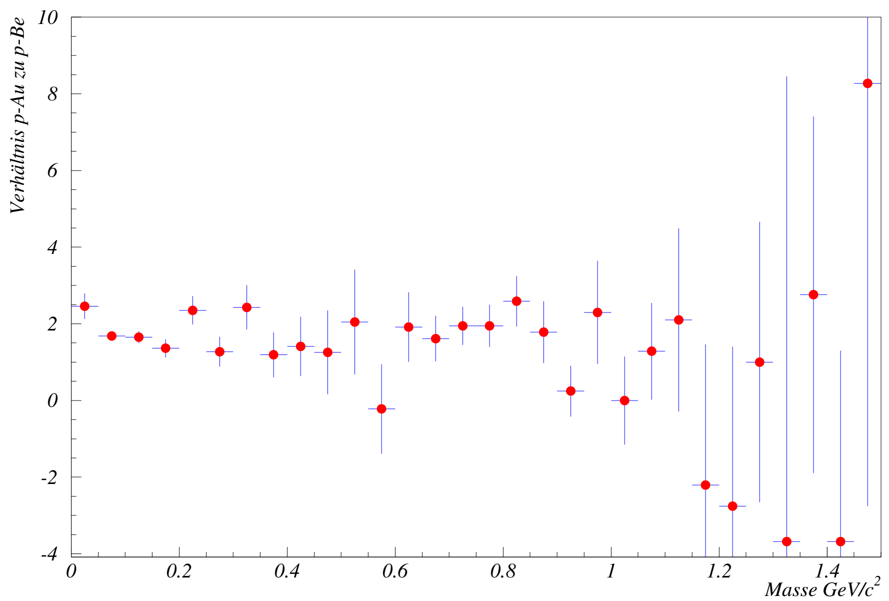

Abbildung 8.8: Verhältnis der p-Au-Daten zu p-Be. Beide Datensätze sind auf die Zahl der Ereignisse, den Reduktionsfaktor im Trigger und FLT-Bias normiert.

8.3 Ausblick

Die in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse stellen den momentanen Stand der Analyse dar. Die Auswertung der inklusiven e^+e^--Paare ist noch nicht vollständig abgeschlossen, insbesondere kann durch weitere Analyse der systematische Fehler gesenkt werden. Die Triggeranreicherung könnte aus den ungetriggerten Daten, in Verbindung mit Monte-Carlo-Studien, noch genauer bestimmt werden. Die ebenfalls eingehende Verteilung der geladenen Multiplizität in p-Be und p-Au wird z.Zt. in einer anderen Arbeit untersucht. Die eigentliche Paaranalyse ist mit einer Rekonstruktionseffizienz von ca. 70% (vor allen Schnitten) wohl kaum mehr zu verbessern, wohingegen die Verbesserung des Signal-zu-Untergrundverhältnisses in den einzelnen Rejektionsschnitten die statistische Signifikanz der Ergebnisse weiter erhöhen könnte.

Die Unsicherheiten in den Beiträgen zum hadronischen Generator werden sich durch die Analyse der inklusiven $\gamma\gamma$-Daten von TAPS und der koinzidenten $e^+e^-\gamma$-Daten deutlich verbessern, so daß schließlich eine Fehlergrenze von $\lesssim 10\%$ zu erreichen sein sollte. Mit diesen deutlich kleineren Fehlern wird dann eine Aussage über Abweichungen vom Beitrag der hadronischen Quellen möglich sein, wie sie z.B. vom Beitrag der hadronischen Bremsstrahlung erwartet wird. Ebenso wird eine genauere Bestimmung des Formfaktors im ω-Dalitz-Zerfall erwartet.

Literaturverzeichnis

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

[12] J. Antos et al., Z. Phys. C 59 (1993) 547

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

[24] Th. Ullrich, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1994)

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

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

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

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

[29] G. Lutz et al., Nucl. Instr. Meth. A263 (1988) 163

[30] E. Nygård, Nucl. Instr. Meth. A301 (1991) 506

[31] G. Lutz, private Mitteilung

[32] P. Fischer, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1988)

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

[34] K. H. Noffz, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1991)

[35] W. Koenig, private Mitteilung

[36] R. Baur, W. Kühn, Proposal for an invariant mass trigger for TAPS, unveröffentlicht.

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

[38] A. Pfeiffer, CERES note 87 (1992)

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

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

[41] B. Alper et al., Nucl. Phys. B100 (1975) 237

[42] D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D19 (1979) 764

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

Die CERES Kollaboration

Von 1988 bis Juni 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 Institure 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