

Interner Bericht  
DESY F35-85-02  
November 1985

Teilchenverhältnisse und Protonkorrelationen  
in Positron-Elektron Annihilationsereignissen

von

Hansjörg Lothar Krasemann

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	21. FEB 1986	
Leihfrist: Loan period:	7	days

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Interner Bericht  
DESY F35-85-02  
November 1985

Teilchenverhältnisse und Protonkorrelationen  
in Positron-Elektron Annihilationsereignissen

von

Hansjörg Lothar Krasemann

Der Inhalt entspricht der

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Universität Hamburg

Hamburg  
1985

# I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

1	Einleitung	1			
2	Das Experiment	7			
2.1	Der Speicherring PETRA	7			
2.2	Der Detektor TASSO	8			
2.2.1	Innendetektor	11			
2.2.2	Hadronarme	12		6.2.1	Hadronarmen des TASSO-Detektors
2.2.2.1	Hadronarmdriftkammern	12			Übersicht
2.2.2.2	Cerenkovzähler	13		6.2.2	Protonidentifikation mit den
2.2.2.2.1	Brechungsindizes	14			Hadronarmflugzeitählern
2.2.2.2.2	Lichtsammlungs-system	15		6.2.3	Protonidentifikation mit den
2.2.2.3	Hadronarmflugzeitähler	16			Cerenkovzählern
2.2.2.4	Hadronarmschauerzähler	16		6.2.4	Protonidentifikation mit den Flugzeit-
2.2.2.5	Myonkammern	17			zählern und Cerenkovzählern kombiniert
3	Gewinnung der Daten	19		6.2.5	Merkmale der selektierten Protonen
3.1	Trigger	19		6.3	Ereignisse mit zwei Protonen/Antiprotonen
3.2	Datennahme	20		6.3.1	Untergrundbestimmung der Protonpaare
3.3	Rekonstruktion der Ereignisse	20		6.3.2	Fehlidentifikation in den Flugzeitählern
3.4	Auswahl der multihadronischen Ereignisse	21		6.3.3	Fehlidentifikation in den Cerenkovzählern
3.4.1	Konkurrierende Ereignisse	22		6.3.4	Fehlidentifikation im Überlappungsbereich
3.4.2	Merkmale multihadronischer Ereignisse	23			der Flugzeit- und Cerenkovanalyse
3.4.3	Kriterien multihadronischer Ereignisse	23		6.3.5	Zuordnung zu Jets
4	Bestimmung der Teilchenverhältnisse	25		6.3.6	Ergebnisse
4.1	Bestimmung der Teilchenverhältnisse	27		7	Zusammenfassung
4.1.1	Bestimmung der Teilchenverhältnisse	27			
4.1.2	Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit	32		A.1	Eigenschaften der inneren Flugzeitähler
4.2	Bestimmung der Teilchenverhältnisse	33			Prinzip der Zeitmessung
4.2.1	Auswahl der identifizierbaren Hadronen	33		A.1.1	Kalibration
4.2.2	Bestimmung des Untergrundes	42		A.1.2	Überprüfung der Zeitauflösung
4.2.3	Bestimmung der Teilchenverhältnisse	44		A.1.3	Breite der Zeitauflösung
4.2.4	Systematische Fehler	48		A.1.3.1	Breite der Zeitauflösung
4.3	Zusammenstellung der Einzelergebnisse	48		A.1.3.2	Mullipunkt der Zeitauflösung
5	Die inklusiven Wirkungsquerschnitte	50		A.1.4	Systematische Fehlerquellen der Zeitmessung
5.1	Der totale multihadronische	50		A.1.5	Akzeptanzen für Pionen, Kaonen
5.2	Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für	51			und Protonen/Antiprotonen
5.3	Multiplizität der geladenen Hadronen	54		A.2	Ansprechvermögen der Cerenkovzähler
5.4	Die skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte	56			Selektion von Myonen der
6	Proton-Antiproton-Paarproduktion	58		A.2.1	kosmischen Höhenstrahlung
6.1	Übersicht	58		A.2.2	Photovervielfacherstatistik
6.2	Protonidentifikation mit dem			A.2.3	Eichung der Photovervielfacherröhren
				A.2.4	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit
					und Schwellenkurven
				A.2.5	Lichtausbeute der Cerenkovzähler
				A.2.6	Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen
					in multihadronischen Ereignissen
				A.3	Die langzeitliche Entwicklung der
					Lichtausbeute des Aerogelzählers
				A.3.1	Faktoren der Lichtausbeute
				A.3.2	Versuche zur Verbesserung
					der Lichtausbeute
				A.4	Verwendete Datenmengen
					Literaturverzeichnis
					Danksagung
					Lebenslauf

1 Einführung

Die Experimente an den Elektron-Positron-Speicherringen haben in den letzten zehn Jahren entscheidend zum Verständnis der kleinsten Bausteine der Materie und ihren Wechselwirkungen beigetragen. In diesen Speicherringen werden Bündel von Elektronen und Positronen auf hohe Energien beschleunigt und laufen gegensinnig um. Sie werden durch ein System von Magneten auf der Sollbahn gehalten und fokussiert. An den Kreuzungspunkten treffen dabei auf einem Querschnitt von  $0,05 \text{ mm}^2$  bis zu 500 Mrd. Elektronen und Positronen aufeinander ( je 2 Bündel a 6 mA ). Trotzdem müssen sich die Teilchenbündel sehr häufig treffen, bevor meßbare Streuungen von Elektronen und Positronen oder sogar Anihilationen stattfinden. Bei der Vernichtungsreaktion verschwinden Elektronen und Positronen, und ihre Gesamtenergie steht zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung.

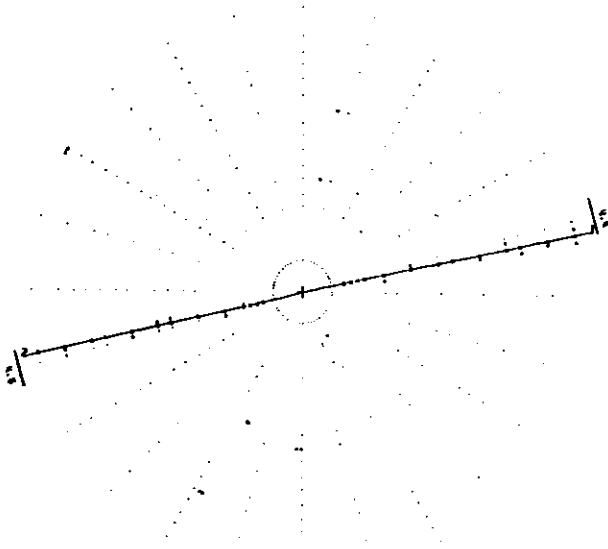


Abb. 1.1 Ereignis der Myonpaarerzeugung. Dargestellt in der Ebene senkrecht zum Strahl sind die Treffer in den zylindrischen Kammern und Szintillationszählern des TASSO-Detektors sowie die zwei angepaßten Spuren.

Als typische Reaktionsprodukte beobachtet man sowohl Leptonpaare (Abb.1.1) als auch Bündel von Hadronen, die eng kollimiert sind und daher Jets genannt werden (Abb.1.2). Im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) und des Quark-Parton-Modells (QPM) macht man sich von der Reaktion folgendes Bild:

Die einlaufenden Elektronen und Positronen annihilieren zu einem virtuellen Photon. Dieser in seinen Quantenzahlen genau bestimmte Zustand geht wieder in ein Teilchen-Antiteilchenpaar über, das ein Leptonpaar oder ein Quark-Antiquark-Paar sein kann. Die Leptonen sind häufig im Detektor als zwei einzelne antikollineare Spuren zu erkennen, (vgl. Abb.1.1) während die Quarks nicht direkt beobachtbar sind. Wenn die Quarks auseinanderfliegen wird die "starke Wechselwirkung" zwischen ihnen so groß, daß neue Quark-Antiquarkpaare aus dem Vakuum erzeugt werden. Im weiteren rekombinieren die Quarks zu den beobachteten Jets von Hadronen (Abb.1.2). Dieser Prozeß wird im allgemeinen als Fragmentation der Quarks bezeichnet.

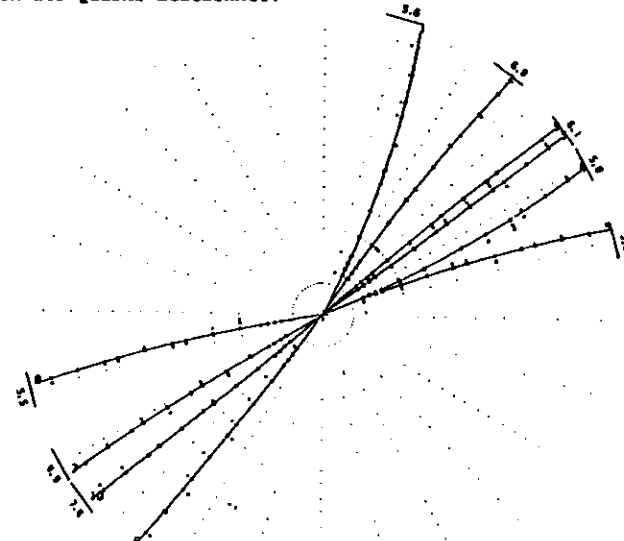


Abb. 1.2 Multihadronisches Anihilationsereignis. In der Ebene senkrecht zum Strahl sind deutlich zwei Jets von geladenen Hadronen zu beobachten.

Die Kopplung der Leptonen und Quarks an das virtuelle Photon und damit die Reaktionshäufigkeit läßt sich mit Hilfe der QED und Quantenchromodynamik (QCD) berechnen. Üblicherweise wird das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Hadronproduktion über Myon-Paarproduktion angegeben:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3,9 \quad \text{für } u, d, s, c, b \text{-Quarks unter Berücksichtigung der Gluonabstrahlung.}$$

Bei den Experimenten am PETRA Speicherring wurde ein R von  $3,98 \pm 0,10$  gemessen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung. Die Winkelverteilung der Jets folgt einem  $(1+\cos^2\theta)$ -Gesetz, wie es auch für Myonpaare gilt, und gibt damit einen Hinweis auf den Spin 1/2 der ursprünglichen Quarks.

Ein prägnantes Bild dieser Reaktion geben Feynman-Graphen,

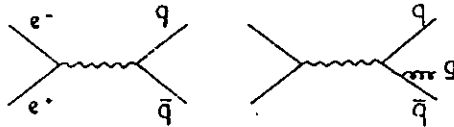


Abb. 1.3 Feynman-Graphen der Elektron-Positron Annihilation und Erzeugung von Quark und Antiquark und im rechten Bild mit der Abstrahlung eines Gluons.

Der zweite Graph enthält als zusätzliches Teilchen ein Gluon. Von der QCD wird die Abstrahlung von harten Gluonen, den Trägern der starken Wechselwirkung, entsprechend der Abstrahlung von Photonen im elektromagnetischen Fall erwartet. Erfolgt diese Abstrahlung unter einem genügend großem Winkel und mit hinreichend hoher Energie, erwartet man Ereignisse mit drei Jets von Hadronen. Dies wurde erstmals von Experimenten bei PETRA beobachtet (Ref.1,2,3,4). Ein typisches Ereignis mit drei Jets zeigt Abbildung 1.4. Der Jet mit der kleinsten beobachteten Energie ist in diesen Ereignissen in etwa der Hälfte aller Fälle durch das Gluon induziert. Eine Analyse der Winkelverteilung zwischen diesem und den beiden übrigen Jets bestätigt den Spin 1 des Gluons.

In den obigen Feynman-Graphen ist der Prozeß nur bis zu den primären Quarks und Gluonen dargestellt, wie er sich auch mit Hilfe der QCD berechnen läßt. Bei der Bildung der sekundären Quark-Antiquarkpaare und ihrer Rekombination zu Hadronen stößt man auf prinzipielle Schwierigkeiten.

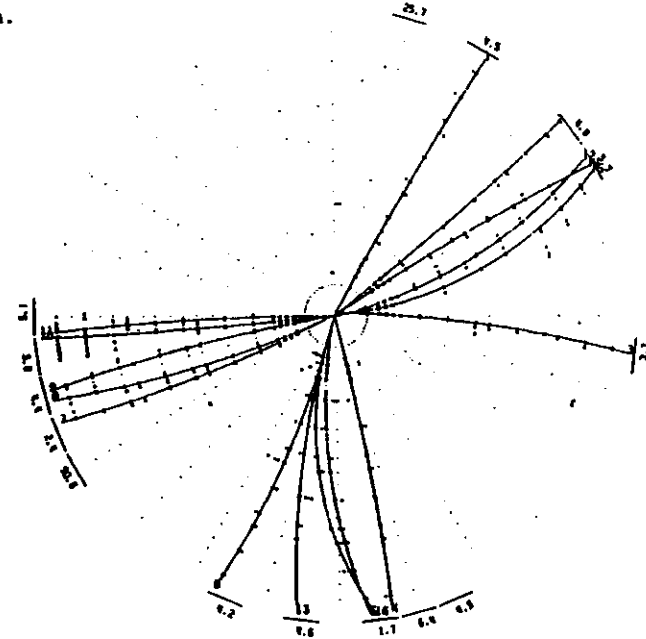


Abb. 1.4 Multihadronisches Annihilationsereignis mit drei sichtbaren Jets von geladenen Hadronen.

Die QCD läßt sich als Störungsrechnung nur solange erfolgreich einsetzen, wie die Kopplung ( $\alpha_s$ ) klein gegen eins oder zumindest kleiner als eins ist. Dies ist bei großen Energien ( großen  $Q^2$ , kleinen Abständen ) auch der Fall. Energiereiche Gluonen sind störungstheoretisch erfaßbar; dagegen kann die Erzeugung sekundärer Quark-Antiquarkpaare und ihre Rekombination zu Hadronen zur Zeit nicht auf diese Weise behandelt werden. Im Bild der Feynman-Diagramme würden die letzteren Prozesse eine Vielzahl von Gluonlinien, inneren Schleifen und anderen nahezu beliebig komplizierten Mustern erfordern. Hierbei wären, wegen der Größe der

Kopplungskonstante, kompliziertere Muster genauso wahrscheinlich wie einfache.

Um trotzdem von den beobachteten Hadronen auf die primären Vorgänge schließen zu können, sind mehrere Modelle oder Parametrisierungen zur Fragmentation entwickelt worden.

Die ersten Vorstellungen stammen von Field und Feynman (Ref.5). Sie nehmen an, daß jedes der primären Quarks (Antiquarks) ein Quark-Antiquarkpaar aus dem Vakuum erzeugt, mit einem der sekundären Partonen ein Meson bildet und sich mit dem verbleibenden Quark der Prozeß wiederholt, bis alle Energie des primären Quarks verbraucht ist. Dieses Modell ist mehrfach erweitert worden (Ref.6,7) und wird jetzt im allgemeinen als "unabhängige Jetfragmentation" bezeichnet.

Ein physikalisch besser motiviertes, aber in vieler Hinsicht ähnliches Modell wurde von einer Gruppe an der Universität Lund entwickelt (Ref.8). In diesem Modell erfolgt die Fragmentation entlang des Farbfeldes der starken Wechselwirkung, das sich zwischen den primären Quarks als farbigen Objekten bildet. Das Gluon stellt dann eine transversale Anregung dieses Farbstranges dar (Vgl.Fig.1.5).

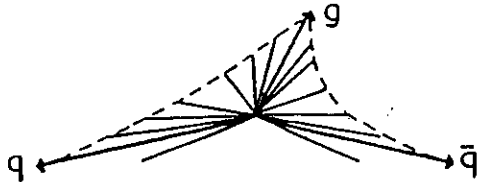


Abb. 1.5 Schematische Darstellung der Hadronerzeugung entlang von Farbsträngen (Colour String) nach dem Lundmodell. Die gestrichelte Linie soll den Farbstrang, die anderen Linien die Hadronen darstellen. Die Pfeile deuten die Richtungen der primären Partonen an.

Beide Modelle sind überaus erfolgreich. Mit ihrer Hilfe lassen sich nahezu alle beobachteten Größen in ihrem qualitativen und quantitativen Verlauf beschreiben.

Einen anderen Weg beschreiten die sogenannten "QCD-Cluster" Modelle (Ref.9). Hier strahlen die primären Quarks entsprechend der QCD-Störungsrechnung mehrfach Gluonen ab, die ihrerseits weitere Gluonen

abstrahlen oder in Quark-Antiquark-Paare konvertieren und auf diese Art Parton-Schauer produzieren. In den letzten Schritten werden aus den Partonen farblose Cluster (Coloursingulets) geformt, aus denen dann die Hadronen gebildet werden. Ein wichtiger Parameter dieser Modelle ist die Energie der Cluster bei der die Parton-Schauerrechnung abgebrochen wird.

Es besteht die Hoffnung, durch eine genaue Untersuchung der Meson- und auch Baryonerzeugung in der Elektron-Positron-Annihilation den Gültigkeitsbereich dieser Modelle zu erweitern und dadurch die starke Wechselwirkung tiefer zu verstehen. Insbesondere die Baryonformation ist von Interesse, da die Beschreibung der Dynamik von drei Quarks mehr Einsicht erfordert als für Mesonen nötig ist.

Diese Arbeit behandelt in ihrem zentralen Teil, Kapitel sechs, die Untersuchung von Ereignissen mit zwei Protonen.

Zunächst werden im zweiten Kapitel das Experiment, der Speicherring PETRA und der Detektor TASSO im nötigen Umfang beschrieben. In Kapitel drei wird die Datennahme bis zur Auswahl der Ereignisse erläutert. Die Kenntnis der Teilchenverhältnisse, wie sie dem Kapitel vier zu entnehmen sind, ist eine wichtige Voraussetzung zur sicheren Selektion von Protonen. Die multihadronischen Wirkungsquerschnitte werden in Kapitel fünf vorgestellt.

In den Anhängen werden die Zeitauflösung der Flugzeitähler im TASSO-Zentraldetektor, die Ansprechwahrscheinlichkeiten in den Cerenkovzählern sowie die langzeitliche Entwicklung der Lichtausbeute in den Aerogelcerenkovzählern behandelt. Im letzten Teil der Anhänge sind die in den vorliegenden Analysen benutzten Datenmengen zusammengestellt.

## 2 Das Experiment

### 2.1 Der Speicherring PETRA

Im Juli 1978 wurde der Elektron-Positron-Speicherring PETRA in Betrieb genommen (Ref.10). Elektronen und Positronen laufen gegensinnig im gleichen Vakuumrohr ( $p \sim 10^{-8}$  bar). Der Gesamtumfang des Ringes beträgt 2,3 km. Er ist unterteilt in acht Bögen ( $r \sim 250$  m), vier kurze (65m) und vier lange (108m) gerade Stücke. In den langen geraden Stücken sind Hochfrequenzresonatoren zur Beschleunigung der Teilchen eingebaut, in den kurzen Geraden kommen die Teilchen zur Kollision und erlauben vier Experimenten gleichzeitige Datennahme (CELLO/PLUTO, JADE, MARK-J, TASSO).

Die Messung eines bestimmten Prozesses, zum Beispiel multihadronischen Ereignissen mit harter Gluonbremsstrahlung, ist nur möglich, wenn die Schwerpunktsenergie hoch genug ist. Ferner ist auch eine genügende Anzahl von Ereignissen erforderlich, um zu statistisch gesicherten Aussagen kommen zu können. Die Ereignisrate  $N$  und die Luminosität  $L$  sind über den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  verknüpft.

$$N = \sigma \cdot L$$

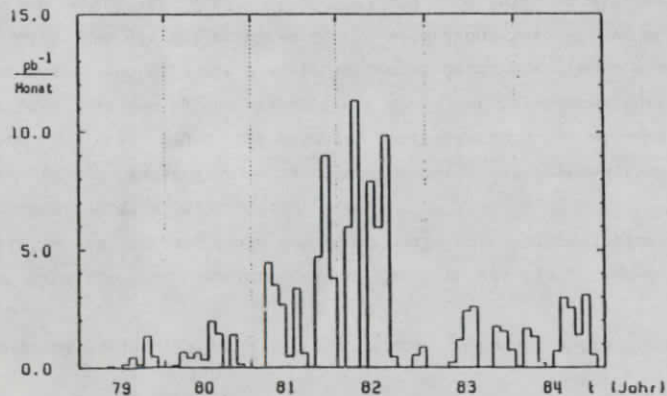


Abb. 2.1 Die mit dem TASSO-Detektor aufgezeichnete integrierte Luminosität pro Monat für die Jahre 1979 bis 1984.

Bei einem typischen Wirkungsquerschnitt von 30 pbarn für multihadronische Ereignisse mit harter Gluonbremsstrahlung benötigt man eine integrierte Luminosität von  $33 \text{ pbarn}^{-1}$ , um tausend Ereignisse zu erhalten. Dazu ist im allgemeinen eine Luminosität von  $5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für ein Jahr Meßzeit erforderlich. Abbildung 2.1 zeigt die vom TASSO Experiment gemessene integrierte Luminosität pro Tag für den Zeitraum von 1979 bis 1984. Im März 1981 wurde mit dem Einbau von Quadrupolen dicht an den Wechselwirkungszonen eine stärkere Fokussierung (Mini-Beta-Schema) und damit eine höhere Luminosität erreicht. Es konnte eine maximale Luminosität von  $1,7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  gemessen werden.

Die integrierte Luminosität der vorliegenden Analyse beträgt  $77 \text{ pb}^{-1}$  für Daten bei 34 GeV Schwerpunktsenergie. Dem entsprechen 22000 Ereignisse, die zwischen Januar 1980 und Herbst 1982 genommen wurden. Für die einzelnen Komponenten der Analyse sind zum Teil unterschiedliche Datenmengen benutzt worden. Eine genaue Aufstellung findet sich im Anhang A.4 in Tabelle A.4.1

### 2.2 Der Detektor TASSO

Der TASSO-Detektor (Ref.11) ist in der südöstlichen Wechselwirkungszone von PETRA installiert. Er soll die bei der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung auftretenden Endzustände möglichst genau erfassen. Er ist in Abbildung 2.2 in einem Schnitt quer zur Strahlachse und in einer Draufsicht dargestellt. Abbildung 2.3 zeigt das Koordinatensystem, in dem der Detektor beschrieben wird.

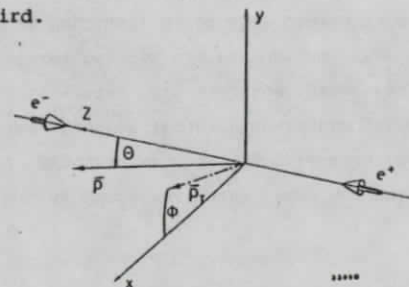
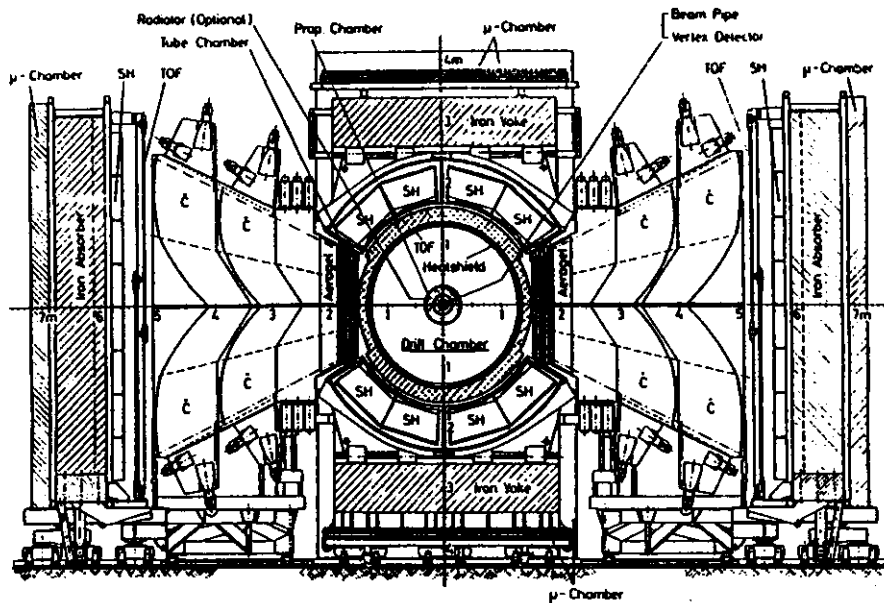


Abb. 2.3 Das Koordinatensystem, in dem der TASSO-Detektor beschrieben wird. Der Speicherring liegt in der x-z-Ebene





TASSO

34863

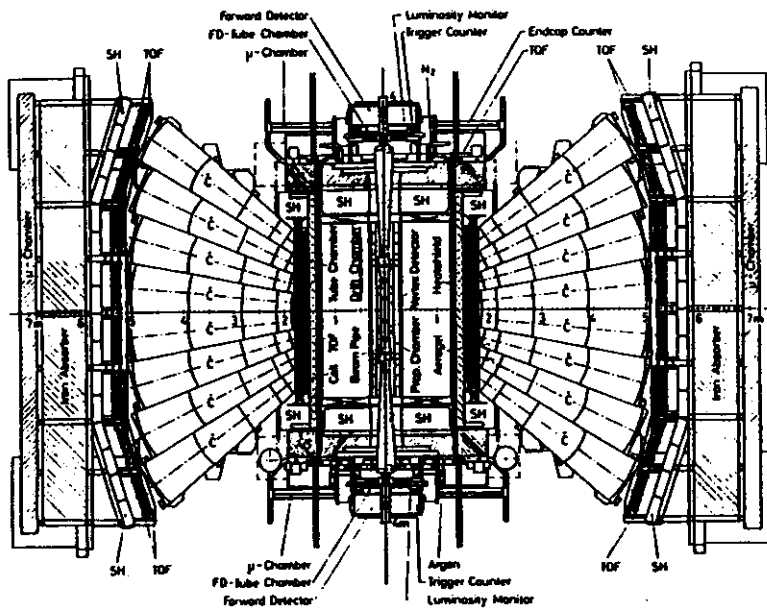
Eine normalleitende Solenoidspule erzeugt ein zu den Strahlen paralleles, nahezu homogenes Magnetfeld von 0,5 Tesla. Darin befinden sich, konzentrisch angeordnet, Driftkammern zur Spurerkennung und Szintillationszähler zur Flugzeitmessung. Sie bedecken etwa 87% des gesamten Raumwinkels ( $0,87 \cdot 4\pi$  sr).

Außerhalb dieses Innendetektors sind verschiedene Komponenten zur Teilchenerkennung sowie unter kleinen Polarwinkeln Vorwärtsspektrometer installiert. Letztere dienen der Luminositätsmessung über den aus der QED genau bekannten Prozeß der Bhabhastreueung und für einen Teil der Zwei-Photon-Ereignisse zur Messung des Streuwinkels und der Energie der auslaufenden Elektronen ( Positronen ).

Oberhalb und unterhalb der Spule wie auch an den Stirnflächen des Solenoids befinden sich Flüssig-Argon Kalorimeter von 13 elektromagnetischen Strahlungslängen Dicke. Sie bedecken zusammen 65% des gesamten Raumwinkels. Eine feine Unterteilung der Ionisationskammern und eine Auslese von kreuzweise angeordneten Kupferstreifen von 2cm Breite erlauben für elektromagnetische Schauer gleichzeitig eine gute Energie- und Ortsmessung und damit eine Photon- und Elektronenerkennung (Ref.12, 13).

Das Eisenjoch für den magnetischen Rückfluß dient zugleich als Hadronabsorber und gestattet, in den dahinter liegenden vier Lagen einer Proportionalkammer Myonen zu identifizieren. Insgesamt überdecken die Myonkammern 45% des Raumwinkels. Sie befinden sich, oberhalb und unterhalb des Eisenjochs, hinter beiden Endkappen sowie hinter den Eisenabschirmungen der Hadronarme (Ref.14,15).

Symmetrisch zur Strahlachse sind Teilchenspektrometer zur Hadronidentifikation installiert. Sie werden im folgenden als Hadronarme bezeichnet. Die Hadronarme sind aufgebaut aus einer Driftkammer direkt hinter der Magnetspule, einem dreistufigen Schwellencerenkovzählersystem mit den Radiatoren Aerogel ( $n=1,024$ ), Freon 114 ( $n=1,0013$ ) und  $CO_2$  ( $n=1,00048$ ), Szintillationszählern zur Flugzeitmessung, Blei-Szintillator-Schauerzählern und den Myonkammern hinter einer 97cm starken Eisenwand.



TASSO

34866

Abb. 2.2 Der TASSO-Detektor in einer Darstellung senkrecht zur Elektron-Positron-Strahlachse (oben) sowie in einer Draufsicht (unten)

Der TASSO-Detektor ist seit November 1978 in Betrieb und seitdem durch einige Umbauten verbessert worden. Die wesentlichen Veränderungen sind der Einbau einer hochauflösenden Vertexkammer (Ref.16), eines verbesserten Vorwärtsspektrometers (Ref.17) und der Ersatz der einlagigen, flachen Driftkammern in den Hadronarmen durch 8-lagige Rohrkammern (Ref.18). Hier sollen die Leistungsmerkmale der für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten dargestellt werden. Die Flüssig-Argon-Kalorimeter (Ref.19) werden für die vorliegende Arbeit nicht benötigt.

#### 2.2.1 Innendetektor

Innerhalb des TASSO-Zentraldetektors besteht das Vakuumrohr des Speicherringes aus einem Metall mit niedriger Ordnungszahl, um die Konversionen von Photonen gering zu halten. Für die Meßperiode von 1980 bis Herbst 1982, auf der die vorliegende Analyse beruht, war dies ein Aluminiumrohr mit 4mm Wandstärke und 130mm Radius. Beim Einbau der Vertex-Driftkammer wurde dieses Rohr durch ein Berylliumrohr von 1,8mm Dicke und 65mm Radius ersetzt.

Eine vierlagige Proportionalkammer (Ref.20) mit doppelhelixförmiger Kathodenstreifenanalyse umschließt das Strahlrohr. Sie ermöglicht mit den 480 strahlparallelen Anodendrähten einen schnellen Vortrigger und liefert durch die besondere Anordnung der Kathoden auch eine Information über die Lage der Teilchenspuren entlang der Strahlachse (z-Richtung).

Die Proportionalkammer ist von einer 15-lagigen Driftkammer umgeben, der entscheidenden Komponente zur Rekonstruktion und Impulsbestimmung der Spuren geladener Teilchen (Ref.21). Die innerste Lage liegt bei einem Radius von 36,7cm, die äußerste bei 122,2cm. Die Ortsauflösung durch Messung der Driftzeit in einer Argon-Äthan Gasmischung beträgt 200µm. Die Drähte von neun Lagen sind parallel zum Strahl während sechs Lagen, sogenannte Stereolagen, einen kleinen Winkel dazu haben ( $\sim 4^\circ$ ). Damit ist auch eine Orts- und Impulsmessung in z-Richtung möglich.

Zwischen der Driftkammer und der Spule befinden sich bei einem Radius von 132,2cm 48 Szintillationszähler, die als Trigger und Flugzeitzähler dienen. Die Szintillatoren sind  $390 \times 17 \times 2 \text{ cm}^3$  groß und überdecken einen Raumwinkelbereich von  $0,82 \cdot 4\pi \text{ sr}$ . Sie sind an beiden Seiten über

Lichtleiter mit Photovervielfacherröhren (RCA 8575) verbunden. Zwei Zeitdigitalkonverter (TDC) mit verschiedenen Schwellen und ein Analog-Ladungs-Digitalkonverter (ADC) lesen jede Röhre aus. Die unterschiedlichen Schwellen ermöglichen eine gute Unterdrückung von Untergrund bei gleichzeitig hoher Nachweiswahrscheinlichkeit. Der ADC ermöglicht es über die Messung der Impulsamplitude den Einfluß der Anstiegszeit auf die Zeitauflösung weitgehend zu eliminieren. Durch die Auslese des Szintillators von beiden Seiten ist eine Bestimmung des Entstehungsortes des Lichtes längs des Zählers (z-Richtung) möglich. Die Flugzeitauflösung beträgt im Mittel 380ps (s. Anhang A.1). Damit ist eine Teilchenidentifikation für Impulse von 0,3 bis etwa 1,4 GeV/c möglich.

Den Abschluß des Innendetektors bildet die normalleitende Magnetspule. Die Spule ist aus einem rechteckigen Aluminiumleiter mit einem Querschnitt von  $22,3 \times 49,8 \text{ mm}^2$  gewickelt. Entionisiertes Kühlwasser fließt durch eine Bohrung von 13mm Querschnitt durch den Leiter. Zwischen den Lagen befinden sich Epoxid und Fiberglas zur Isolation. Die totale Dicke der Spule in radialer Richtung beträgt 112mm, entsprechend 1,01 Strahlungslängen.

#### 2.2.2 Hadronarme

##### 2.2.2.1 Hadronarmdriftkammern

Um die Absorption oder Streuung geladener Teilchen in der Magnetspule erkennen zu können, sind vor den Cerenkovzählern flache Driftkammern angebracht. Bis Ende 1981 wurden einlagige Kammern eingesetzt (Ref.22), mit deren Hilfe etwa die Hälfte der dieser Arbeit zu Grunde liegenden Ereignisse analysiert wurden. Der Abstand der Kammern von der Strahlachse beträgt 174cm, von der Spule 20cm und vom ersten Cerenkovradiator Aerogel nur wenige Zentimeter. In den Hadronarmen sind je zwei mechanisch unabhängige Kammern, die eine oberhalb die andere unterhalb der Ringebene montiert. Mit ihrer Länge von 320cm (z-Richtung) und Höhe von je 87cm (y-Richtung) überdecken die vier Kammern zusammen einen Raumwinkel von  $0,2 \cdot 4\pi \text{ sr}$ .

In einem Abstand von 1,4cm sind abwechselnd Anodendrähte und Potentialdrähte in z-Richtung gespannt. In den so geformten 2,8cm großen

Driftzellen ist eine genaue Bestimmung der y-Position des Teilchendurchganges möglich. Allerdings bleibt eine Zweideutigkeit, ob nämlich der Teilchendurchgang links oder rechts vom Draht erfolgte. Die Bestimmung der Position in z-Richtung ist durch die korrelierte Auslese der Kathodenstreifen möglich. Diese haben eine Breite von 2,5cm.

Anfang des Jahres 1982 sind die oben beschriebenen einlagigen Driftkammern durch 8-lagige Rohrdriftkammern ersetzt worden. Die Möglichkeit, Wechselwirkungen in der Spule besser erkennen zu können, und die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit wurden damit erhöht. Das wesentliche Element dieser Kammern ist ein Aluminiumrohr mit 3cm Durchmesser und 0,5mm Wandstärke. Es dient als Begrenzung des Gas- und Driftraumes und als Kathode. Ein 100µm starker Edelstahl draht ist zentral durch das Rohr als Anode gezogen. Die Rohre sind untereinander und mit einer zweiten, um den halben Rohrdurchmesser versetzten, Rohrlage elektrisch leitend zusammengeklebt. Ein Paket horizontaler Rohre (z-Richtung) und ein Paket vertikaler Rohre (y-Richtung) hängen wenige Zentimeter hinter dem Wärmeschild der Magnetspule, während das zweite Paket horizontaler und vertikaler Rohre sich direkt vor den Cerenkovzählern befindet. Bei sechs der acht Lagen werden die Anodendrähte auf einer Seite über Zeitdigitalkonverter ausgelesen und erlauben eine gute Ortsmessung ( $\sigma=450\mu\text{m}$ , Ref.18). Eine horizontale und eine vertikale Lage können an beiden Enden über ADC's ausgelesen werden und durch Vergleich der beiden Pulshöhen wird der Ort längs des Drahtes bestimmt. Testmessungen mit einer  $\text{Fe}^{55}$  Quelle ergaben dafür eine Ortsauflösung von 1,5cm.

#### 2.2.2.2 Cerenkovzähler

An die Driftkammern schließt sich direkt das Cerenkovzählensystem an (Abb.2.4) (Ref.23). Drei hintereinander angeordnete Schwellencerenkovzähler sind in einem Gehäuse zusammengefaßt. In jedem Arm sind die Zähler in 16 mechanisch getrennte Zellen unterteilt, von denen jede azimuthal  $27^\circ$  und im Polarwinkel  $10^\circ$  überdeckt. Die beiden Gascerenkovzähler sind durch zwei getrennte Spiegel und Photovervielfacher nochmals azimuthal geteilt. Dadurch verringert man die Wahrscheinlichkeit, daß mehr als ein geladenes Teilchen eine Zelle durchquert.

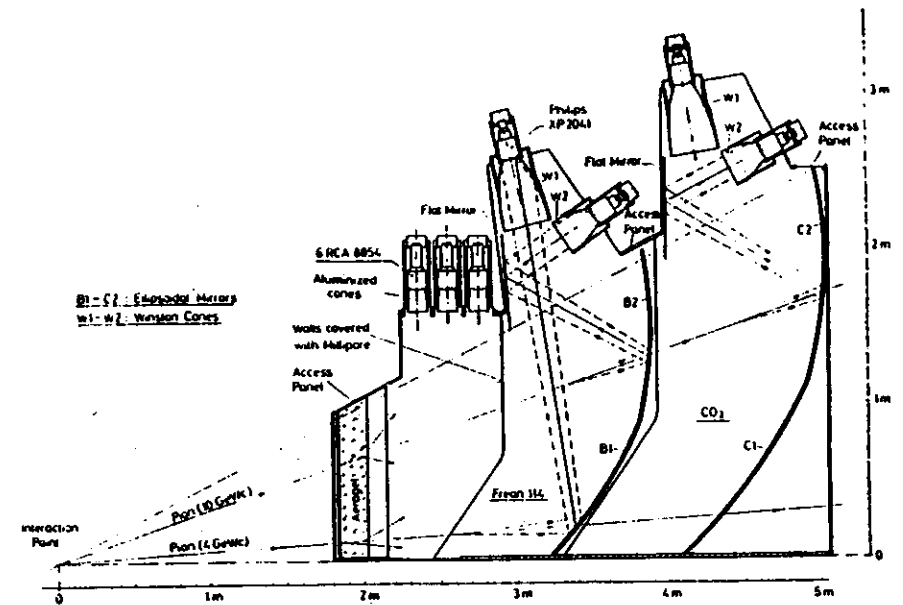


Abb. 2.4 Ein Schnitt durch eines der 32 Cerenkovteleskope des TASSO-Detektors. Die Lage innerhalb des Gesamtdetektors ist Abbildung 2.2 zu entnehmen. Es sind zwei Pionen sowie das von ihnen produzierte und gesammelte Cerenkovlicht mit eingezeichnet.

#### 2.2.2.2.1 Brechungsindizes

Mit dem Flugzeitzählersystem im Hadronarm ist eine Trennung von Pionen und Kaonen bis zu einem Impuls von 1,5 GeV/c möglich; für Kaonen und Protonen bis 2,3 GeV/c. Der Bereich höherer Impulse kann durch Schwellencerenkovzähler abgedeckt werden, sofern die Brechungsindizes geeignet gewählt werden.

Um bei der Teilchentrennung an den Impulsbereich anzuschließen, der für die Flugzeitzähler zugänglich ist, benötigt man einen Cerenkovradiator mit einem Brechungsindex von etwa 1,01. Auf Grund der Größe der Zähler und um eine größtmögliche Sicherheit zu gewährleisten, sollten keine Cerenkovradiatoren unter hohem Druck, tiefen Temperaturen oder leichter Entzündlichkeit zum Einsatz kommen. Der geforderte Brechungsindex läßt sich mit Aerogel erreichen (Ref.24,25). Es handelt sich bei Aerogel um eine lockere Struktur aus 80 nm großen Siliziumdioxid Kugeln, zwischen denen sich Luft befindet. Die Poren des Gels sind deutlich kleiner als die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes, so daß das Aerogel

sich wie ein optisch homogenes Medium verhält, dessen Brechungsindex durch Veränderung der Dichte zwischen 1,015 und 1,060 variiert werden kann. Um genügend Cerenkovlicht zum Nachweis zu erzeugen, wurde ein Brechungsindex von 1,025 gewählt (Ref.26,27,25).

Für die zweite Zelle wird Freon 114 gewählt, weil es unter den nicht brennbaren Gasen den höchsten Brechungsindex ( $n = 1,00135$ ) bei Normaldruck hat.

Mit CO<sub>2</sub> als drittem Radiator ( $n=1,00043$ ) hat man eine vollständige Pionerkennung und bis auf eine Lücke zwischen 6 und 9 GeV/c eine gute Kaon/Proton Trennung. Die jeweiligen Schwellenimpulse sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Tabelle 2.1 Schwellenimpulse

Radiator	n	Pion	Kaon	Proton	
Aerogel	1,025	0,62	2,19	4,17	GeV/c
Freon	1,00135	2,69	9,50	18,0	GeV/c
CO <sub>2</sub>	1,00043	4,76	16,8	32,0	GeV/c

#### 2.2.2.2.2 Lichtsammelsystem

Für die Aerogelcerenkovzähler ließ sich auf Grund von geometrischen Problemen keine befriedigende fokussierende Optik entwickeln. Das Konzept einer diffusen Lichtsammelsung versprach eine höhere und gleichmäßigere Nachweiswahrscheinlichkeit. Die Wände der Zähler sind mit einem diffus reflektierendem weißen Papier (Ref.28), welches einen Reflektionskoeffizienten von über 98% hat, ausgekleidet. Die Lichtausbeute ist dann in erster Linie proportional zur Kathodenfläche der Photovervielfacherröhren. Pro Aerogelcerenkovzelle werden sechs Röhren mit 5-Zoll Kathodendurchmesser verwendet und die Signale werden addiert. Mit der aus Testmessungen bekannten Lichtausbeute und der zu 12% abgeschätzten Lichtsammelsung (Ref.29) der Zähler erwartet man für die TASSO-Aerogelzähler auf Grund von Simulationsrechnungen (Ref.30) im Mittel 4 Photoelektronen. Die Abweichung von der Homogenität sollte weniger als 10% betragen. Messungen an einem einzelnen Zähler sowie die Auswertung

von Ereignissen mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung im TASSO-Detektor bestätigten diese Überlegungen (Ref.23,31).

Für die Gascerenkovzähler ist eine Optik mit elliptischen Spiegeln entworfen worden, deren einer Brennpunkt im Wechselwirkungspunkt und der andere vor der Photokathode liegt. Das Cerenkovlicht wird mit Hilfe von Planspiegeln und Luftlichtleitern (Winston-Typ) auf 5-Zoll Photovervielfacherröhren fokussiert. Die Lichtsammelsung variiert zwischen 75 und 81% (Ref.32).

Die Lichtausbeute der Cerenkovzähler wurde an einem Prototyp in einem Hadronteststrahl am CERN-Protonensynchrotron bestimmt und an den bei TASSO installierten Zählern mit Hilfe von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung überwacht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit in den Aerogelzählern beträgt im Mittel 87%±1; für die Gascerenkovzähler 99,7% bzw. 98,2%. Eine Beschreibung der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und deren langzeitliche Entwicklung findet sich im Anhang A.2 bzw. A.3

#### 2.2.2.3 Hadronarmflugzeitzähler

Direkt hinter den Cerenkovzählern befinden sich Szintillationszähler, die als Flugzeitzähler dienen (Ref.33) und einen mittleren Abstand von 5,2m vom Wechselwirkungspunkt haben (Abb.2.2). Jeder Zähler ist 2,60m lang, 33cm breit und 2cm stark. Die Zähler sind senkrecht angeordnet, zwei übereinander und 24 nebeneinander, und überdecken auf beiden Hadronarmen zusammen  $0,2 \cdot 4\pi$  sr. Jeder Szintillator wird von beiden Enden über einen Photovervielfacher (EMI 9807B) durch Zeit- und Ladungsempfindliche Analog-Digitalkonverter ausgelesen (TDC und ADC). In Myonpaarereignissen wurde eine Auflösung von 450ps gemessen (Ref.34).

#### 2.2.2.4 Hadronarmschauerzähler

An die Flugzeitzähler schließen sich Bleiszintillatorschauerzähler an (Ref.35). Auf jedem Arm sind 8x8 Zählermodule in einem Abstand von 5,5m vom Wechselwirkungspunkt montiert und sie überdecken zusammen einen Raumwinkel von  $0,17 \cdot 4\pi$  sr. In der Höhe decken sie die Akzeptanz der Cerenkovzähler ab. Jedes Modul ( 1m breit, 0,7m hoch, 0,4m tief ) ist

unterteilt und wird in der Mitte über Wellenlängenschieber durch Photovervielfacher ausgelesen. Die Granularität ist in den Außenreihen durch getrennte Auslese der beiden Hälften verbessert. Die Gesamtdicke von 7,6 Strahlungslängen baut sich aus neun 10mm starken Szintillatorebenen auf, zwischen denen acht 5cm dicke Bleiplatten sind.

Die Energieauflösung wurde mit Ereignissen der Bhabhastreuung zu  $18\%/E$  bestimmt. In Abbildung 2.5 ist die von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung in den Schauerzählern deponierten Energie dargestellt. Der Mittelwert der Landauverteilung liegt bei etwa 200 MeV und hat Ausläufer bis 600 MeV.

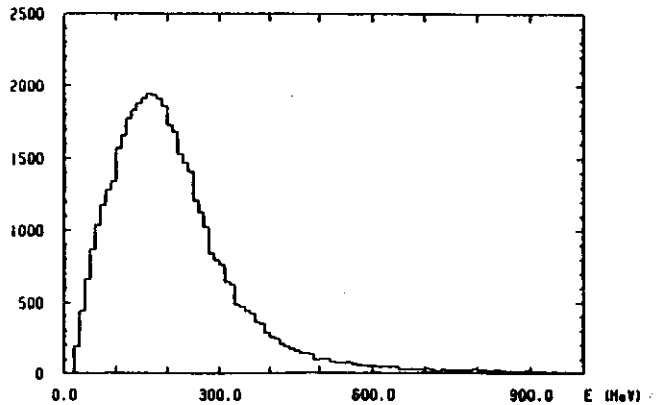


Abb. 2.5 In den Schauerzählern des TASSO-Hadronarms gemessene Energie von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung.

#### 2.2.2.5 Myonkammern

Eine 87cm starke Eisenwand dient als Hadronabsorber, so daß die in den dahinter liegenden Proportionalrohrkammern nachgewiesenen Teilchen als Myonen identifiziert werden können. Zwei horizontale und zwei vertikale Rohrlagen erlauben eine gute Ortsmessung ( $\sigma = 6\text{mm}$ ) und damit eine Diskrimination gegen hadronerzeugten Signalen oder Myonen aus Kaon- oder

Pionzerfall. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen beträgt 96,4%. Pionen und Kaonen werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 2% fälschlicherweise als Myonen klassifiziert, Protonen mit 0,5% (Ref.14,15). Da der Anteil der Myonen in multihadronischen Ereignissen nur einige Prozent beträgt, ist auf eine Verwendung der Myonkammern in dieser Arbeit verzichtet worden.

### 3 Die Gewinnung der Daten

#### 3.1 Trigger

Beim Betrieb von Petra mit je zwei Teilchenpaketen beträgt die Frequenz der Strahlkreuzungen 260kHz, das bedeutet innerhalb von  $3,84\mu\text{s}$  muß entschieden werden, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll, und, falls das nicht der Fall sein sollte, die Elektronik für das nächste Ereignis vorbereitet werden. Die Auslese dauert für ein Ereignis etwa 50ns. Das entspricht 2000 Strahlkreuzungen, für die das Experiment blind ist. Physikalisch interessante Ereignisse sind dagegen äußerst selten. Bei einer typischen Luminosität von  $5 \cdot 10^{11}$  ( $1/\text{cm}^2\text{s}$ ) und einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV kann man im Mittel alle zehn Minuten ein multihadronisches Ereignis erwarten. Wesentlich häufiger sind Reaktionen des Strahls oder Synchrotronstrahlung des Strahls mit Restgas im Vakuumrohr oder an den Rohrwänden im Bereich des Wechselwirkungspunktes. Es werden dadurch für die Geschwindigkeit der Auslese kritische Raten im Bereich von mehreren Hertz erreicht.

Schnelle Mikroprozessoren analysieren das Treffermuster in den Drahtkammern des Innendetektors und die Pulshöhen in den Schauerzählern. Multiplizität und Topologie der Spuren von geladenen Teilchen und die beobachtete Schauerenergie bestimmen den Trigger und damit, ob das Ereignis ausgelesen wird. Eine Übersicht der beteiligten Komponenten und weitergehende Verweise finden sich in Referenz 36.

Weitaus die meisten multihadronischen Ereignisse (~ 99%) werden durch einen Trigger erkannt, der mindestens vier Spuren geladener Teilchen mit mehr als 320 MeV/c Transversalimpuls verlangt. Bei normalen Strahlbedingungen macht dieser Trigger etwa 1/4 der Gesamtrate von 2-3 Hz aus. Ein weiteres Viertel bis zu einem Drittel stammt vom Trigger für Ereignisse mit zwei koplanaren Spuren. Für Strahlenergien kleiner als 18 GeV kann ein 2-Spur-Trigger betrieben werden, der die Koplanaritätsbedingung nicht enthält und deshalb wichtig für Ereignisse der Photon-Photon Streuung ist. Weitere Trigger berücksichtigen die in den verschiedenen

Schauerzählern deponierte Energie und die Anzahl der Spuren. Ein Luminositätstrigger reagiert auf einen Teil der Ereignisse der Bhabhastreueung unter sehr kleinen Winkeln.

#### 3.2 Datennahme

Das Startsignal ("Strobe") für die Experimentauslese und insbesondere die Triggerlogik liefern Strahlauskoppelelektroden ("Beampick-up"), die auf beiden Seiten des Detektors in 7,1 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt innerhalb des Strahlrohrs angebracht sind. Wird eine Triggerbedingung erkannt, so werden alle folgenden Strobesignale unterdrückt und alle elektronischen Kanäle über CAMAC in den Experimentrechner (NORD 10) ausgelesen und dort formatiert. Die Ereignisse werden auf diesem Rechner zyklisch zwischengespeichert und stehen für eine Überwachung des Detektors und eine vorläufige Analyse bereit. Anschließend werden sie über eine Direktverbindung zum DESY-Rechenzentrum geleitet und dort auf Magnetband geschrieben.

#### 3.3 Rekonstruktion der Ereignisse

Die Spurkonstruktion in den oben erwähnten schnellen Mikroprozessoren ist bei den verwendeten Typen recht ungenau und von beschränkter Effizienz. Die Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen, und nur diese werden für die Ereignisauswahl verwendet, ist ein mehrstufiger Prozeß. Das Ergebnis eines schnellen Programms, FOREST (Ref.37), das nach der sogenannten "link and tree" - Methode Treffer benachbarter Lagen zu "links" und dann zu "trees" zusammensetzt, wird benutzt, um einen kleinen Teil sämtlicher Ereignisse, aber mehr als 99% aller multihadronischer Ereignisse, auszuwählen. Die Kriterien sind :

- Es müssen mindestens drei Spuren in der  $r$ - $\phi$ -Projektion rekonstruiert sein, wobei der minimale Abstand von der Strahlachse jeweils weniger als 2,5cm betragen muß ( $d_0 < 2,5\text{cm}$ ).
- Mindestens zwei davon müssen in allen drei Dimensionen rekonstruiert sein und einen Abstand von weniger als 10cm zum Vertex haben ( $z_0 < 10\text{cm}$ ).

Die Spuren der ausgewählten Ereignisse werden durch ein aufwendigeres Programm (MILL (Ref.37)) nochmals rekonstruiert. Dabei werden innerhalb einer Region ("Straße") alle Permutationen der Treffer gebildet und die optimalen Spuren ausgewählt. Wegen des großen Bedarfs an Rechenzeit für diese beiden Rekonstruktionsprogramme, - 60ms pro Ereignis für FOREST und bis zu 5 Sekunden pro Ereignis für MILL, allerdings nur für 3,5% aller Ereignisse - , wird diese Arbeit zum Teil von Spezialrechnern (Emulator 168E) übernommen, die in den Fluß der Datennahme integriert sind.

Spuren mit einem Transversalimpuls von mehr als 100 MeV/c werden mit 97% Wahrscheinlichkeit rekonstruiert. Bei Benutzung der 15 Lagen der Driftkammer und der vier Lagen der zylindrischen Proportionalkammer beträgt die Impulsauflösung  $\sigma(p)/p = 0,017 \cdot \sqrt{1+p^2}$  ( $p$ : Impuls in GeV/c). Unter Zuhilfenahme der aus vielen Ereignissen gemittelten Strahllage und unter der Annahme, daß die Spuren nicht von einem sekundären Vertex kommen, kann die Auflösung von 1,7% auf 1,0% verbessert werden. Nach dem Einbau des Vertexdetektors konnte selbst dieser Wert nur mit Vertex-, Proportional- und Driftkammer durch eine spezielle Spuranpassung verbessert werden (Ref.38). Es wurde eine Auflösung  $\sigma(p)/p$  von  $0,007 \cdot \sqrt{1+p^2}$  erreicht.

#### 3.4 Auswahl der multihadronischen Ereignisse

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist eine Untersuchung zur Proton-Antiproton-Korrelation in multihadronischen Ereignissen der Elektron-Positron-Annihilation. Die bisher aufgeführten Bedingungen erfüllen nahezu alle multihadronischen Ereignisse. Daneben werden eine Reihe von

Ereignissen ebenfalls mit aufgezeichnet, die aus anderen Prozessen stammen.

#### 3.4.1 Konkurrierende Ereignisklassen

Eine häufiger Typ von Untergründereignissen sind Strahl-Restgas Ereignisse. Es handelt sich dabei um Wechselwirkungen der Elektronen oder Positronen des Strahls mit Gasmolekülen, die im Vakuum verblieben sind. Es können eine Reihe von Teilchen erzeugt werden, die auch im Innendetektor beobachtet werden. Die Gesamtenergie eines solchen Ereignisses ist recht klein, die Impulse in Strahlrichtung sind nicht balanciert und die Vertizes dieser Ereignisse sind nicht auf den Strahlkreuzungspunkt beschränkt, sondern entlang des Strahls ( $z$ -Richtung) verteilt. Eine ähnliche Signatur haben Strahl-Strahlrohrereignisse. Durch Bremsstrahlung an Restgasmolekülen oder dem gegenläufigen Strahl können einzelne Elektronen bzw. Positronen einen stark veränderten Impuls haben, so daß sie die Sollbahn verlassen und das Strahlrohr dann zufällig im Bereich des Experimentes treffen. Die durch diese Reaktion entstandenen Teilchen haben ihren Vertex erkennbar in der Wand des Strahlrohrs.

Durch die Triggerbedingungen werden außerdem Ereignisse der Zwei-Photon-Streuung und der Leptonpaarerzeugung akzeptiert. Im Gegensatz zum Wirkungsquerschnitt für multihadronische Ereignisse der Ein-Photon Annihilation, der quadratisch mit der Schwerpunktsenergie abnimmt, steigt der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse der Zwei-Photon-Streuung logarithmisch an. Die Schwerpunktsenergie in Zwei-Photon-Ereignissen ist aber deutlich niedriger. Zudem ist die Energie der beiden Photonen im allgemeinen verschieden, so daß das Schwerpunktsystem nicht in Ruhe ist und damit die gemessenen Impulse in Strahlrichtung nicht balanciert sind.

Schwieriger zu separieren sind Ereignisse der radiativen Bhabha-streuung bei denen das abgestrahlte Photon konvertiert und dadurch vier oder mehr Spuren zu beobachten sind. Bei der  $\tau$ -Paarerzeugung schließlich entsteht häufig ein hadronischer Endzustand, entsprechend dem hohen Verzweungsverhältnis der  $\tau$ -Leptonen in multihadronische Endzustände.

Diese Ereignisse können an der geringen invarianten Masse aller Spuren einer Ereignishälfte erkannt werden.

#### 3.4.2 Merkmale multihadronischer Ereignisse

Multihadronische Ereignisse der  $e^+e^-$  Annihilation zeigen bei den mit PETRA erreichten Energien eine ausgeprägte Jetstruktur, hauptsächlich zwei in entgegengesetzte Richtung laufende Teilchenbündel als Fragmentationsprodukte des ursprünglich erzeugten Quark/Antiquarkpaares. Oberhalb von  $W = 25$  GeV werden in zunehmenden Maße auch Ereignisse mit drei Jets beobachtet, die bei 34 GeV etwa 20% ausmachen. Im Rahmen der QCD werden die Drei-Jet-Ereignisse als Quark-Antiquark-Produktion mit harter Gluonbremsstrahlung verstanden.

Die Multiplizität ist mit im Mittel 13 geladenen Teilchen recht hoch. Die geladenen Teilchen tragen etwa 2/3 der Gesamtenergie und auch die gleiche Richtungsinformation wie die neutralen Teilchen (Ref.39). Bis auf wenige Ausnahmen, wie Zerfälle von  $K^0$ -Mesonen,  $\Lambda$ -Baryonen und Wechselwirkungen in der Detektormaterie, kommen alle Teilchen aus dem Wechselwirkungspunkt.

#### 3.4.3 Kriterien multihadronischer Ereignisse

Um multihadronische Annihilationsereignisse von Untergrundeignissen zu trennen, werden folgende Kriterien angewandt:

- a) Die Zahl der geladenen Spuren muß größer als 5 sein.
- b) Die Impulssumme muß größer als  $0,53 \cdot E_{\text{strahl}}$  sein.
- c) Der gemeinsame Vertex der Spuren darf nicht mehr als 6cm vom Wechselwirkungspunkt verschoben sein.  
Dabei müssen die Rekonstruktionen der berücksichtigten Spuren folgende Qualitätsmerkmale aufweisen:
  - Eine Rekonstruktion in drei Dimensionen, wobei das  $\chi^2$  für die Rekonstruktion in  $r$  und  $\phi$  kleiner als 10 pro Freiheitsgrad und für  $z$  kleiner 20 pro Freiheitsgrad sein soll.
  - Ein kleiner Abstand zum gemeinsamen Vertex - und zwar weniger als 5cm zum Strahl  $(r, \phi)$  und weniger als 20cm in  $z$ -Richtung.

- Ein Transversalimpuls  $(r, \phi)$  von mehr als 100 MeV/c
- Ein genügend großer Polarwinkel ( $|\cos \theta| < 0,87$ ). Die Spur soll die sechste  $0^\circ$ -Lage der Driftkammer erreicht haben.

Nahezu alle Ereignisse aus Untergrundreaktionen und konkurrierenden physikalischen Prozessen werden durch diese Bedingungen ausgeschlossen. Eine Sichtprüfung aller multihadronischen Ereigniskandidaten erlaubt zusätzlich die Abtrennung von Ereignissen der Bhabhastreueung, bei denen durch Photon-Konversion im Strahlrohr mehrere geladene Teilchen entstehen. Ereignisse der  $\tau$ -Paarproduktion werden allerdings nur teilweise beseitigt. Der nicht erkannte Anteil wird Simulationsrechnungen entnommen und durch statistische Subtraktion berücksichtigt.



4 Bestimmung der Teilchenverhältnisse

Die Hadronidentifikation mit dem TASSO-Detektor ist bereits in mehreren Arbeiten beschrieben worden (Ref.34,40,42,43,44,45). Sie erfolgt über eine kombinierte Messung von Impuls und Geschwindigkeit der Teilchen. Bei kleinen Impulsen, bis höchstens 2,3 GeV/c für Protonen, genügt die Genauigkeit der Flugzeitmessung. Für die höheren Impulse wird ein System von drei Schwellencerenkovzählern benutzt mit dem man Geschwindigkeits- und damit Massenbereiche festlegen kann.

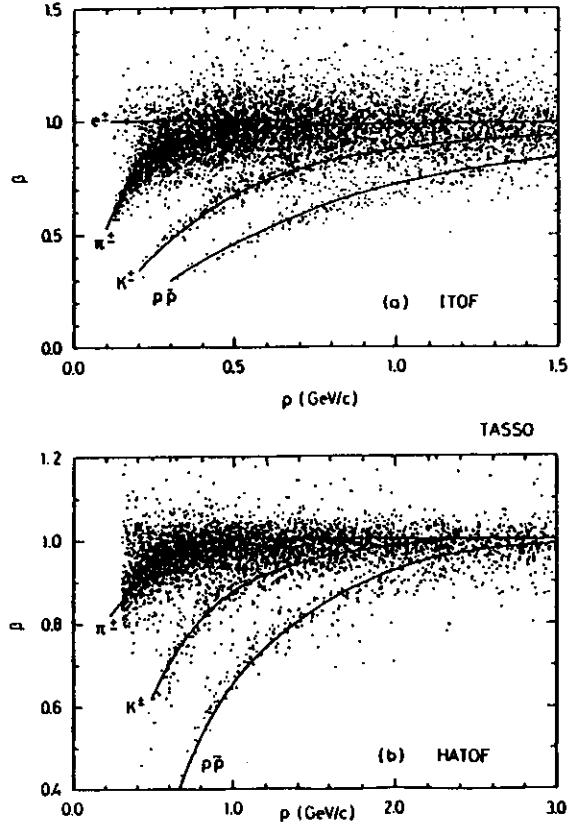


Abb. 4.1 Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ . Dargestellt sind die Messergebnisse für die Flugzeitähler im TASSO-Innendetektor und in den TASSO-Hadronarmen. Die Linien geben die theoretischen Erwartungen für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen an.

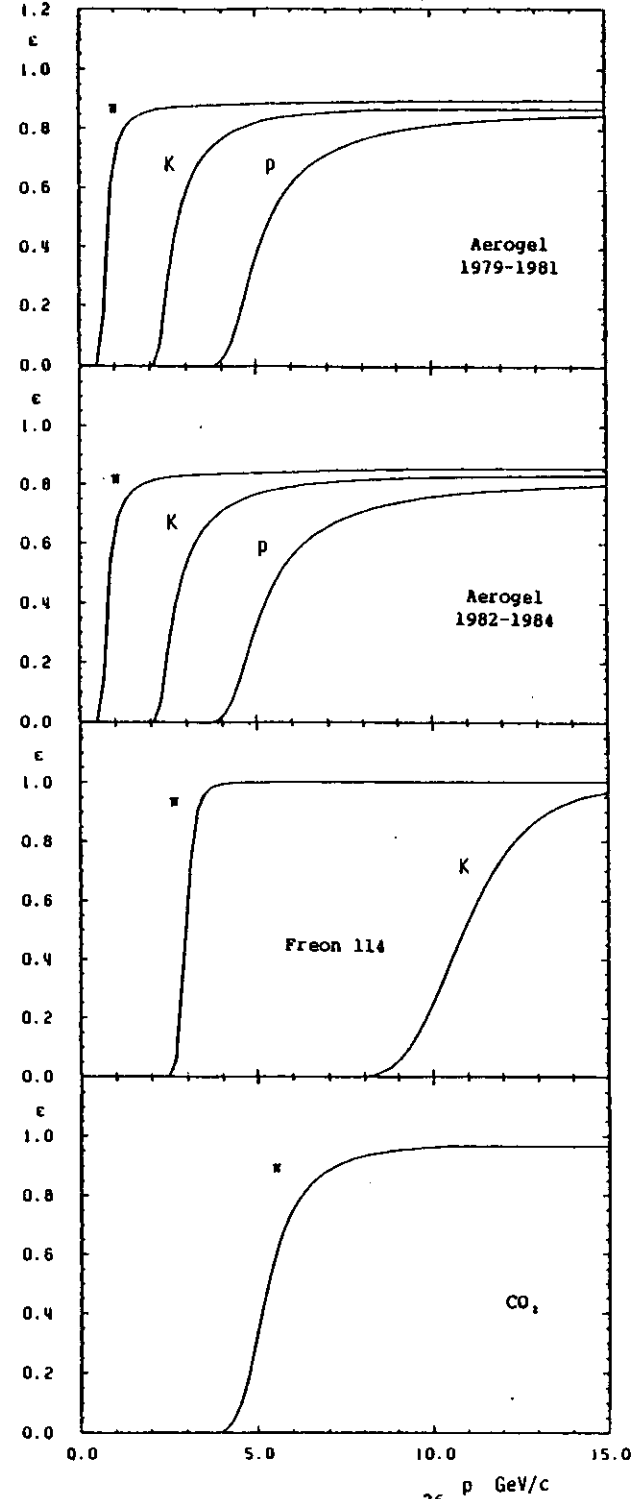


Abb. 4.2 Ansprechvermögen der drei Cerenkovzähler als Funktion des im TASSO-Innendetektor gemessenen Impulses für Pionen, Kaonen und Protonen. Für den Aerogelzähler sind die Schwellenkurven für zwei Zeitbereiche getrennt aufgetragen.

Abbildung 4.1 illustriert die Trennfähigkeit der TASSO-Flugzeitähler. Aus den effektiven Schwellenkurven in Abbildung 4.2 können die Identifikationsmöglichkeiten des Cerenkovzählersystems bestimmt werden. Die effektiven Schwellenkurven zeigen die Wahrscheinlichkeit, mit der für ein Pion, Kaon oder Proton mit einem bestimmten, im Innendetektor gemessenen Impuls in den Cerenkovzählern Licht beobachtet wird. Es ist zu erkennen, daß mit dem TASSO-Detektor eine Hadronidentifikation über den gesamten erreichbaren Impulsbereich möglich ist, mit Ausnahme der Kaon/-Proton Trennung zwischen 6 und 9 GeV/c. Eindeutige Teilchenidentifizierungen (2 $\sigma$  Trennung), wie sie für Korrelationsstudien benötigt werden, sind allerdings stärker eingeschränkt.

#### 4.1 Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit den Flugzeitählern

##### 4.1.1 Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit den inneren Flugzeitählern

Die Analyse für die innerhalb der Spule liegenden Flugzeitähler erfolgt nur mit Spuren, die vollständig in die Akzeptanz der Zähler fallen, von einem einwandfrei funktionierenden Zähler registriert werden und in hohem Maße frei von Untergrund sind. Die Zähler werden an beiden Enden von Photovervielfacherröhren ausgelesen. Es werden je zwei Flugzeiten mit einer niedrigen und einer höheren Diskriminatorschwelle sowie die gesamte Signalamplitude bestimmt. An die Meßwerte werden im einzelnen folgende Bedingungen gestellt:

- Die Spur befindet sich innerhalb der Winkelakzeptanz der Zähler.  $|\cos \theta| < 0,80$
- Es ist keine zweite Spur in denselben Zähler extrapoliert.
- Die Spur muß den Bedingungen für hadronische Spuren aus Kapitel 3.4.3 genügen.
- Der Abstand zu den Strahlen soll kleiner als 1cm sein.  $|d_s| < 1,0\text{cm}$
- Der Abstand zum Vertex soll kleiner als 5cm sein.  $|z_v| < 5,0\text{cm}$
- Die an den beiden Zählern ermittelten Flugzeiten sollen um nicht mehr als 2ns unterscheiden.  $|\tau_1 - \tau_2| < 2,0\text{ns}$

- Die mit hoher und niedriger Schwelle bestimmten Flugzeiten dürfen nicht mehr als 700ps voneinander abweichen.  $|\tau_{hi} - \tau_{lo}| < 0,7\text{ns}$
- Die Pulshöhe der deponierten Energie darf höchstens zweieinhalbfach so hoch sein, wie für ein minimal ionisierendes Teilchen zu erwarten wäre, da andernfalls mit hoher Wahrscheinlichkeit zwei Teilchen den Zähler durchquerten.

Durch diese Kriterien werden etwa 30%-40% aller multihadronischen Spuren akzeptiert, wobei die Unterschiede zwischen Pionen, Kaonen und Protonen nur klein sind (s. Kap. A.1).

Die gemessene Flugzeit läßt sich unter Benutzung des gemessenen Impulses in ein Massenquadrat umrechnen. In dieser Darstellung (Abb.4.3) liegen gleiche Massen, also gleiche Teilchen, an einer Stelle. Mit höheren Impulsen wird die Verteilung lediglich quadratisch breiter. Die mit den inneren Flugzeitählern gemessenen Verteilungen zeigen die Abbildungen 4.3, 4.4 und 4.5. Die durchgezogenen Linien sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung.

Die Anpassungsrechnung verwendet die Massenquadratverteilung der einzelnen Teilchensorten, wie sie aus Simulationsrechnungen gewonnen wurden, und sucht durch Variation der Teilchenverhältnisse die beste Übereinstimmung (Maximum Likelihood). Der Anteil der Myonen und Elektronen wird konstant auf dem Wert gehalten, der sich aus Simulation multihadronischer Ereignisse ergibt. Der Anteil der Elektronen ist bei kleinen Impulsen mit Daten überprüft worden und stimmt bis auf 2% mit den Rechnungen überein (Ref.44).

Die relativen Teilchenanteile zeigt Tabelle 4.1. In den angegebenen Fehler gehen statistische und systematische Fehler ein.

Gegenüber den bisher veröffentlichten Daten ist hier eine wesentlich größere Ereigniszahl verwendet worden (vergl. Anhang A.4 Tabelle A.4.1), und gleichzeitig ist der Untergrund durch den Schnitt auf die deponierte Energie verringert worden. Außerdem wurden systematische Effekte ausführlicher untersucht (Kap.A.1). Die Kaon- und Protonanteile bei höheren Impulsen sind im Vergleich zur früheren Auswertung niedriger und weisen größere systematische Fehler auf.

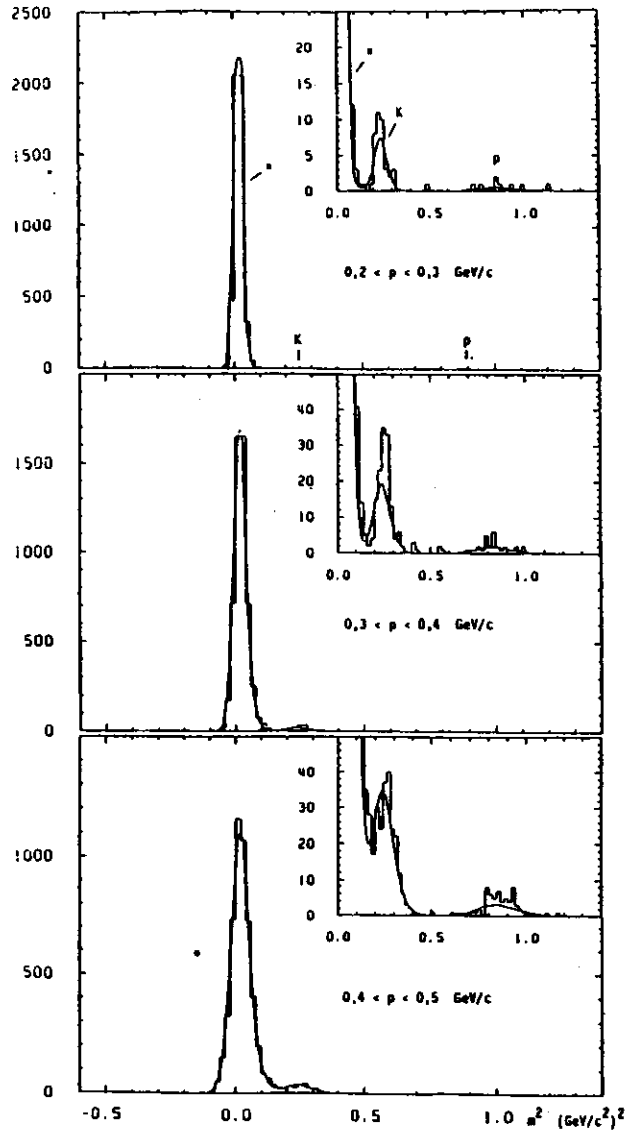


Abb. 4.3 Mit den inneren Flugzeitählern gemessene Massenquadrate für Teilchen mit Impulsen zwischen 200 und 500 MeV/c. Die Verteilungen haben drei deutlich getrennte Maxima, die den Pionen, Kaonen und Protonen entsprechen. Elektronen sind von den Pionen nicht zu trennen.

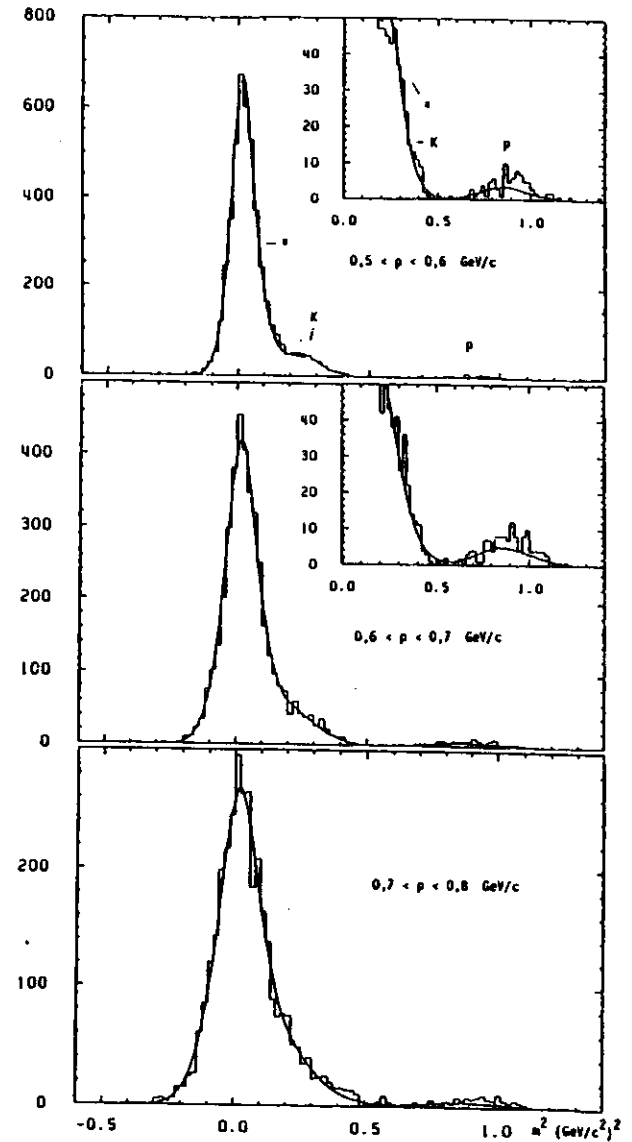


Abb. 4.4 Mit den inneren Flugzeitählern gemessene Massenquadrate für Teilchen mit Impulsen zwischen 500 und 800 MeV/c. Die Kaonen sind in diesen Verteilungen nur durch eine Entfaltung zu trennen.

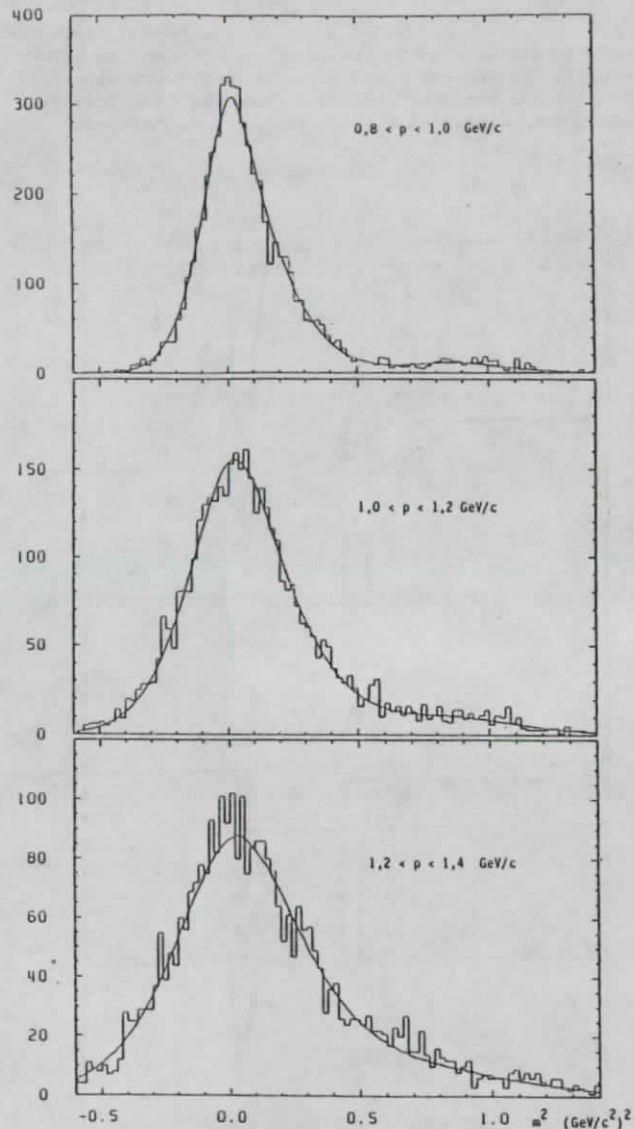


Abb. 4.5 Mit den inneren Flugzeitählern gemessene Massenquadrate für Teilchen mit Impulsen zwischen 0,8 und 1,4 GeV/c. Oberhalb eines Impulses von 1,0 GeV/c sind Kaonen in keiner Weise mehr zu trennen; Protonen erfordern eine statistische Entfaltung.

Tabelle 4.1 Teilchenverhältnisse in den inneren Flugzeitählern

Impuls (GeV/c)	Pion	Kaon	Proton
0,3 - 0,4	0,947 ± 0,014	0,044 ± 0,003	0,009 ± 0,005
0,4 - 0,5	0,922 ± 0,014	0,061 ± 0,005	0,016 ± 0,003
0,5 - 0,6	0,870 ± 0,015	0,108 ± 0,008	0,022 ± 0,002
0,6 - 0,7	0,856 ± 0,018	0,110 ± 0,013	0,034 ± 0,004
0,7 - 0,8	0,848 ± 0,019	0,113 ± 0,027	0,039 ± 0,009
0,8 - 1,0	0,832 ± 0,016	0,119 ± 0,032	0,049 ± 0,004
1,0 - 1,2			0,073 ± 0,007
1,2 - 1,4			0,077 ± 0,020

#### 4.1.2 Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit den Flugzeitählern in den Hadronarmen

Für die Flugzeitähler in den Hadronarmen ist die Analyse auf vergleichbare Weise erfolgt (Ref.33,46) und bereits detailliert beschrieben (Ref.44). Hier sollen nur die wesentlichen Aspekte dieser Analyse dargestellt werden. Das Zählersystem befindet sich in 5 bis 9 m Entfernung vom Wechselwirkungspunkt. Die Teilchen müssen die Materie der Magnetspule durchqueren mit einer effektiven Dicke von 1,3 Strahlungslängen. In der Spule können nukleare Absorption, Vielfachstreuung und Weitwinkelstreuung stattfinden und Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall können konvertieren oder gelegentlich aufschauern. Die genannten Prozesse verfälschen häufig die Flugzeitmessung. Der lange Flugweg erhöht die Wahrscheinlichkeit von Pion- und besonders Kaonzerfällen und erschwert die präzise Extrapolation der im zentralen Detektor gemessenen Spur; die Zählerbreite ist 33cm bei einer Ungenauigkeit der Extrapolation von  $\sigma_z \sim 10$ cm.

Um diese Schwierigkeiten zu überwinden, sind für die Analyse der Teilchenverhältnisse sehr harte Schnitte verwendet worden, so daß nur 10 - 25% der in die Hadronarme fliegenden Teilchen erfaßt werden. Neben Schnitten zur Spurqualität müssen folgende Kriterien erfüllt sein:

- Es darf nur eine Spur in den Zähler extrapoliert sein.
- Die Signalhöhe an beiden Enden des Zählers muß hoch genug sein, um eine verlässliche Zeitinformation gewinnen zu können.

- Die aus der Zeitmessung an beiden Enden des Zählers bestimmte Position des Teilchens muß mit dem extrapolierten Ort auf 30cm genau übereinstimmen.
- In Nachbarzählern dürfen keine Signale beobachtet worden sein.

Ist der extrapolierte Zähler ohne Signal, während der Nachbarzähler ein Signal hat, das alle obigen Bedingungen sinngemäß erfüllt, so wird dessen Information der Spur zugeordnet.

Die Ergebnisse der Hadronarmflugzeitähler zur Bestimmung der Teilchenverhältnisse sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. In den angegebenen Fehlern sind die statistischen und systematischen Fehler enthalten.

Tabelle 4.2 Teilchenverhältnisse in den Hadronarm-Flugzeitählern

Impuls (GeV/c)	Pion	Kaon	Proton
0,5 - 0,8	0,849 ± 0,047	0,126 ± 0,050	
0,8 - 1,1	0,751 ± 0,062	0,159 ± 0,060	
1,1 - 1,5	0,72 ± 0,14	0,203 ± 0,14	
1,0 - 1,5			0,070 ± 0,016
1,5 - 2,0			0,085 ± 0,023

## 4.2 Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit den Cerenkovzählern

### 4.2.1 Auswahl der identifizierbaren Hadronen

Die Problematik der Cerenkovzähleranalyse ist auf Grund der Lage außerhalb der Magnetspule ähnlich wie für die Hadronarmflugzeitähler.

Zur Identifikation werden folgende Bedingungen gefordert:

- Die Teilchenspur soll innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Cerenkovzähler liegen.
- Es soll keine nukleare Absorption und Weitwinkelstreuung in der Spule stattfinden.
- Es soll nicht mehr als eine Spur im selben Cerenkovzähler sein.

- Es soll kein weiteres Teilchen aus Wechselwirkungen in der Spule, insbesondere elektromagnetischen Schauern als Folge von Photon-Konversion in der Spule, durch den Zähler fliegen.

Außerdem wird die generell angewandte Vertexbedingung (Vgl. Kap. 3.3) verschärft:

$$|d_x| < 2,5 \text{ cm}$$

$$|z_x| < 10,0 \text{ cm}$$

Im folgenden werden die Schnitte einzeln dargestellt.

Die geometrische Akzeptanz der Cerenkovzähler beträgt  $0,19 \cdot 4\pi \text{ sr}$ . Der Anteil, der im Innendetektor (Raumwinkel von  $0,87 \cdot 4\pi \text{ sr}$ ) rekonstruierten Spuren, die in diesen Bereich gelangen, beträgt etwa 22% für kleine Impulse (400 - 800 MeV/c) und sinkt auf 19% ab für Impulse oberhalb von 3 GeV/c. Dies kommt daher, weil die Teilchen bei kleinen Impulsen nahezu isotrop verteilt sind und mit wachsendem Impuls immer mehr der  $(1+\cos^2)$ -Verteilung der primären Quarks folgen. Folgende Forderungen schränken den Raumwinkelbereich weiter ein:

- Die Spuren müssen durch den nachweisempfindlichen Teil der Hadronarmdriftkammern extrapoliert sein.
- Die Extrapolation der Spur muß einen hinreichenden Abstand von den Zählerwänden haben.
- Die Spur muß durch alle drei hintereinanderliegenden Zähler gehen und darf nicht zum Nachbarzähler überwechseln.

Etwa 15% aller Spuren erfüllen diese Bedingungen, wobei dieser Wert nahezu unabhängig vom Impuls ist (Vgl. Tabelle 4.3).

Tabelle 4.3 Geometrische Akzeptanz der Cerenkovzähler

Impuls (GeV/c)	Akzeptanz
0,6 - 0,8	0,139 ± 0,002
0,8 - 1,0	0,148 ± 0,002
1,0 - 2,0	0,157 ± 0,002
2,0 - 6,0	0,159 ± 0,002
6,0 - 10,0	0,146 ± 0,004
10,0 - 17,0	0,118 ± 0,007

### Absorptionsschnitt

Zwischen der Spur- und Impulsmessung im Innendetektor und der Geschwindigkeitsmessung in den Hadronarmen müssen alle Teilchen die inneren Flugzeitähler und Magnetspule durchqueren. Im Mittel tun sie das mit einem Winkel von  $20^\circ$  zur Normalen der Spulenoberfläche. Die effektive Materiedicke beträgt deshalb 12,2 cm Aluminium oder 1,27 Strahlungslängen. Dabei können eine Reihe von Wechselwirkungen stattfinden:

- Coulomb Vielfachstreuung
- Spezifischer Energieverlust  $dE/dx$
- Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen
- Nukleare Absorption und Diffraktion

Alle Prozesse, die die Teilchenrichtung nur minimal ändern, haben im allgemeinen auch nur kleine Effekte auf den Impuls und verändern damit nicht die Aussage der Cerenkovinformation. Der mittlere spezifische Energieverlust ist gut bekannt und wird in den Schwellenkurven berücksichtigt. Der Anteil der  $\delta$ -Elektronen, die genügend Energie haben, um Licht in den Cerenkovzählern zu erzeugen, ist zu 3% berechnet worden (Ref.43) und ist bei der Bestimmung der Teilchenverhältnisse mit berücksichtigt (Vgl. Kapitel 4.2.3).

Typischerweise 25% aller Pionen erleiden eine Absorption oder Weitwinkelstreuung. Es ist daher von entscheidender Bedeutung, den ungehinderten Durchtritt der zu identifizierenden Hadronen zu messen. Dies geschieht mit den Hadronarmdriftkammern, die zwischen Magnetspule und den Cerenkovzählern montiert sind. Es werden die Signale aus beiden Richtungen der Kammerebenen analysiert. Der Abstand vom extrapolierten Ort zum nächsten Signal der Kammer wird bestimmt. In Abbildung 4.6 und 4.7 sind die Verteilungen für  $\Delta z$ - und  $\Delta y$ -Werte für das alte und neue Kammerensystem dargestellt. Die kastenförmige Struktur für die  $\Delta z$ -Verteilung der alten Kammer ist durch die Kathodenstreifenbreite von 2,5cm bedingt.

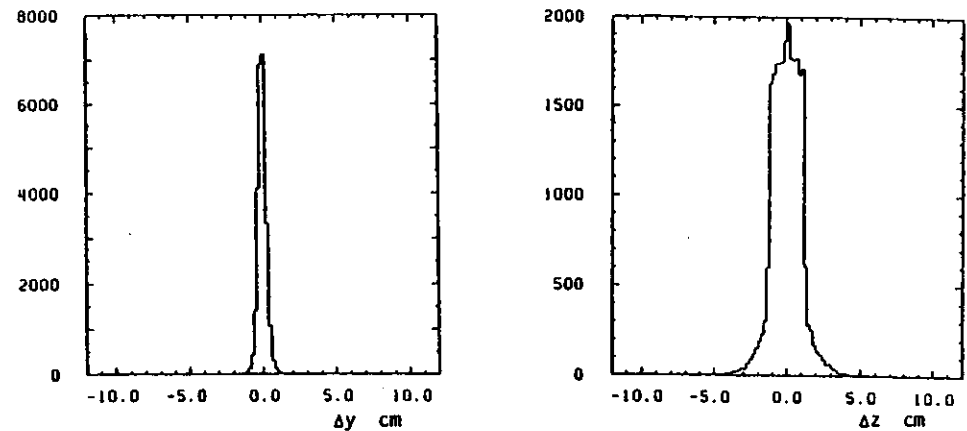


Abb. 4.6 Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung in dem alten Kammerensystem (PDC) für Myonen der kosmischen Höhenstrahlung.

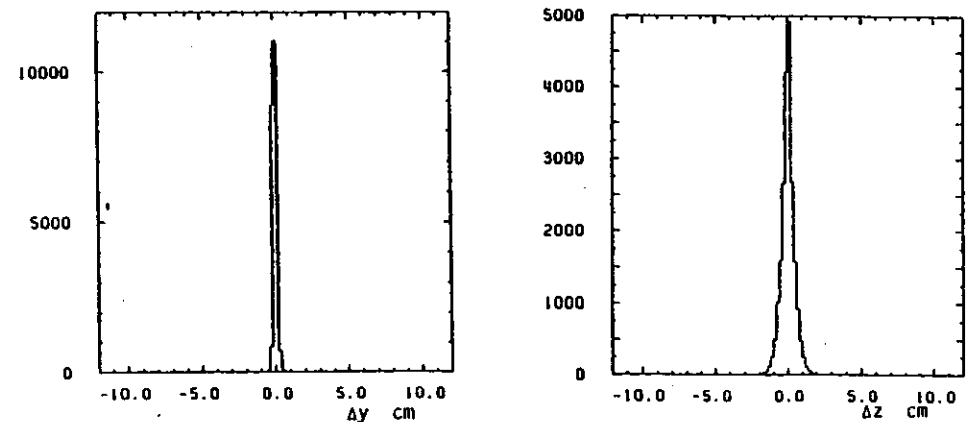


Abb. 4.7 Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung in dem neuen Kammerensystem (PTC) für Myonen der kosmischen Höhenstrahlung.

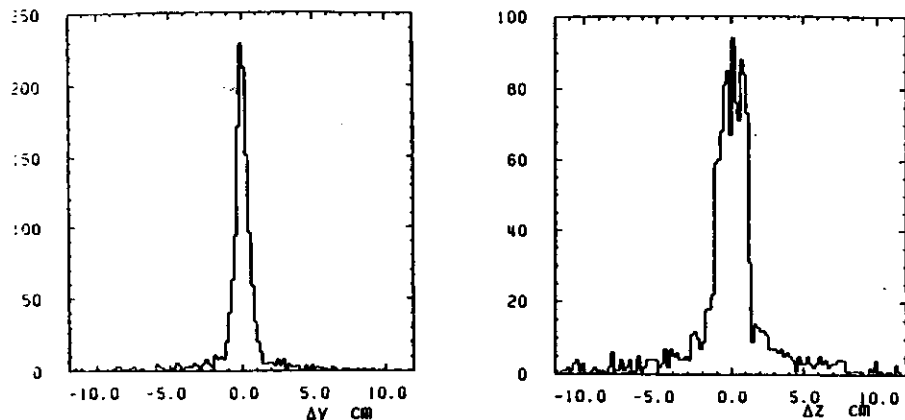


Abb. 4.8 Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung in dem alten Kammer-system (PDC) für Teilchen in multihadronischen Ereignissen.

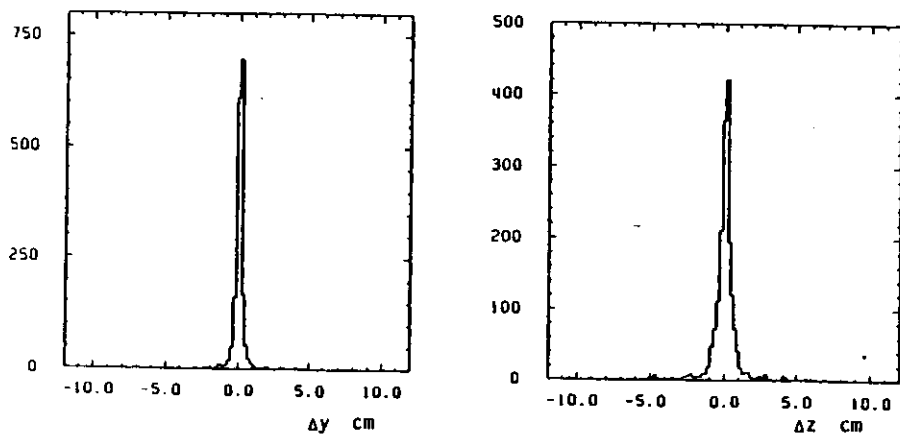


Abb. 4.9 Abstand der gemessenen zur extrapolierten Spurposition in y- und z-Richtung in dem neuen Kammer-system (PTC) für Teilchen in multihadronischen Ereignissen.

Deutlich sichtbar ist bei allen Abbildungen der äußerst geringe Untergrund, der ein Erkennen aller Absorptionen in multihadronischen Ereignissen möglich machen würde. In den entsprechenden Verteilungen in multihadronischen Ereignissen ist demgegenüber ein Untergrund erkennbar (Abb.4.6,4.9), der aber in hohem Maße mit Cerenkovsignalen korreliert ist. Er ist zu verstehen als Absorption des extrapolierten Teilchens in der Spule und gleichzeitiges Auftreten von Teilchen aus Sekundärreaktionen, die die Kammer zufällig in der Nähe durchqueren. Die Bedingungen für das Signal in der Hadronarmdriftkammer an eine akzeptierte Spur sind dann:

$$\begin{array}{lll} |\Delta y| < 2,0 \text{ cm} & |\Delta z| < 6,0 \text{ cm} & \text{für das alte System} \\ |\Delta y| < 2,0 \text{ cm} & |\Delta z| < 4,0 \text{ cm} & \text{für das neue System} \end{array}$$

Ein Vergleich mit den Verteilungen 4.6 und 4.7 zeigt, daß bis zu drei Standardabweichungen akzeptiert werden. Die Auflösung setzt sich zusammen aus der internen Kamerauflösung, der Coulomb-Vielfachstreuung und der Genauigkeit der Rekonstruktion und Extrapolation der Spur.

Die Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen die obigen Schnitte zu erfüllen, ist abhängig vom Impuls und der Teilchensorte. Die mit einem optischen Modell für diese Bedingungen errechneten Akzeptanzen sind in Abbildung 4.10 dargestellt (Ref.43).

#### Zwei-Spur-Schnitt

Ein offensichtlich wichtiger Schnitt unterdrückt Fälle, in denen ein zweites Teilchen in derselben Cerenkovzelle ebenfalls Licht erzeugt. Um das zu erkennen, muß die zweite Spur in dieselbe Zelle extrapoliert sein, das Teilchen in den Hadronarmdriftkammern registriert werden und der Impuls über der Cerenkovzählerschwelle liegen. Das letzte Kriterium ist abhängig vom Impuls der ersten Spur. Liegt dieser z.B. bei 6 GeV/c, d.h. der Aerogelzähler kann zur Identifikation nicht mehr beitragen, so muß, der Impuls der zweiten Spur über der Pionenschwelle im Freon liegen, um die Analyse der ersten unmöglich zu machen. Es kann also Fälle geben, in denen zwei Spuren in eine Cerenkovzählerzelle extrapoliert wurden, aber nur eine davon analysierbar ist.

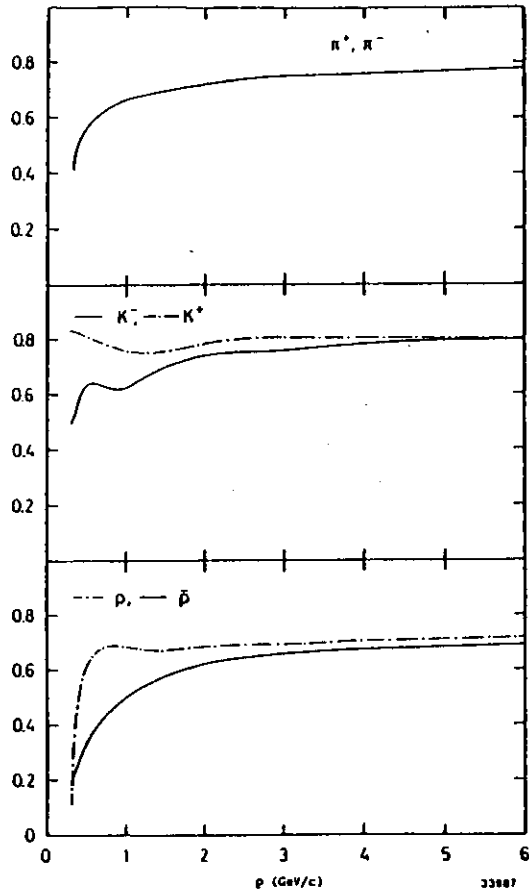


Abb.4.10 Berechnete Wahrscheinlichkeit für ein Hadron die Spule zu durchdringen und das Akzeptanzfenster der Hadronardriftkammer zu treffen (Ref.43,Abb.77).

#### Schauerschnitte

Die Magnetspule ist auch Ursache von elektromagnetischen Schauern, die die Cerenkovinformation verfälschen. Die Schauer werden von Photonen, z.B. aus  $\pi^0$ -Zerfällen, und von Elektronen bzw. Positronen induziert. Nahezu die Hälfte aller Spuren oberhalb 3 GeV/c ist durch diesen Untergrund betroffen. Im Prinzip können die Schauer mit den Hadronardriftkammern erkannt werden, aber die Größe der Driftzellen (2,5cm bzw. 3,0cm) erlauben kein Erkennen von eng gebündelten Schauern. Bei dem

alten Kammerstystem wurde die Problemlösung (Ref.47,48) dadurch erschwert, daß nur eine Lage Anodendrähte und Kathodenstreifen zur Verfügung standen. Der effektivste Schnitt gegen den Schaueruntergrund erwies sich als ein Schnitt auf die Impulshöhe im Aerogelzähler. Abbildung 4.11 zeigt die Pulshöhenspektren des Aerogelzählers für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und für Elektronen aus der Bhabha-streuung. Man beobachtet im Mittel drei Photoelektronen für Myonen im Aerogelzähler; für Elektronen liegt dieser Wert bei 18. Wenn man eine minimale Pulshöhe von 6 Photoelektronen verlangt, werden 94% aller Myonen akzeptiert aber 84% der Elektronen zurückgewiesen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Aerogelzähler ändert sich kaum. Die Effizienz dieses Schnittes wurde für Elektronen mit Impulsen zwischen 0,3 und 17,5 GeV/c nachgeprüft (Ref.43). Die Daten sind in guter Übereinstimmung mit einer Simulationsrechnung und zeigen, daß Elektronen zu 60% - 90% abhängig vom Impuls zurückgewiesen werden. Für Photonen ist dieser Verlauf ähnlich. Durch die zusätzlich nötige Konversion ist die Schauerentwicklung nicht so ausgeprägt und deshalb die Effizienz des Schnittes geringer.

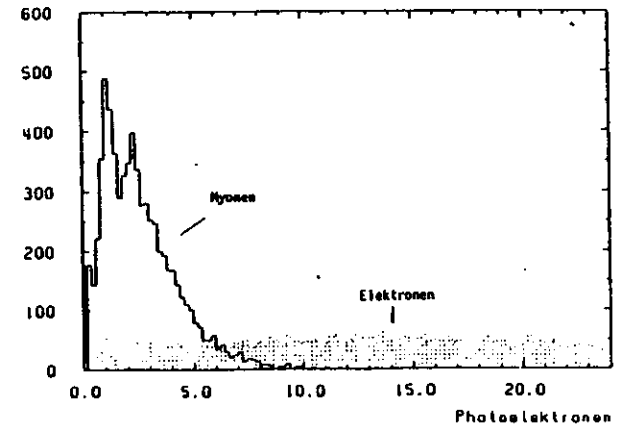


Abb.4.11 Pulshöhenspektrum des Aerogelzählers für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und Elektronen aus der Bhabha-streuung (gepunktet). Beide Verteilungen enthalten etwa gleichviel Einträge. Durch einen Schnitt bei 6 Photoelektronen lassen sich Bhabha's gut von Myonen trennen.



Zusätzlich wird noch die Information der Hadronarmschauerzähler verwendet, die hinter den Cerenkovzählern montiert sind. Wenn in dem zugehörigen Zähler mehr als 2 GeV Energie nachgewiesen werden, wird die Spur ebenfalls verworfen. Da für minimal ionisierende Teilchen im Mittel 200 MeV beobachtet werden (Abb.2.5), ist damit eine gute Abtrennung von energiereichen Photonen oder Elektronen möglich.

#### Reduktion durch alle Schnitte

Zusammenfassend werden an eine identifizierbare Spur folgende Bedingungen gestellt:

- Innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Cerenkovzähler. Wegen der  $(1+\cos^2\theta)$ -Struktur in der primären Quark-Emission werden Spuren höheren Impulses etwas schlechter akzeptiert.
- Keine starke Wechselwirkung in der Spule. In der Nähe der extrapolierten Spur wird ein Signal der Driftkammer erwartet mit
 

$ \Delta y  < 2,0 \text{ cm}$	$ \Delta z  < 6,0 \text{ cm}$	für das alte System
$ \Delta y  < 2,0 \text{ cm}$	$ \Delta z  < 4,0 \text{ cm}$	für das neue System

 Hier werden auf Grund der größeren Vielfachstreuung kleinere Impulse schlechter akzeptiert.
- In dieselbe Cerenkovzelle keine zweite Spur extrapoliert, die die Magnetspule ungehindert durchquert und einen Impuls oberhalb der jeweiligen Cerenkovschwelle hat. Die Reduktion ist stärker für höhere Impulse. Das ist zu verstehen, weil Teilchen höheren Impulses näher an der Jetachse sind.
- Kein Schauer in der gleichen Cerenkovzelle. Der Schauer kann durch mehr als sechs Photoelektronen im Aerogelzähler oder durch mehr als 2 GeV im Schauerzähler erkannt werden. Die Impulsabhängigkeit folgt den gleichen Argumenten wie für den Zweispurschnitt, da die neutralen Teilchen dieselbe Richtung haben wie die geladenen (Ref.39).

Die beiden letzten Schnitte werden nicht für Spuren mit einem Impuls oberhalb von 10 GeV/c gemacht. Die Zahl der analysierbaren Spuren verdoppelt sich, während der Untergrund nur geringfügig ansteigt.

Den Anteil der im Innendetektor rekonstruierten Spuren, die alle Bedingungen der Cerenkovanalyse erfüllen, zeigt Abbildung 4.12. Er ist nur schwach impulsabhängig. Die Variation zwischen 0,8 GeV/c und 10 GeV/c beträgt nur etwa 1%. Oberhalb von 10 GeV/c ist die Akzeptanz doppelt so groß, da die Bedingungen gegen Schauer wegfallen.

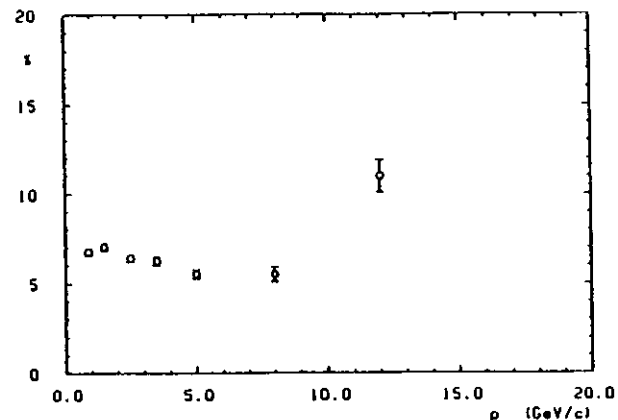


Abb.4.12 Anteil der im Innendetektor rekonstruierten Teilchen in multihadronischen Ereignissen, die die Kriterien der Cerenkovanalyse zu erfüllen.

#### 4.2.2 Bestimmung des Untergrundes

Der nach den Schnitten verbleibende Untergrund kann einerseits von dem zu untersuchenden Teilchen verursacht sein, also spurkorreliert, oder andererseits aus photoninduzierten Schauern in der Magnetspule stammen und somit unkorreliert sein.

Der spurkorrelierte Untergrund ist aus den Daten nur schwer zu ermitteln und wird in den meisten Fällen auch durch Simulationsrechnungen bestimmt. Zu nennen sind hier  $\delta$ -Elektronen (Ref.43). Auch die Anteile der Leptonen an den geladenen Spuren, Myonen und Elektronen (je 1-2%) aus semileptonischen Zerfällen schwerer Quarks und der Konversion von Photonen im Strahlrohr (10% - 2% für  $p > 1 \text{ GeV/c}$ ) können nur durch

Simulationsrechnungen gewonnen werden (Ref.49). Diese Effekte werden bei der Bestimmung der Teilchenverhältnisse berücksichtigt.

Der unkorrelierte Untergrund läßt sich mit den Daten unter minimalen Modellannahmen bestimmen. Beantwortet werden soll die Frage: Welche Cerenkovinformation verbleibt, wenn die zu analysierende Spur die Cerenkovzelle nicht trifft. Um diese Frage zu beantworten und dabei die Topologie des Ereignisses nur geringfügig zu ändern, werden die wahren Spuren um die Jetachse (Sphärizitätsachse) gedreht und, wenn sie in eine andere als die ursprüngliche Cerenkovzelle zeigen, als künstliche Spur verstanden. Nachdem alle Schnitte der Cerenkovanalyse mit diesen "Kunstspuren" gemacht sind, -mit Ausnahme des Schnittes auf Absorption in der Spule-, sollte man in der neuen Cerenkovzelle kein Signal erwarten. Wenn die Cerenkovzähler der betreffenden Zelle dennoch Signale zeigen, sind diese auf unkorrelierten Untergrund zurückzuführen. Mit dieser Methode werden sämtliche Effekte unabhängig von weiteren Modellannahmen erfaßt. Abbildung 4.13 zeigt den unkorrelierten Untergrund in den Aerogel- und Freoncerenkovzählern als Funktion des Impulses.

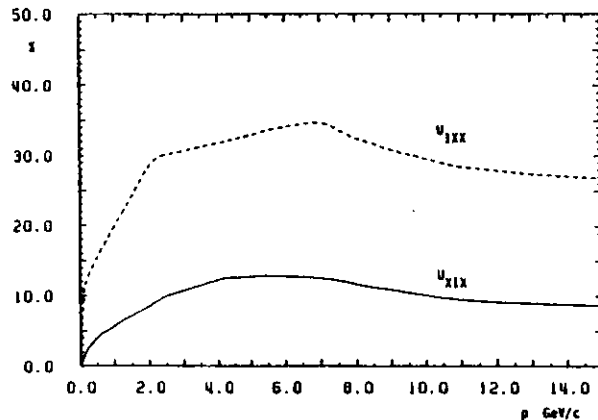


Abb.4.13 Anteil der analysierten Hadronen, die durch unkorrelierten Untergrund zusätzlich Licht im Aerogel- (gestrichelte Kurve) oder Freonzähler haben (durchgezogene Kurve).

#### 4.2.3 Bestimmung der Teilchenverhältnisse aus Lichtklassen

Die Information von Schwellencerenkovzählern läßt sich in einprägsamer Form als dreistellige Zahl, der "Lichtklasse", darstellen. Eine Eins auf der ersten Ziffer bedeutet, der erste Zähler (Aerogel) hat ein Signal, eine Null bedeutet, er hat kein Signal, und ein X, dieser Zähler wird nicht beachtet. Die Reihenfolge der Ziffern entspricht den im Impuls ansteigenden Cerenkovschwellen. Zwei Beispiele mögen das verdeutlichen:

(100) Licht im Aerogelzähler, kein Licht in den Gaszählern.

(X1X) Licht im Freonzähler, der Aerogel- und der CO<sub>2</sub>-Zähler werden nicht beachtet.

Die Aufteilung aller akzeptierten Spuren der multihadronischen Ereignisse bei  $W=34$  GeV in die verschiedenen Lichtklassen ist Tabelle 4.4 zu entnehmen. Um von diesen Zahlen zu den Teilchenverhältnissen aller erzeugten Hadronen zu gelangen, müssen die verschiedenen Untergrundeinflüsse und Nachweiswahrscheinlichkeiten sowie Zerfälle und Wechselwirkungen in dem durchquerten Material berücksichtigt werden.

Die einzelnen Lichtklassen werden von allen Teilchen mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten  $W_{i,ABC}$  bevölkert. Dabei sind drei disjunkte Fälle zu unterscheiden:

1. Das Teilchen durchquert die Magnetspule ohne Absorption. Es gibt keinen zusätzlichen Untergrund  $U_H$  in der Hadronarmdriftkammer.
2. Das Teilchen durchquert die Magnetspule ohne Absorption, aber es gibt Untergrund in der Driftkammer vor der betreffenden Cerenkovzelle.
3. Das Teilchen wird in der Spule absorbiert. Durch Untergrundsignale in der Driftkammer in der Nähe der extrapolierten Spurposition wird es trotzdem vom Analyseprogramm akzeptiert. In diesem Fall kann das Teilchen natürlich kein Cerenkovlicht erzeugen. Ein Signal in den Cerenkovzählern kann nur durch unkorrelierten Untergrund verursacht sein.

Als Beispiel sei die Wahrscheinlichkeit  $W_{\pi,10X}$  erläutert, also die Wahrscheinlichkeit für ein Pion in der Lichtklasse 10X von den Kriterien der Cerenkovzähleranalyse akzeptiert zu werden.

$$W_{\pi,10X} = (1 - W_{abs}) \cdot (1 - U_H) \cdot W_{acc1}(\pi) \cdot W_{Licht1}(\pi,10X) \\ + (1 - W_{abs}) \cdot U_H \cdot W_{acc2}(\pi) \cdot W_{Licht2}(\pi,10X) \\ + W_{abs} \cdot U_H \cdot W_{acc3}(\pi) \cdot W_{Licht3}(\pi,10X)$$

Eine Abhängigkeit aller Größen vom Impuls ist offensichtlich und deshalb zur Vereinfachung der Schreibweise weggelassen worden.

In der obigen Formel bedeuten im einzelnen

$W_{abs}$  die Wahrscheinlichkeit für ein Pion in der Magnetspule absorbiert worden zu sein oder eine Weitwinkelstreuung erfahren zu haben,

$U_H$  die Wahrscheinlichkeit für Untergrund innerhalb des Akzeptanzfensters der Hadronarm-Driftkammer,

$W_{acc1}$  die Wahrscheinlichkeit für das Pion allen Bedingungen der Analyse zu genügen und zwar für den Fall, daß das Pion die Spule ungehindert durchquert. Hierbei sind die Einflüsse von Teilchenzerfällen mit berücksichtigt.

$W_{acc2}$  und  $W_{acc3}$  entsprechen  $W_{acc1}$  für den zweiten und dritten oben aufgeführten Fall.

$W_{Licht1-3}$  ist die Wahrscheinlichkeit in den einzelnen Fällen die angegebene Lichtkombination in den Cerankovzählern zu erzeugen. Dabei ist sowohl der unkorrelierte als auch der durch  $\delta$ -Elektronen induzierte Untergrund mit berücksichtigt.

Wenn diese Koeffizienten  $W_{i,ABC}$  bestimmt sind, läßt sich folgendes lineares Gleichungssystem lösen, und man erhält als Lösungsvektor die Teilchenraten bzw. die Teilchenverhältnisse.

$$N_{11X} = W_{\pi,11X} \cdot N_{\pi} + W_{K,11X} \cdot N_K + W_{P,11X} \cdot N_P \\ N_{10X} = W_{\pi,10X} \cdot N_{\pi} + W_{K,10X} \cdot N_K + W_{P,10X} \cdot N_P \\ N_{00X} = W_{\pi,00X} \cdot N_{\pi} + W_{K,00X} \cdot N_K + W_{P,00X} \cdot N_P$$

Unterhalb eines Impulses von 2.6 GeV/c sind die obigen Gleichungen nicht linear unabhängig. Das Gleichungssystem kann dann auf zwei Gleichungen reduziert werden, und man erhält als Lösung den Pionanteil und den Gesamtanteil von Kaonen und Protonen. Zwischen 2,6 und 3,0 GeV/c ist wegen der sich schnell ändernden Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen im Freonzähler kein zuverlässiges Resultat zu erhalten. Zwischen 6 und 10 GeV/c ist wiederum keine vollständige Lösung möglich, weil alle Hadronen im Aerogelzähler Licht erzeugen, aber nur Pionen im Freonzähler. Oberhalb von 10 GeV/c kann ein äquivalentes Gleichungssystem aufgestellt werden. Hier ist der Aerogelzähler für alle Teilchen effizient, so daß der Freonzähler und der CO<sub>2</sub>-Zähler verwendet werden.

Tabelle 4.4 Aufteilung der akzeptierten Spuren in Lichtklassen

Impuls (GeV/c)	000	100	110	010	111	011	X01
0,8 - 1,0	508	611	23	6	65	4	10
1,0 - 1,2	332	601	25	3	55	0	6
1,2 - 1,6	401	869	24	4	74	7	20
1,6 - 2,0	286	651	40	2	43	5	13
2,0 - 2,6	236	580	59	4	72	8	16
2,6 - 3,0	90	223	71	11	52	1	8
3,0 - 3,4	57	102	104	15	47	6	7
3,4 - 3,8	40	71	113	19	50	6	5
3,8 - 4,6	40	97	132	13	62	6	3
4,6 - 6,0	36	99	61	9	121	14	7
6,0 - 10,0	22	105	26	3	137	17	6
10,0 - 17,0	5	17	17	1	85	6	2
Nur Spuren die Zellen mit Aerogel/Freon/CO <sub>2</sub> treffen :							
10,0 - 17,0	4	16	14	1	56	4	0

Für Spuren oberhalb eines Impulses von 10 GeV/c sind weniger harte Bedingungen gestellt worden, weil der Aerogelzähler nicht mehr benötigt wird und der Untergrund in den Gascerankovzählern wesentlich geringer ist. Einige der Zellen, die eigentlich CO<sub>2</sub> enthalten, sind wegen Lecks zu den Freonzählern auch mit Freon gefüllt. Teilchen, die diese Zellen treffen, können nicht zur Bestimmung der Pion- und Kaonanteile oberhalb von 10 GeV/c mit verwendet werden.

Die Lösung des Gleichungssystems mit der Anzahl der akzeptierten Spuren ergibt die Teilchenverhältnisse. In Tabelle 4.5 sind die Ergebnisse dargestellt. Als Fehler ist der statistische und systematische quadratisch addiert angegeben.

Tabelle 4.5 Teilchenverhältnisse in den Cerenkovzählern

Impuls (GeV/c)	Pion	Kaon	Proton
0,8 - 1,0	0,806 ± 0,073	-	-
1,0 - 1,2	0,799 ± 0,067	-	-
1,2 - 1,6	0,774 ± 0,051	-	-
1,6 - 2,0	0,759 ± 0,043	-	-
2,0 - 2,6	0,730 ± 0,040	-	-
3,0 - 3,4	0,610 ± 0,065	} 0,266 ± 0,045	0,102 ± 0,032
3,4 - 3,8	0,649 ± 0,051		
3,8 - 4,6	0,616 ± 0,043	} 0,294 ± 0,046	0,094 ± 0,037
4,6 - 6,0	0,607 ± 0,039		
6,0 - 10,0	0,579 ± 0,038	-	-
10,0 - 17,0	0,584 ± 0,099	0,256 ± 0,113	0,160 ± 0,081

Tabelle 4.6 Systematische Fehler der Teilchenverhältnisse

relativer Fehler in Pion- Impuls (GeV/c)	Kaon-	Protonanteil	Ursache	
0,8 - 1,0	7 %	-	Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit	
1,0 - 1,2	5 %	-		
1,2 - 2,6	2 %	-		
3,0 - 3,4	6 %	7 %		
3,4 - 4,6	2 %	4 %		
4,6 - 6,0	2 %	10 %		
6,0 - 10,0	2 %	-	bedingt durch + Impulsauflösung	
10,0 - 17,0	10 %	20 %		
0,8 - 2,6	3 %	-	Unkorrelierter Untergrund U100 und UX1X	
3,0 - 10,0	1 %	10 %		
10,0 - 17,0	5 %	10 %		
0,8 - 17,0	≤ 0,5 %	≤ 1 %	≤ 1 %	δ- Elektronen
0,8 - 2,0	1-2 %	-	-	Elektronsubtraktion
0,8 - 17,0	≤ 1 %	≤ 2 %	≤ 2 %	Myonsubtraktion
0,8 - 17,0	≤ 1 %	≤ 3 %	≤ 3 %	Absorption
0,8 - 3,0	1 %	-	-	Korrekturen
3,0 - 3,8	1 %	5 %	5 %	
3,8 - 6,0	1 %	3 %	3 %	

#### 4.2.4 Systematische Fehler

Die systematischen Fehlerquellen sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Wesentliche Beiträge stammen im mittleren Impulsbereich aus der Bestimmung des unkorrelierten Untergrundes und bei höheren Impulsen aus Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit, die wiederum eine Folge der Impulsauflösung sind. Wie vorher erwähnt, wurde der unkorrelierte Untergrund dadurch ermittelt, daß man zu den tatsächlichen Ereignissen eine zusätzliche Spur hinzuaddiert und mit dieser Spur die normale Analyseketten durchläuft. Der Variationsbereich dieser Untergrundbestimmung läßt sich dadurch abschätzen, daß man einerseits Ereignisse mit ausgeprägter Zwei-Jetstruktur verwendet und andererseits isotrop verteilte Ereignisse. Daraus ergibt sich ein Fehler von weniger als 10% (Ref.43)

#### 4.3 Zusammenstellung der Einzelergebnisse

Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Teilchenverhältnisse, wie sie mit den Flugzeitählern und Cerenkovzählern bestimmt wurden, sind in Abbildung 4.14 und Tabelle 4.7 zusammengestellt. In den Impulsbereichen, in denen eine Überlappung zwischen den einzelnen Methoden bestand, ist der mit den jeweiligen Fehlern gewichtete Mittelwert dargestellt.

Der Pionanteil sinkt von über 90% bei Impulsen kleiner als 400 MeV/c bis auf etwa 50% im höchsten Impulsintervall ab. Entsprechend steigen der Kaon- und Protonanteil mit dem Impuls an. Interessant ist dabei der hohe Protonanteil, denn zur Baryonerzeugung müssen zusätzlich zwei Quark-Antiquarkpaare erzeugt werden und man sollte deshalb erwarten, daß dieser Prozeß deshalb stark unterdrückt ist.

Tabelle 4.7 Teilchenverhältnisse

Impuls (GeV/c)	Pion	Kaon	Proton
0,3 - 0,4	0,947 ± 0,014	0,044 ± 0,003	0,009 ± 0,005
0,4 - 0,5	0,922 ± 0,014	0,061 ± 0,005	0,016 ± 0,003
0,5 - 0,6	0,869 ± 0,015	0,108 ± 0,008	0,022 ± 0,002
0,6 - 0,7	0,856 ± 0,018	0,110 ± 0,013	0,034 ± 0,004
0,7 - 0,8	0,848 ± 0,019	0,114 ± 0,026	0,039 ± 0,009
0,8 - 1,0	0,822 ± 0,015	0,125 ± 0,029	} 0,055 ± 0,005
1,0 - 1,2	0,783 ± 0,056	} 0,167 ± 0,036	
1,2 - 1,6	0,769 ± 0,048		0,073 ± 0,012
1,6 - 2,0	0,759 ± 0,043	0,156 ± 0,070	0,085 ± 0,026
2,0 - 2,6	0,730 ± 0,040	-	-
3,0 - 3,4	0,610 ± 0,065	} 0,266 ± 0,045	0,102 ± 0,032
3,4 - 3,8	0,649 ± 0,057		
3,8 - 4,6	0,616 ± 0,043	} 0,294 ± 0,046	0,094 ± 0,037
4,6 - 6,0	0,607 ± 0,039		
6,0 - 10,0	0,579 ± 0,038	-	-
10,0 - 17,0	0,584 ± 0,099	0,256 ± 0,113	0,160 ± 0,081

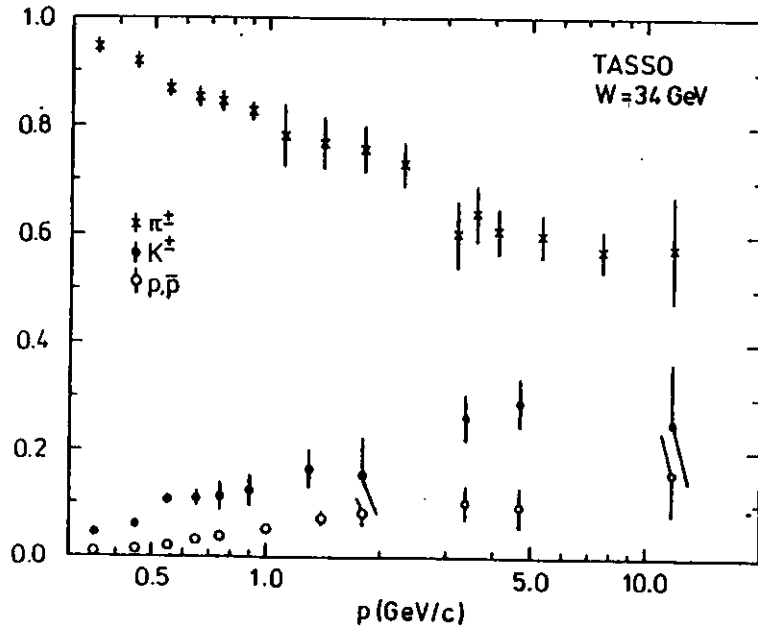


Abb. 4.14 Teilchenverhältnisse der geladenen Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen in multihadronischen Ereignissen.

## 5 Die inklusiven Wirkungsquerschnitte

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte werden in zwei Schritten bestimmt. Der erste Schritt, die Ermittlung der Teilchenverhältnisse, ist in den vorigen Abschnitten beschrieben. Die Teilchenverhältnisse werden dann mit den inklusiven Wirkungsquerschnitten für die Erzeugung aller geladener Hadronen, die mit den Daten des Innendetektors ermittelt wurden (Ref. 50, 51), multipliziert. Durch diese Methode gibt es keine zusätzlichen Normierungsfehler in den verschiedenen Bereichen der Teilchenidentifizierung.

### 5.1 Der totale multihadronische Wirkungsquerschnitt

Die für die Auswahl der multihadronischen Ereignisse notwendigen Bedingungen sind bereits in Kapitel 4.4.3 beschrieben. Nach Anwenden der dort aufgeführten Schnitte verbleibt noch ein kleiner Untergrund von insgesamt 3% aus Ereignissen der Zwei-Photon-Wechselwirkung und  $\tau$ -Paarproduktion. Aus der Anzahl der akzeptierten hadronischen Ereignisse ergibt sich der totale hadronische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  als

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{evt}}}{L \cdot A}$$

wobei L die integrierte Luminosität

A die Akzeptanz für multihadronische Ereignisse ist

Der statistische Fehler des totalen Wirkungsquerschnittes liegt bei 0,5%. Der systematische Fehler ist wesentlich größer und beträgt 4,7%. Der entscheidende Beitrag dazu kommt von der Bestimmung der Luminosität. Sie wird bei TASSO im Luminositätsmonitor unter sehr kleinen Winkeln ( $\theta < 50 \text{ mrad}$ ) und in den Spurrkammern des Innendetektors unter großen

Winkeln ( $|\cos \theta| < 0,87$ ) gemessen. Es gibt einen von der Schwerpunktsenergie unabhängigen systematischen Fehler von 4,5%, der als genereller Normierungsfehler sämtlicher Wirkungsquerschnitte zu verstehen ist und in die im folgenden angegebenen Fehler nicht mit einbezogen ist (Ref.36,52).

Bei bekanntem totalem Wirkungsquerschnitt läßt sich der differentielle inklusive Wirkungsquerschnitt  $da/dp$  für geeignet kleine Impulsintervalle schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{dp} = \sigma_{\text{tot}} \cdot \frac{1}{A_{\text{spur}}} \cdot N_{\text{spur}} \cdot \frac{1}{p_1 - p_2}$$

wobei  $p_1, p_2$  die Impulsintervallgrenzen sind

$N_{\text{spur}}$  die mittlere Anzahl von beobachteten Spuren pro Ereignis für diesen Impulsbereich ist und

$A_{\text{spur}}$  die Detektorakzeptanz für die betreffenden Spuren ist.

Der Korrekturfaktor  $A_{\text{spur}}$  und auch sein Fehler hängen von der Schwerpunktsenergie und vom Impuls ab, und er wird wie auch der Akzeptanzfaktor für das Gesamtereignis mit Hilfe von Detektorsimulationen bestimmt (Ref.49). In die Wirkungsquerschnitte werden auch Teilchen aus Zerfällen mit einer Lebensdauer kleiner als  $3 \cdot 10^{-11}$ s aufgenommen, also Pionen aus  $K^0$  und  $\Lambda$ -Zerfällen, sowie Leptonen aus den Zerfällen schwerer Quarks.

## 5.2 Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für Pion, Kaon und Proton

Die Wirkungsquerschnitte für geladene Hadronen werden im folgenden auf den totalen Wirkungsquerschnitt normiert angegeben ( $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot da/dp$ ). Sie sind korrigiert auf Elektronenanteile durch Photonkonversion, Untergrundereignisse wie Zwei-Photon-Streuung oder  $\tau$ -Paarproduktion und

Einflüsse der Impulsauflösung besonders bei hohen Impulsen ( $p > 8$  GeV/c). Multipliziert mit den Teilchenverhältnissen ergeben sie die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen (Tab.5.1 und Abb.5.1). Die angegebenen Fehler beinhalten die statistischen und die systematischen Fehler quadratisch addiert.

Tabelle 5.1 Normierte Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot da/dp$  (GeV/c)<sup>-1</sup>

Impuls (GeV/c)	Pion ( $\pi^\pm$ )	Kaon ( $K^\pm$ )	Proton + Antiproton
0,3 - 0,4	9,95 ± 0,61	0,462 ± 0,042	0,095 ± 0,053
0,4 - 0,5	8,88 ± 0,38	0,587 ± 0,054	0,154 ± 0,030
0,5 - 0,6	7,43 ± 0,26	0,923 ± 0,074	0,188 ± 0,018
0,6 - 0,7	6,62 ± 0,21	0,851 ± 0,103	0,263 ± 0,032
0,7 - 0,8	5,63 ± 0,19	0,76 ± 0,17	0,259 ± 0,060
0,8 - 1,0	4,55 ± 0,13	0,69 ± 0,16	} 0,265 ± 0,025
1,0 - 1,2	3,36 ± 0,25	} 0,57 ± 0,12	
1,2 - 1,6	2,40 ± 0,16		0,228 ± 0,038
1,6 - 2,0	1,715 ± 0,104	0,35 ± 0,16	0,192 ± 0,059
2,0 - 2,6	1,106 ± 0,065	-	-
3,0 - 3,4	0,489 ± 0,054	} 0,189 ± 0,032	0,073 ± 0,023
3,4 - 3,8	0,411 ± 0,034		
3,8 - 4,6	0,351 ± 0,028	} 0,091 ± 0,015	0,029 ± 0,12
4,6 - 6,0	0,179 ± 0,013		
6,0 - 10,0	0,0394 ± 0,0048	-	-
10,0 - 17,0	0,0099 ± 0,0029	0,0044 ± 0,0022	0,0027 ± 0,0015

Kaonen und Protonen zeigen in Abbildung 5.1 den phasenraumabhängigen Anstieg der Wirkungsquerschnitte, um dann, wie auch die Pionen, bei höheren Impulsen einen stetig abfallenden Verlauf zu nehmen. Für Pionen sind die analysierten Impulse noch zu groß, um den phasenraumbedingten Anstieg zu sehen. Die gestrichelte Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung unter Berücksichtigung des Phasenraumeffektes.

Der Einfluß des begrenzten Phasenraumes bei kleinen Impulsen kann in lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitten  $1/\sigma_{\text{tot}} \cdot E/4\pi p^4 \cdot da/dp$  berücksichtigt werden. Aufgetragen gegen den Impuls erhält man gleichmäßig abfallende Spektren, die gut durch eine Summe von zwei bzw. für Pionen drei Exponentialfunktionen beschrieben werden.

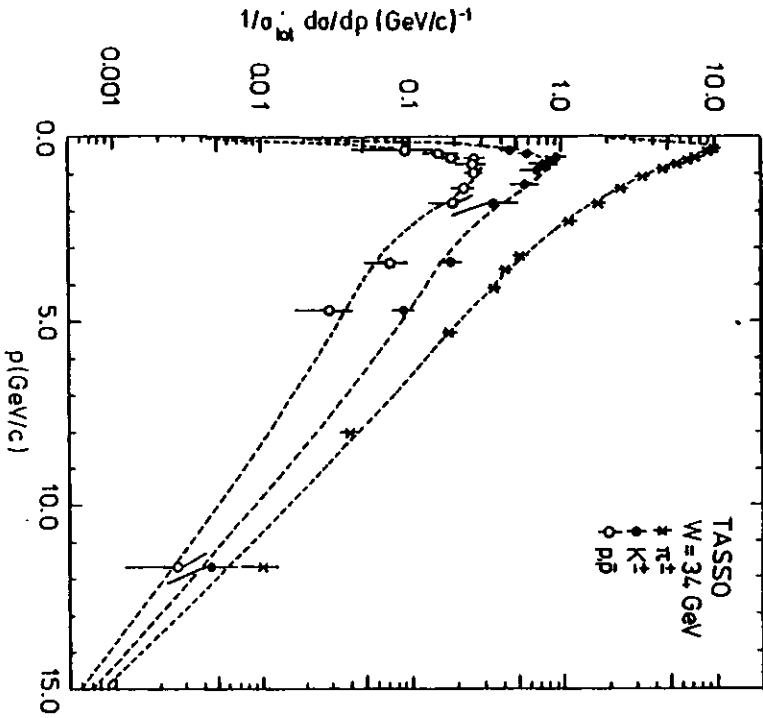


Abb. 5.1 Die inklusiven Wirkungsquerschnitte der geladenen Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen normiert auf den totalen Wirkungsquerschnitt  $1/\sigma_{tot} d\sigma/dp$ . Die gestrichelten Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung an die Phasenraumvarianten Spektren.

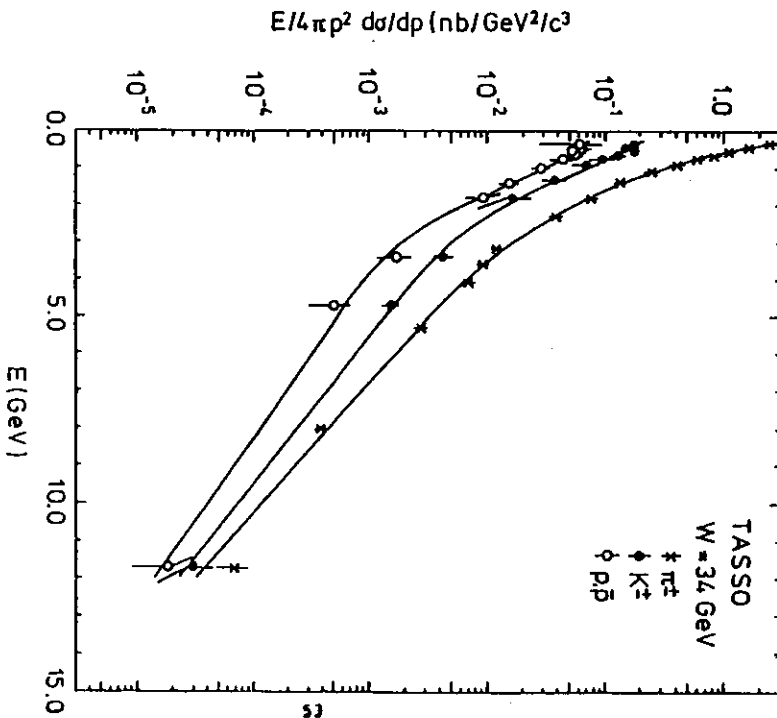


Abb. 5.2 Phasenraumvariante Wirkungsquerschnitte  $E/4\pi^2 d\sigma/dp$  für Pionen, Kaonen und Protonen. Mit eingezeichnet ist das Ergebnis der Anpassung von zwei bzw. drei Exponentialfunktionen (Formel 5.1)

$$F = \prod_{i=1}^3 a_i \cdot e^{(-b_i \cdot E)} \quad \text{wobei } i=2,3 \text{ für Kaon und Proton, } i=1,2,3 \text{ für Pion}$$

Die Wirkungsquerschnitte und die Anpassung sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Parameter finden sich in Tabelle 5.2. Mit dieser Anpassung ist es möglich, den Verlauf der Spektren auch in Bereichen zu bestimmen, die einer direkten Messung nicht zugänglich sind.

Tabelle 5.2 Parameter der Anpassungsrechnung

Teilchen	$a_1$	$b_1$	$a_2$	$b_2$	$a_3$	$b_3$	$\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$
Pionen	$11,7 \pm 2,6$	$5,3 \pm 0,7$	$1,5 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,24$	$0,08 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,04$	0,77
Kaonen	-	-	$0,7 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,3$	$0,03 \pm 0,01$	$0,59 \pm 0,08$	1,33
Protonen	-	-	$0,64 \pm 0,24$	$2,3 \pm 0,3$	$0,007 \pm 0,004$	$0,52 \pm 0,09$	0,37

### 5.3 Multiplizität der geladenen Hadronen

Von physikalischem Interesse ist es, die mittlere Anzahl von Pionen, Kaonen und Protonen pro multihadronischem Ereignis zu ermitteln. Prinzipiell wird das erreicht, indem man die Impulsspektren der einzelnen Teilchensorten über den gesamten Impulsbereich integriert.

$$\langle n_{\pi,K,p} \rangle = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \int_0^{p=E_{beam}/c} \frac{d\sigma}{dp} n_{\pi,K,p} dp$$

Da die Identifikation nicht im ganzen Impulsbereich möglich ist, muß der Teil des Integrals, der nicht direkt meßbar ist, mit Hilfe der Anpassung an die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Sie erlaubt, die gemessenen Wirkungsquerschnitte in nicht zugängliche Impulsbereiche zu extrapolieren. Für geladene Pionen ergibt sich eine Multiplizität von  $10,9 \pm 0,3$ , für geladene Kaonen von  $1,76 \pm 0,16$  und für Protonen und Antiprotonen zusammen von  $0,67 \pm 0,06$ . Die Fehler beinhalten die statistischen wie auch die systematischen Fehler der Extrapolationen

bzw. Abbildung 5.3 zeigt die Teilchenmultiplizitäten im Vergleich mit früheren Messungen bei kleineren Schwerpunktsenergien (Ref.42).

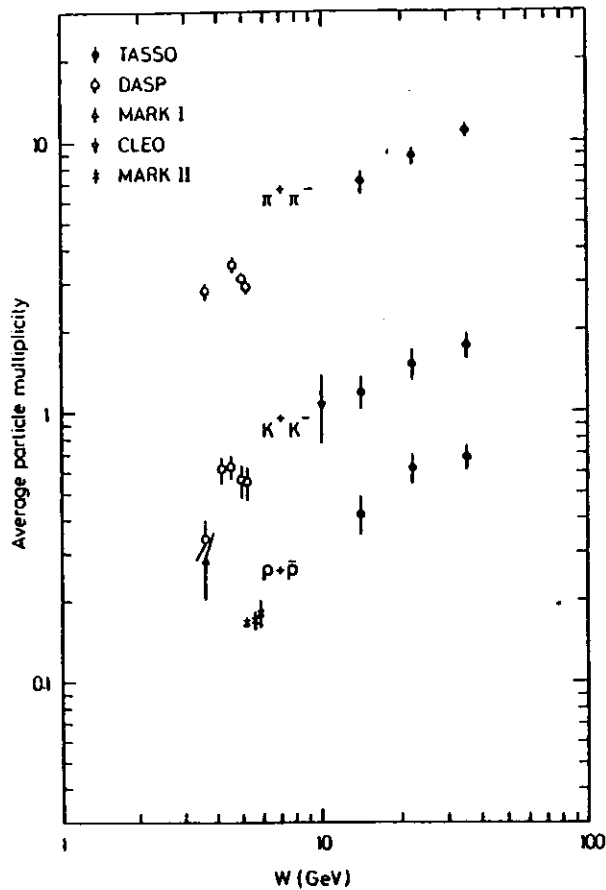


Abb. 5.3 Mittlere Multiplizitäten für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Daten bei 34 GeV sind aus dieser Arbeit, die bei niedrigeren Energien sind Referenz 42 entnommen.

#### 5.4 Die skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte

Im einfachen Quark-Parton Modell wird die inklusive Erzeugung von Hadronen durch zwei Strukturfunktionen  $\bar{W}_1, \bar{W}_2$  beschrieben, die nur von  $x$  abhängen (Ref.53).

$$d\sigma/dx = 4\pi\alpha^2/s \cdot \beta x (m\bar{W}_1 + 1/6 \beta^2 v \bar{W}_2),$$

dabei sind:

$\sqrt{s} = W$  die Schwerpunktsenergie

$\alpha = 1/137$  die elektromagnetische Feinstrukturkonstante

$\beta = P_{\text{hadron}}/E_{\text{hadron}}$

$x_g = 2 \cdot E_{\text{hadron}}/W$  (reduzierte Energie)

$v = E_{\text{hadron}}/m_{\text{hadron}} \cdot W$  die Energie des virtuellen Photons

Es lässt sich somit ein skaleninvarianter differentieller Wirkungsquerschnitt formulieren, der invariant gegenüber einer Schwerpunktsenergieänderung ist :

$$s/\beta \cdot d\sigma/dx_g$$

Die skaleninvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen, Kaonen und Protonen sind für eine Schwerpunktsenergie von 34 GeV in Abbildung 5.4 dargestellt. Als gestrichelte Kurve ist die Anpassung an die Daten bei Berücksichtigung der Phasenraumeffekte (Kap.5.2) dargestellt. Man erkennt für alle drei Teilchensorten eine starke Abnahme des Wirkungsquerschnittes mit der Hadronenergie normiert auf die Strahlenergie. Interessanterweise beobachtet man oberhalb einer reduzierten Hadronenergie von 0,2 einen nahezu parallelen Verlauf der Kurven, der einen ähnlichen Produktionsmechanismus für Pionen, Kaonen und Protonen nahelegt.



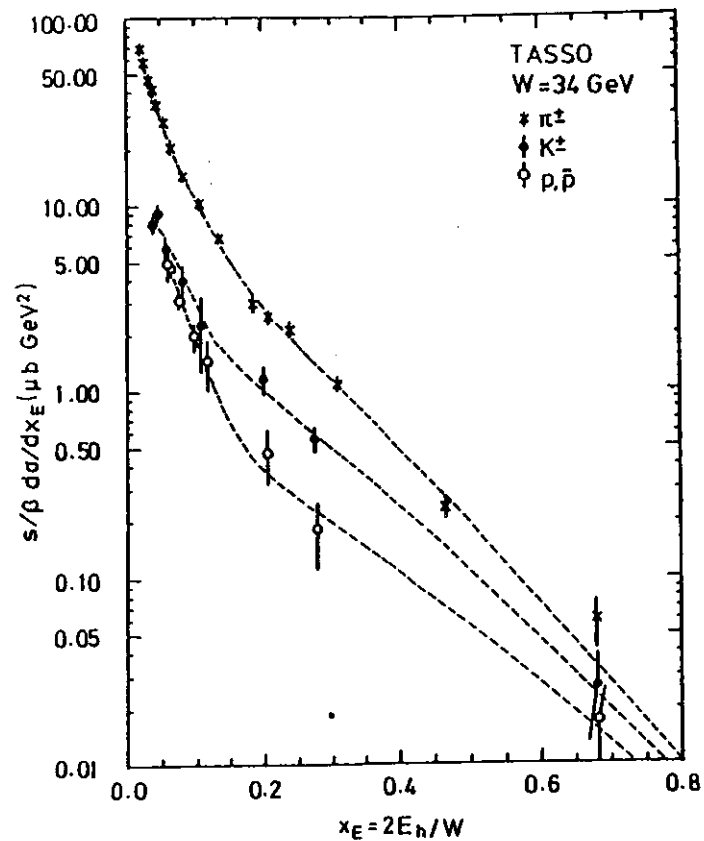


Abb. 5.4 Die skaleninvarianten inklusiven Wirkungsquerschnitte für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen  $s/\beta d\sigma/dx$ . Die gestrichelten Kurven sind der Anpassung an die phasenraum-invarianten Spektren entnommen.

## 6 Proton-Antiproton-Paarproduktion

### 6.1 Übersicht

Im ersten Teil dieser Arbeit sind die relativen Anteile der Pionen, Kaonen und Protonen an den geladenen Hadronen und deren Wirkungsquerschnitte dargestellt worden. Die Produktion von Protonen und Antiprotonen in Ereignissen der multihadronischen  $e^+e^-$  Annihilation war in diesem Maße nicht erwartet worden. Die ersten einfachen Parametrisierungen zur Fragmentation (Ref.5) vernachlässigten die Baryonen ganz. Es ist in der Tat erstaunlich, daß für Impulse größer als 10 GeV/c in etwa 15% aller Fälle drei Quarks und drei Antiquarks zusammenhängend erzeugt werden. Die Untersuchung von Ereignissen mit zwei Protonen/Antiprotonen erlaubt deshalb einen tieferen Einblick in deren Produktionsmechanismus und damit die Beantwortung einer Reihe von Fragen. Werden die Protonen und Antiprotonen zu Beginn der Fragmentation, also in verschiedenen Jets, produziert? Werden sie in der Kette der Fragmentationen benachbart oder weiter getrennt produziert? Insbesondere die erste Frage soll im weiteren behandelt werden.

Eine Korrelation von Protonen und Antiprotonen ist vergleichsweise eindeutig, weil nur wenige Protonen und damit Baryonpaare in einem Ereignis erzeugt werden. Für Strangeness- und Ladungskorrelationen ist die Situation wesentlich komplizierter, weil die größere Zahl der zu untersuchenden Teilchen zu einer Vielzahl von möglichen Kombinationen führt.

Im folgenden soll zur Vereinfachung der Begriff "Proton" sowohl für das Teilchen als auch für das Antiteilchen verwendet werden, sofern es nicht ausdrücklich anders vermerkt ist.

Relativ zur Richtung des primären Quarks werden die Hadronen während der Fragmentation mit einem mittleren Transversalimpuls von 350 MeV/c erzeugt. Um aus der Flugrichtung die sichere Zuordnung zu den jeweiligen Jets zu ermöglichen, werden nur Protonen mit Impulsen größer als 1 GeV/c

betrachtet. Die Identifizierung erfolgt mit den Flugzeitzählern und Cerenkovzählern des Hadronarms.

Die Protonkandidaten werden in 26376 multihadronischen Ereignissen bei Schwerpunktsenergien von 14,22, und 30 bis 36,7 GeV gesucht. Der Hauptteil der Ereignisse (21 552) wurde bei Schwerpunktsenergien größer als 30 GeV genommen.

## 6.2 Protonidentifikation mit dem Hadronarm des TASSO-Detektors

### 6.2.1 Übersicht

Die Identifikation von Protonen für eine Korrelationsanalyse muß gegenüber einer Analyse der inklusiven Produktion leicht geändert werden. Es ist nötig, über die individuelle Spur eine sichere Aussage machen zu können. Die Kenntnis der Akzeptanz für Protonidentifikation ist von zweitrangiger Bedeutung. Dagegen muß der Mesonuntergrund klein und genau bekannt sein, weil sich in der Korrelation die Untergrundbeiträge von zwei Teilchen multiplizieren. Eine in den Einzelspektren noch mögliche statistische Entfaltung des Signals vom Untergrund ist nach der Zusammenfassung zu Paaren hoffnungslos.

### 6.2.2 Protonidentifikation mit den Hadronarmflugzeitzählern

Die Protonkandidaten mit Impulsen zwischen 1,0 GeV/c und 2,3 GeV/c werden mit Hilfe der Flugzeitähler in den Hadronarmen identifiziert. Zwischen 2,3 und 3,0 GeV/c werden die Informationen der Flugzeitähler und Cerenkovzähler kombiniert und oberhalb 3,0 GeV/c bis 5,0 GeV/c erfolgt die Identifizierung mit den Cerenkovzählern allein. Oberhalb 10 GeV/c wäre die Analyse mit den Cerenkovzählern auch möglich. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnittes wird aber kein Kandidatenpaar beobachtet.

In Abbildung 6.1 ist für die Protonen und Antiprotonen der Abstand zum Vertex in der  $r, \phi$ -Ebene  $d$ , und in  $z$ -Richtung  $z$ , dargestellt. Um Protonen

aus Wechselwirkungen in der Detektormaterie zu verwerfen, werden die Schnitte auf den Ursprung der Spuren verschärft.

$$\begin{aligned} |d_0| &< 1 \text{ cm} \\ |z_0| &< 5 \text{ cm} \end{aligned}$$

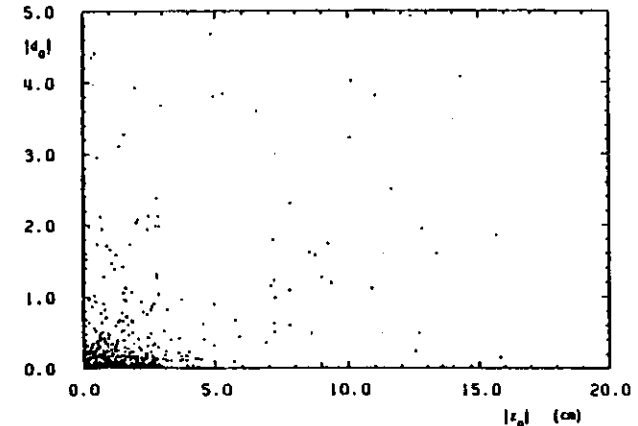


Abb. 6.1 Der Abstand der Proton- und Antiprotonkandidaten zum Vertex in  $z$ -Richtung  $|z_0|$  sowie in der  $r, \phi$ -Ebene  $|d_0|$ . Die Verteilung ist deutlich bei kleinen Werten zentriert, hat aber auch große Ausläufer, die auf Protonen aus Sekundärreaktionen in der Detektormaterie zurückzuführen sind.

Die Signatur von Protonen in Flugzeitählern ist eine große gemessene Flugzeit. Detektorbedingte Untergrundteilchen, wie Elektronen aus elektromagnetischen Schauern in der Spule oder Rückstreuungen aus den direkt dahinter befindlichen Schauerzählern, werden im allgemeinen mit kurzen Flugzeiten wie Pionen oder Kaonen gemessen, und sind deshalb nur eine kleine Untergrundquelle. Dagegen ist der nukleare Wirkungsquerschnitt in der Magnetspule für Protonen und besonders Antiprotonen sehr groß. Etwa 35% aller Protonen und 45% aller Antiprotonen zwischen 1 und 2 GeV/c durchqueren die Spule nicht in der aus dem Innendetektor extrapolierten

Richtung. Gegenüber der Analyse der inklusiven Spektren werden deshalb folgende Schnitte verändert:

- In den flachen Driftkammern hinter der Magnetspule muß die Spur akzeptiert sein:
 

$ \Delta y  < 2,0 \text{ cm}$	$ \Delta z  < 6,0 \text{ cm}$	für das alte System
$ \Delta y  < 2,0 \text{ cm}$	$ \Delta z  < 4,0 \text{ cm}$	für das neue System
- In den Flugzeitzählern darf der Nachbarzähler ein Signal haben. Dadurch wird die Akzeptanz um etwa 60% vergrößert.
- Das gemessene Massenquadrat soll zwischen  $0,6$  und  $1,4 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  liegen.

Mit den Flugzeitzählern werden 377 Protonen in 369 Ereignissen gefunden. Abbildung 6.2 zeigt die gemessenen Massenquadratspektren für drei Impulsbereiche. Man erkennt bei einem Wert von  $0,9 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$  die Verteilung für Protonen. Pionen und Kaonen sind bei diesen Impulsen nicht mehr getrennt zu beobachten. Lediglich im kleinsten hier betrachteten Impulsintervall ( $1,0 < p < 1,5 \text{ GeV/c}$ ) treten die Kaonen noch als Schulter einer breiten Verteilung um Null hervor. Für Impulse oberhalb von  $2,0 \text{ GeV/c}$  trifft dies auch für die Protonen zu.

### 6.2.3 Protonidentifikation mit den Cerenkovzählern

Zwischen  $3$  und  $5 \text{ GeV/c}$  können Protonen mit den Cerenkovzählern für diese Analyse identifiziert werden. Die Cerenkovschwellenkurven (Abb.4.2) machen deutlich, daß der Aerogelzähler und seine Nachweiswahrscheinlichkeit dafür von entscheidender Bedeutung ist. Während Pionen sehr gut mit den Freoncerenkovzählern oberhalb von  $3 \text{ GeV/c}$  erkannt werden, müssen die Kaonen mit Hilfe der Aerogelzähler eliminiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen variiert in diesem Impulsbereich zwischen  $69\%$  und  $82\%$  (Tab. A.2.2). Bei einem relativen Verhältnis von Kaon zu Proton von  $2$  zu  $1$  sind deshalb nicht erkannte Kaonen die Hauptuntergrundquelle.

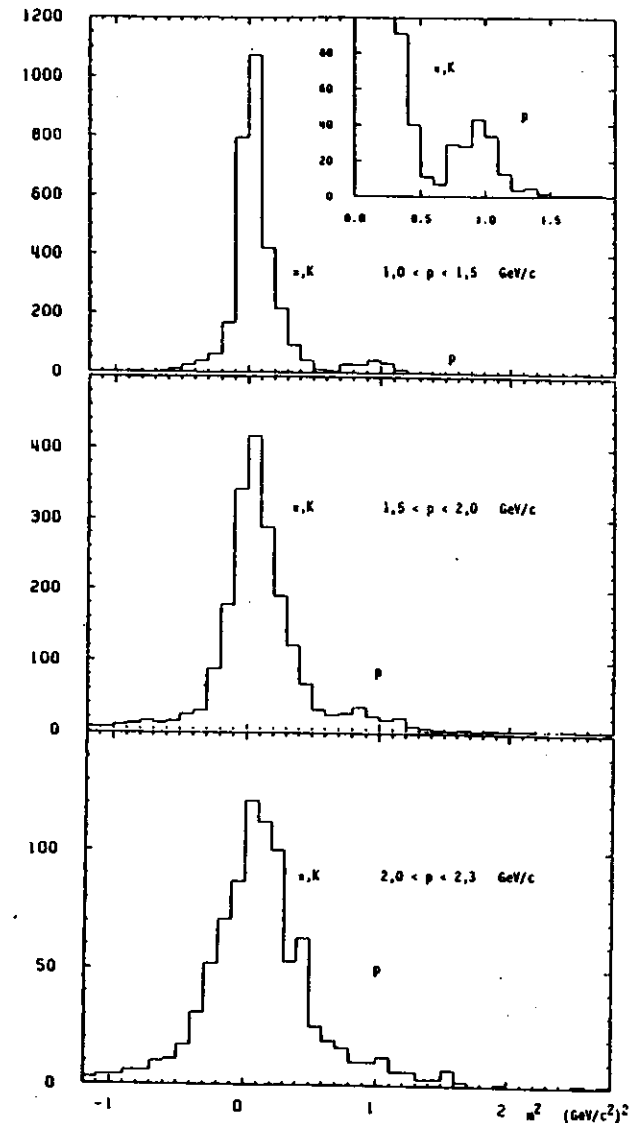


Abb. 6.2 Mit den Flugzeitzählern im Hadronarm gemessenen Massenquadrate für Impulse zwischen  $1,0$  und  $2,3 \text{ GeV/c}$ .

Alle anderen Effekte, die bei der Analyse der inklusiven Spektren beachtet werden, wie unkorrelierter Schaueruntergrund, sind durch die Protonsignatur -kein Licht in allen drei Cerenkovzählern- automatisch beseitigt. Aus diesem Grund kann auf alle Schnitte gegen elektromagnetische Schauer verzichtet werden. Ebenso ist der Schnitt auf eine zweite Spur im selben Zähler überflüssig, weil lediglich der Protonkandidat wegen eines zweiten Teilchens, das Licht erzeugt, verworfen werden muß. Es werden 230 Ereignisse mit 237 Protonkandidaten selektiert.

#### 6.2.4 Protonidentifikation mit Flugzeitzählern und Cerenkovzählern kombiniert

Oberhalb eines Impulses von  $2,3 \text{ GeV}/c$  ist eine Protonerkennung mit den Hadronarmflugzeitzählern allein nicht mehr möglich. Im Massenquadrat-spektrum (Abb.6.3) wird die Verteilung der Protonen mehr und mehr von der gemeinsamen Verteilung von Pionen und Kaonen verdeckt. Zusätzlich erschwert der schon erwähnte Untergrund von elektromagnetischen Schauern und Rückstreuung, der im Massenquadratspektrum "pionartig", aber wesentlich breiter auftritt, die Abtrennung der Protonen.

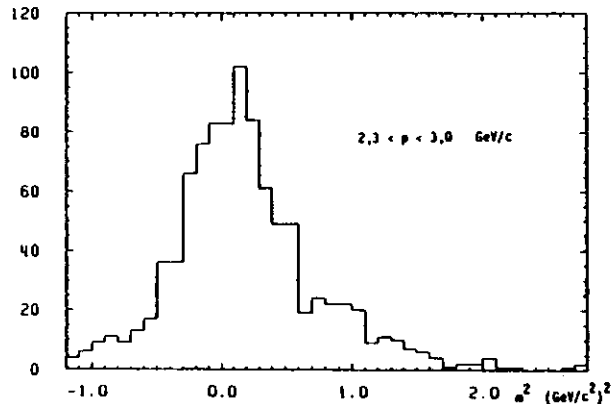


Abb. 6.3 Mit den Flugzeitzählern im Hadronarm gemessenen Massenquadrate für Impulse zwischen  $2,3$  und  $3,0 \text{ GeV}/c$ . Es ist nur eine schwach ausgeprägte Schulter bei der erwarteten Position der Protonen zu erkennen ( $0,9 \text{ GeV}^2/c^4$ )

Die Cerenkovzähler vor den Flugzeitzählern sind gut geeignet, Pionen, einen Teil der Kaonen und auch Untergrund zu erkennen. Pionen werden im Impulsbereich von  $2,3$  bis  $3,0 \text{ GeV}/c$  mit den Aerogel- und Freoncerenkovzählern mit einer Wahrscheinlichkeit von  $89\%$  bis zu  $97\%$  erkannt. Die Wahrscheinlichkeit Kaonen mit Hilfe der Aerogelzähler zu erkennen beträgt etwa  $40\%$ . Der unkorrelierte Untergrund wird durch die Protonsignatur -kein Licht in Aerogel- und Gascerenkovzählern- nahezu völlig beseitigt. Folgende Bedingungen muß ein Protonkandidat im Impulsbereich zwischen  $2,3$  und  $3,0 \text{ GeV}/c$  erfüllen:

- Von den flachen Driftkammern akzeptiert.
- Innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Cerenkovzähler.
- Kein Licht in allen drei Cerenkovzählern.
- Innerhalb der geometrischen Akzeptanz der Flugzeitzähler.
- Nur eine Spur in den Flugzeitzähler extrapoliert.
- Die Signale an beiden Enden des Zählers müssen hoch genug sein, um eine verlässliche Zeitinformation gewinnen zu können.
- Die aus der Zeitmessung an beiden Enden des Zählers bestimmte Position des Teilchens muß mit dem extrapolierten Ort auf  $30 \text{ cm}$  genau übereinstimmen.

Mit der kombinierten Identifikation sind  $42$  Protonkandidaten in  $41$  Ereignissen zu finden.

#### 6.2.5 Merkmale der selektierten Protonen

In den drei Impulsbereichen gibt es insgesamt  $656$  Protonkandidaten in  $623$  Ereignissen. In  $31$  Ereignissen sind zwei und in einem sind drei Kandidaten. Von den  $656$  Kandidaten sind  $362$  positiv und  $294$  negativ geladen. Abbildung 6.4 zeigt das Impulsspektrum der akzeptierten Proton- und Antiprotonkandidaten. Die Werte sind korrigiert auf die unterschiedlichen Absorptionsquerschnitte für Protonen und Antiprotonen in der Magnetspule (s. Abb. 4.10) sowie auf Untergrundbeiträge. Innerhalb der Fehler sind Protonen und Antiprotonen gleich häufig. Zu beachten ist, daß an diesen Spektren keine Korrekturen auf die stark unterschiedlichen

Akzeptanzen der Protonidentifikation in den einzelnen Impulsbereichen gemacht sind. Sie folgen daher nur grob dem Verlauf der inklusiven Spektren, insbesondere ist die Akzeptanz in dem Bereich der kombinierten Teilchenidentifikation klein, weil hier die Spuren den Auswertekriterien für zwei Detektorkomponenten genügen müssen.

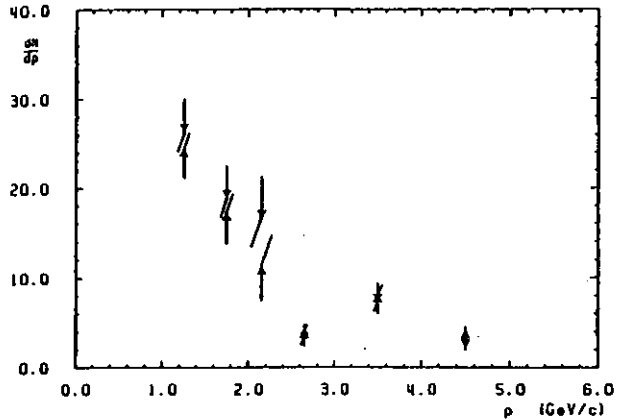


Abb. 6.4 Impulsspektrum der Protonen (↑) und Antiprotonen (↓) auf Untergrundbeiträge und Absorption in der Magnetspule korrigiert.

### 6.3 Ereignisse mit Zwei Protonen/Antiprotonen

In 31 Ereignissen sind zwei Protonkandidaten und in einem drei Protonkandidaten. Von den insgesamt 65 Teilchen sind 32 Protonen und 33 Antiprotonen.

#### 6.3.1 Untergrundbestimmung der Protonpaare

Der Untergrund für ein Protonpaar ist nicht einfach das Produkt aus den Anteilen der einzelnen Protonen. Dies wäre nur richtig, wenn die Produktion eines Protons rein statistisch erfolgte, nämlich zwischen zwei Protonen keinerlei Korrelation bestände. Gerade dies ist aber, wie die vorliegende Arbeit zeigt, nicht der Fall.

Zur Untergrundbestimmung werden vielmehr nur Teilchenpaare betrachtet: Mesonpaare, Meson-Proton-Paare und Protonpaare. Wenn die Wahrscheinlichkeit für die Verwechslung von Mesonen und Protonen bekannt ist, kann aus der Anzahl der beobachteten Paare die Anzahl der echten Paare errechnet werden. Für die Bestimmung des Untergrundes in der Menge der beobachteten Protonpaarkandidaten wird nur der Hauptbeitrag bestimmt: Die Anzahl der als Protonpaare fehlidentifizierten wahren Meson-Proton-Paare. Der Anteil der wahren Mesonpaare am Untergrund ist sehr klein, weil die Wahrscheinlichkeit, zwei Mesonen fälschlich als Protonen zu identifizieren, vernachlässigbar klein ist. Umgekehrt ist es auch möglich, daß Protonpaare als Meson-Proton-Paare fehlidentifiziert werden. Da die Meson-Proton-Paare wesentlich zahlreicher als die Protonpaare sind, ist dies ebenfalls zu vernachlässigen.

Im ersten Schritt werden alle Meson-Proton-Paare in den verschiedenen Kombinationen der drei verwendeten Impulsbereiche aus den Daten selektiert. Ein "Meson" muß die üblichen Selektionskriterien für Akzeptanz und Durchqueren der Spule erfüllen. Auf den Zweispur- und Schauerschnitt, entsprechend Kapitel 4.2.1, wird wie bei der Auswahl der Protonen verzichtet. Allerdings müssen die "Mesonen" Licht in den Cerenkovzählern erzeugt bzw. eine kleine Flugzeit haben. Die "Mesonbedingungen" sind dann:

$$\begin{array}{l} \text{für } 1,0 < p < 2,3 \text{ GeV/c} \\ \text{für } 2,3 < p < 3,0 \text{ GeV/c} \\ \text{für } 3,0 < p < 5,0 \text{ GeV/c} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} m^2 < 0,6 \\ m^2 < 0,7 \text{ oder} \\ \text{Licht im Aerogelzähler} \\ \text{Licht im Aerogelzähler} \end{array} \right.$$

Wenn Cerenkovzähler zur Mesonidentifikation benutzt werden, kann man sich auf Kaonkandidaten -nur Licht im Aerogel- beschränken, weil Pionen wegen ihrer gleichzeitigen Produktion von Licht im Freonzähler nur eine sehr kleine Chance haben (0,1%-2%) die Protonsignatur vorzutauschen, im Gegensatz zu Kaonen (19%-29%).

Insgesamt werden 320 Meson-Proton-Paare gefunden. Die Aufteilung auf die jeweiligen Impulskombinationen zeigt Tabelle 6.1.

Die Zahl der selektierten Meson-Protonpaare multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, das Meson fälschlicherweise als Proton zu identifizieren, ergibt die Anzahl der vorgetäuschten Protonpaare. Die Wahrscheinlichkeit ändert sich sehr rasch mit dem Impuls. Deshalb sind die Impulsregionen für diesen Zweck feiner aufgeteilt.

Tabelle 6.1 Aufteilung der Meson-Proton-Paare

Impulse (GeV/c)	Mesonen						Σ
	1,0-1,5	1,5-2,0	2,0-2,3	2,3-3,0	3,0-3,6	3,6-5,0	
Protonen							
1,0-1,5	18	20	5	10	2	3	58
1,5-2,0	22	29	11	14	4	5	85
2,0-2,3	11	10	3	4	2	1	31
2,3-3,0	3	4	2	2	1	1	13
3,0-3,6	17	18	4	12	3	2	56
3,6-5,0	24	26	8	14	3	2	77
Σ	95	107	33	56	15	14	320

### 6.3.2 Fehlidentifikation in den Flugzeitählern

Die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation läßt sich mit Hilfe der Massenquadratspektren ermitteln. Die Spektren müssen frei von Untergrund durch elektromagnetische Schauer und aus anderen Quellen sein. In Abbildung 6.2 ist das Massenquadratspektrum der Flugzeitähler für Impulse zwischen 1,0 und 1,5 GeV/c dargestellt. Deutlich sichtbar, besonders bei negativen Massenquadraten, ist ein zusätzlicher Untergrund. Dieser Untergrund läßt sich beseitigen, wenn man verlangt, daß in den Cerenkovzählern kein Licht registriert wird. Allerdings werden dadurch auch Pionen verworfen, die im Aerogel ab 600 MeV/c Licht erzeugen können. Mit der komplementären Cerenkovbedingung -Licht in allen drei Radiatoren- werden die Fälle selektiert, in denen Elektronen die primäre Spur begleiten. Damit läßt sich die Form des Untergrundspektrums ermitteln. Das Massenquadratspektrum zeigt in Abbildung 6.5 im wesentlichen den unkorrelierten Untergrund -Licht in allen drei Cerenkovzählern- und einen kleinen Teil des normalen Hadronspektrums. Das sind Pionen, Kaonen und Protonen, die in den Cerenkovzählern von Elektronen aus elektromag-

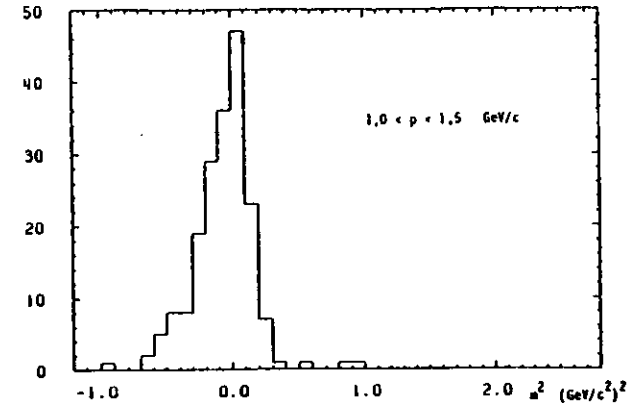


Abb. 6.5 Mit den Flugzeitählern im Hadronarm gemessenen Massenquadrate für Impulse zwischen 1,0 und 1,5 GeV/c, wenn in allen drei Cerenkovradiatoren vor dem betreffenden Zähler Licht beobachtet wird. Das Spektrum zeigt im wesentlichen das Untergrundsignal.

netischen Schauern, begleitet werden. In den feiner segmentierten Flugzeitählern treffen die Elektronen dann nur die Nachbarzähler. Die Schauer, und damit der Untergrund, werden nicht immer durch die Bedingung -Licht in allen drei Cerenkovzählern- erkannt. Es ist daher nötig, das mit Hilfe der Cerenkovzähler bestimmte Untergrundspektrum auf die Gesamtzahl der Ereignisse zu normieren. Um ein Massenquadratspektrum zu erhalten, das frei von unkorreliertem Untergrund ist, wird vom Gesamtspektrum das bei negativen Massenquadraten ( $m^2 < -0,2 \text{ (GeV/c}^2\text{)}$ ) normierte Untergrundspektrum subtrahiert. Genauso wird für die Impulsbereiche 1,5 - 2,0 GeV/c und 2,0 - 2,3 GeV/c verfahren. Das Spektrum für Impulse zwischen 2,3 und 3,0 GeV/c ist bereits frei von Untergrund, da die Bedingung, daß es kein Licht in den Cerenkovzählern geben darf, schon bei der Selektion gestellt wird (Vgl. Kap.6.1.2). Abbildung 6.6 zeigt die bereinigten Massenquadratspektren. Es wurde eine Anpassungsrechnung durchgeführt, mit der unter der Annahme einer gaußförmigen Flugzeitauflösung für Pionen Kaonen und Protonen, die jeweiligen Teilchenverhältnisse  $f_i$  ermittelt werden.

Das Massenquadratspektrum läßt sich folgendermaßen parametrisieren:

$$F(m^2, p) = \sum_{i=n, K, p} f_i \cdot \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left\{ -\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_i^2} \right\} \cdot \frac{L^2}{2tc^3 p^3}$$

mit  $t = L/c \cdot \sqrt{1 + m^2/p^2}$

und  $t_0 = L/c \cdot \sqrt{1 + m_1^2/p^2}$

wobei  $f_i$  die relativen Teilchenanteile von Pionen, Kaonen und Protonen sind,

$\sigma_i$  die Flugzeitauflösung der jeweiligen Teilchensorte ist,

$L$  die mittlere Flugstrecke,

$c$  die Lichtgeschwindigkeit,

$m_i$  die jeweilige Teilchenmasse und

$m^2$  und  $p$  die Variablen obiger Gleichung. Zur Ausführung der Anpassungsrechnung wurde für jedes Impulsintervall die obige Funktion für zehn Impulse gerechnet und gemittelt.

Die Flugzeitauflösungen für Pionen, gemessen durch Myonpaare, beträgt  $\sigma_\pi = 450$  ps. Für Kaonen und Protonen ergibt sich durch Zerfall bzw. spezifische Ionisationsverluste eine zusätzliche Verbreiterung, so daß  $\sigma_K$  und  $\sigma_p$  in der Anpassungsrechnung als freie Parameter behandelt werden. Ferner wird auch die Protonmasse als freier Parameter in der Anpassungsrechnung benutzt, weil bereits geringste Fehler in der Bestimmung des spezifischen Ionisationsverlustes zu einer deutlichen Verschiebung im Massenquadratspektrum führen. Die aus dieser Rechnung ermittelten Teilchenanteile stimmen mit den im ersten Teil dieser Arbeit angegebenen Werten überein. Die angepaßten Kurven sind in sehr guter Übereinstimmung mit den gemessenen Massenquadratspektren. Deshalb läßt sich der Anteil der Pionen und Kaonen, die mit Massenquadraten grösser als  $0,6 \text{ GeV}^2/c^4$  gemessen werden, sehr genau bestimmen (Vgl. Tab. 6.2).

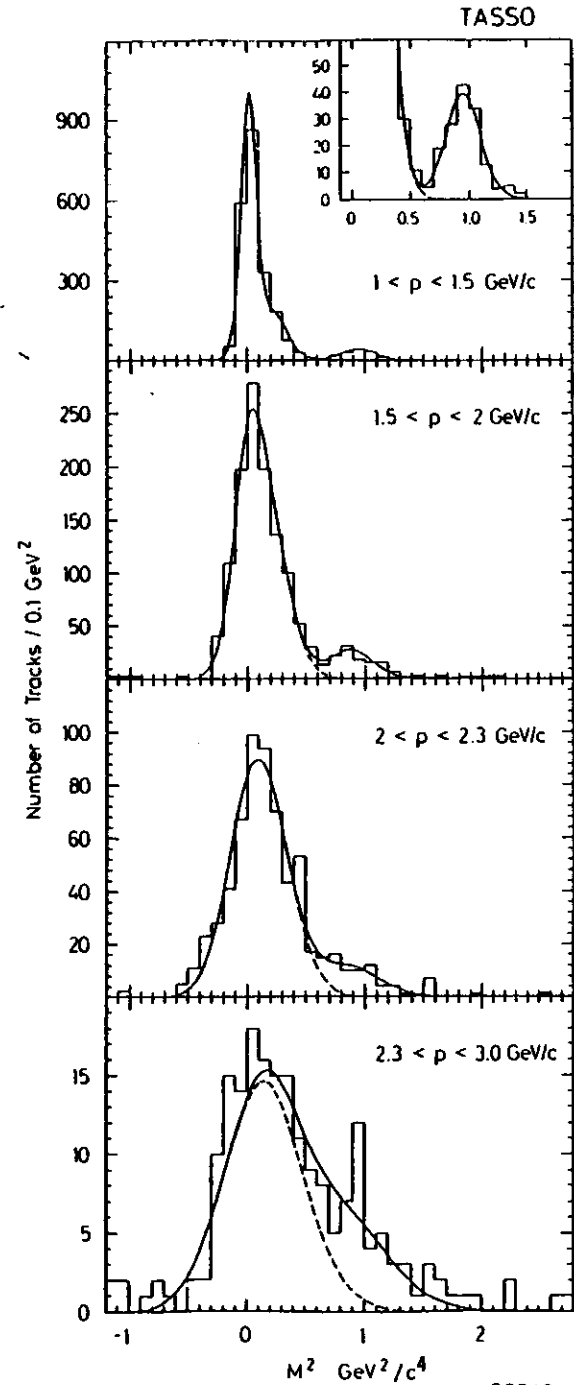


Abb. 6.6 Mit den Flugzeitählern im Hadronarm gemessenen Massenquadrate für Impulse zwischen 1,0 und 3,0 GeV/c unter Zuhilfenahme der Carenkovählerinformation. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis einer Anpassungsrechnung (s. Text).

### 6.3.3 Fehlidentifikation in den Cerenkovzählern

Für die höheren Impulsbereiche ( $p > 3 \text{ GeV/c}$ ) in denen die Cerenkovzähler zur Protonidentifikation verwendet werden, sind die Voraussetzungen und damit die Methode anders. Das Protonensignal -kein Licht in allen drei Cerenkovzählern- ist offensichtlich frei von jeglichem Untergrund durch Schauerprodukte. Hingegen gibt es Untergrund von Mesonen, die infolge der Ineffizienz der Cerenkovzähler überhaupt kein Licht in dem Cerenkovteleskop erzeugen. Da der Freonzähler für Pionen von mehr als  $3 \text{ GeV/c}$  sehr effizient ist, braucht man an dieser Stelle nur Kaonen zu betrachten. Die Cerenkovsignatur 100 (Licht im Aerogelzähler, kein Licht in den Gaszählern) wird vorwiegend von Kaonen erfüllt, aber auch von Protonen, die von unkorrelierten Schaueruntergrund begleitet sind. Um die wahre Zahl der Kaonen zu ermitteln, muß man diese Protonen abziehen. Die Relativen Anteile  $F_K$  und  $F_P$  von Kaonen und Protonen in der Cerenkovlichtklasse 100 werden durch folgende Gleichung ermittelt:

$$F_i(100) = f_i \cdot [ \epsilon_i \cdot (1 - \eta_i) + (1 - \epsilon_i) \cdot (1 - \eta_i) \cdot U ] \quad [ i=K, P ]$$

wobei  $\epsilon_i$  und  $\eta_i$  die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Aerogel- und Freonzähler sind und

$U$  der unkorrelierte Schaueruntergrund (Abb.6.7).

Auf Grund der bekannten Effizienz des Aerogelzählers ist es dann einfach zu berechnen, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Meson die Cerenkovsignatur 000 erhält. Da sich das Ansprechvermögen im Schwellenbereich noch deutlich ändert, wird die Rechnung für zwei Impulsbereiche separat durchgeführt ( $3,0 - 3,6 \text{ GeV/c}$  und  $3,6 - 5,0 \text{ GeV/c}$ ). Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Tabelle 6.2 Mesonen, fälschlich als Protonen identifiziert

Impulse (GeV/c)	Wahrscheinlichkeit	Anzahl
1,0-1,5	$0,001 \pm 0,0005$	$0,10 \pm 0,05$
1,5-2,0	$0,026 \pm 0,010$	$2,78 \pm 1,07$
2,0-2,3	$0,044 \pm 0,030$	$1,45 \pm 1,00$
2,3-3,0	$0,015 \pm 0,017$	$0,84 \pm 0,95$
	- 0,007	- 0,40
3,0-3,6	$0,16 \pm 0,07$	$2,40 \pm 1,05$
3,6-5,0	$0,12 \pm 0,05$	$1,68 \pm 0,70$
		<hr/>
		$9,3 \pm 2,2$

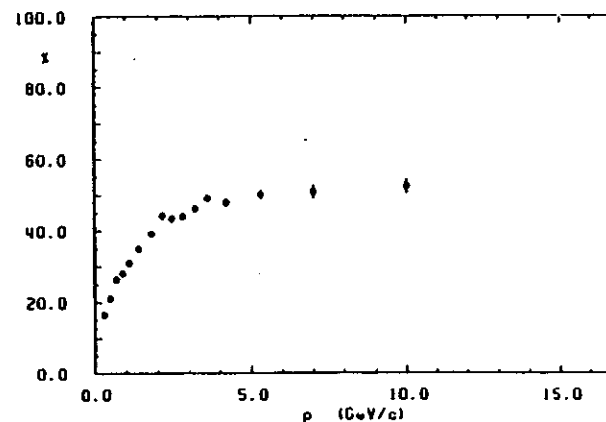


Abb. 6.7 Der Anteil der Spuren, die durch unkorrelierten Untergrund ein zusätzliches Signal im Aerogelzähler haben. Der Wert ist hier wesentlich höher als in der Analyse der inklusiven Produktion (Abb.4.13), weil keine Bedingungen zur Unterdrückung solcher Signale gestellt werden.



#### 6.3.4 Fehlidentifikation im Überlappungsbereich der Flugzeit- und Cerenkovanalyse

In diesem Impulsbereich folgt auch die Berechnung der Fehlidentifikation einer kombinierten Methode. Zunächst wird der Anteil der Mesonen bestimmt, die kein Licht in irgend einem der drei Cerenkovradiatoren erzeugen. Mit einer Rechnung, wie in 6.3.3, ergeben sich dafür 30% mit einem relativ großen Fehler, weil die Nachswahrscheinlichkeit im Schwellenbereich nur relativ ungenau bekannt ist. Danach wird aus dem Massenquadratsspektrum die Wahrscheinlichkeit ermittelt, daß diese Mesonen mit einem zu großen Wert gemessen werden. Das Resultat ist 4,8%. Die Wahrscheinlichkeit für Fehlidentifikation eines Mesons als Proton ist das Produkt beider Zahlen.

Die Wahrscheinlichkeiten, Mesonen als Protonen zu identifizieren, sind für alle drei Analysebereiche in Tabelle 6.2 zusammengestellt. Indem man die beobachtete Anzahl von Meson-Protonpaare in den jeweiligen Bereichen mit diesen Wahrscheinlichkeiten multipliziert, erhält man die Zahl der Untergründereignisse. Insgesamt gibt es  $9,3 \pm 2,2$  als Protonpaare fehlidentifizierte Meson-Protonpaare (30% der Kandidatenpaare). Die Fehler beinhalten sowohl den statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten, wobei für die höheren Impulsbereiche (Cerenkovanalyse) die statistischen Fehler dominieren.

#### 6.3.5 Zuordnung zu Jets

Der zum Wechselwirkungspunkt symmetrische Aufbau der beiden Hadronarme ist gewählt worden, um damit auch bei einem eingeschränkten Raumwinkel die meisten Teilchen von Zwei-Jet-Ereignissen erfassen zu können. Diese Struktur erleichtert die Korrelationsanalyse und erlaubt eine einfache Zuordnung der Protonpaare zum selben oder entgegengesetzten Jet, je nachdem, ob sie in demselben oder im gegenüberliegenden Hadronarm beobachtet werden. Für Ereignisse mit zwei Jets ist diese Zuordnung eindeutig. Wenn drei Jets auftreten, und das ist für etwa 10% der multi-hadronischen Ereignisse der Fall, könnten Teilchen von zwei verschiedenen Jets in demselben Hadronarm fliegen. Alle Ereignisse sind nach der

Methode der generalisierten Sphärizität (Ref.54) auf ihre Dreijetstruktur untersucht worden. Der relative Anteil von Drei-Jet-Ereignissen ändert sich nicht signifikant, wenn man die Bedingung stellt, daß mindestens ein schnelles Proton ( $p > 1 \text{ GeV/c}$ ) enthalten sei. Von den 31 Zwei-Proton-Ereignissen werden 5 als Drei-Jet-Ereignisse klassifiziert. Die Zuordnung der einzelnen Jets zu den Hadronarmen gibt in keinem Fall einen Widerspruch zu dem oben erwähnten einfachen Verfahren.

#### 6.3.6 Ergebnisse

Die Protonpaarkandidaten lassen sich in vier Gruppen nach Ladung und Jetzugehörigkeit ordnen. Vor Abzug des Untergrundes durch Meson-Proton-Paare ergibt sich folgendes Bild:

PROTONPAARE	im gleichen Jet	in verschiedenen Jets
$e^+ e^- \rightarrow p\bar{p}(\bar{p}\bar{p}) + X$	3	6
$e^+ e^- \rightarrow p\bar{p} + X$	18	4

Als erstes wichtiges Ergebnis sieht man, daß in weit mehr als der Hälfte der Ereignisse Paare von Proton und Antiproton beobachtet werden und nur wenige Ereignisse mit zwei Protonen oder zwei Antiprotonen auftreten. Eine Vielfachproduktion von Baryonen kann also nur relativ selten erfolgen. Außerdem werden Proton-Antiproton-Paare vorwiegend im gleichen Jet beobachtet. In diesen Ereignissen ist noch der Untergrund durch fehlidentifizierte Meson-Protonpaare enthalten. Die Aufteilung aller beobachteten Meson-Protonpaare nach Ladungs- und Jetzugehörigkeit ergibt folgendes Bild:

MESON-PROTONPAARE

	im gleichen Jet	in verschiedenen Jets
$e^+ e^- + mp(\bar{p}\bar{m}) + X$	49	88
$e^+ e^- + m\bar{p}(\bar{p}\bar{m}) + X$	87	96

Alle vier Kombinationen sind in etwa gleichhäufig besetzt. Der verminderte Anteil von Spuren mit gleicher Ladung im selben Jet zeigt, daß die elektrische Ladung bei dem Fragmentationsprozeß vorwiegend lokal kompensiert wird (Ref.55). Wenn die 9,3 Untergrundpaare entsprechend obiger Matrix aufgeteilt und von den beobachteten Protonpaaren subtrahiert werden, erhält man folgendes Bild:

PROTONPAARE (Untergrund subtrahiert)

	im gleichen Jet	in verschiedenen Jets
$e^+ e^- + pp(\bar{p}\bar{p}) + X$	$1,5 \pm 2,1$	$3,5 \pm 2,9$
$e^+ e^- + p\bar{p} + X$	$15,5 \pm 4,5$	$1,2 \pm 2,6$

Es ist ein deutliches Signal für Proton und Antiprotonproduktion im selben Jet zu beobachten. Die statistische Signifikanz beträgt 3,4 Standardabweichungen. Die drei anderen Signale sind mit Null verträglich.

In den Fragmentationsmodellen läßt sich die Produktion von Baryonen durch freie Parameter wählen. Die Parameter sind an die inklusive Erzeugung von Baryonen angepaßt. Eine Untersuchung (Ref.56) mit einem derartig angepaßten Modell der jetunabhängigen Fragmentation, ergibt dieselben Zahlen wie beobachtet:

MODELLVORHERSAGE

	im gleichen Jet	in verschiedenen Jets
$e^+ e^- + pp(\bar{p}\bar{p}) + X$	1,2	3,3
$e^+ e^- + p\bar{p} + X$	13,4	3,7

Auch hier ist eine deutliche Bevorzugung von Proton und Antiproton im gleichen Jet zu beobachten. Die in diesem Modell mögliche Produktion von Baryon und Antibaryon in entgegengesetzten Jets wird nicht benötigt. Dieser Anteil an der Baryonproduktion ist kleiner als 0,15 mit 95% Sicherheit (Confidence Level). Eine ähnlich gute Übereinstimmung mit den Daten kann mit einem "colourstring"-artigen Fragmentationsmodell (Ref.8) erzielt werden (Ref.45).

Neben der Produktion von Proton und Antiproton im gleichen Jet gibt es noch einige weitere mögliche Beziehungen zwischen den Baryonpaaren.

Die Rapidity  $y = 1/2 \ln [(E+p_L)/(E-p_L)]$  ist eine geeignete kinematische Größe, um Teilchenkorrelationen zu untersuchen, weil Rapiditydifferenzen lorentzinvariant sind. Abbildung 6.8 zeigt die Rapiditydifferenzen für alle Proton-Antiprotonpaare und schraffiert den Untergrundbeitrag der Mesonpaare. Für die Baryonen ist eine deutliche Überhöhung bei kleinen Differenzen zu beobachten. Dies bestätigt die Vermutung einer lokalen Kompensation der Baryonzahl. Die Mesonpaare zeigen Anhäufungen bei sehr kleinen und großen Differenzen, die durch die Akzeptanz des Hadronarms hervorgerufen werden.

Abbildung 6.9 zeigt das invariante Massenspektrum für die Proton-Antiproton-Paare eines Jets. Zusätzlich ist das Spektrum für die Meson-Proton-Paare, unter der Annahme von Protonmassen dargestellt. Zum besseren Vergleich sind beide Spektren gleich normiert. Es zeigt sich keine deutliche Struktur im Spektrum der Protonpaare.

Aus der Richtung mit der sich die Protonpaare relativ zur Jetachse bewegen, lassen sich ebenfalls Rückschlüsse auf den Mechanismus der Paarproduktion ziehen. Werden das Baryon und Antibaryon unmittelbar nacheinander in der Fragmentationskette erzeugt, sollten ihre Transversalbewegungen relativ zur Richtung des Jets entgegengesetzt sein

(Ref.57). Der Winkel zwischen den Transversalimpulsen der beiden Protonen,  $\Delta\phi$ , ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Innerhalb des statistischen Fehlers ist die beobachtete Verteilung flach.

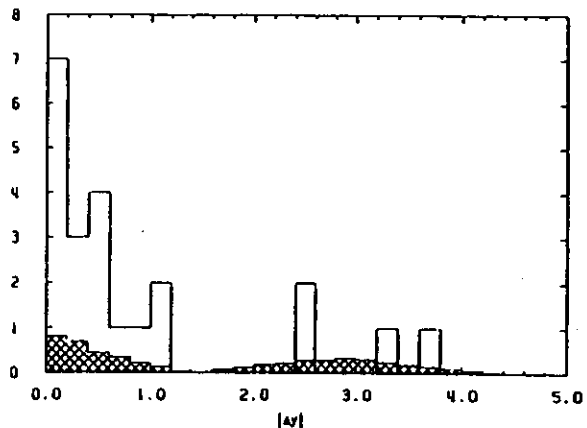


Abb. 6.8 Differenz der Rapidität zwischen Proton- und Antiprotonkandidaten sowie schraffiert der Untergrund (Mesonpaare unter der Annahme von Protonmassen).

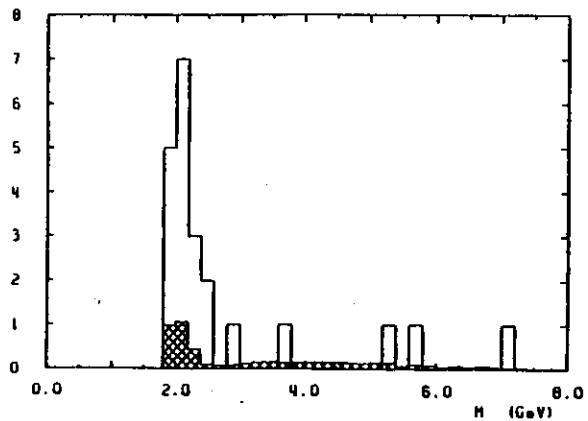


Abb. 6.9 Verteilung der invarianten Massen der Proton- Antiprotonpaare sowie schraffiert der Untergrund (Mesonpaare unter der Annahme von Protonmassen).

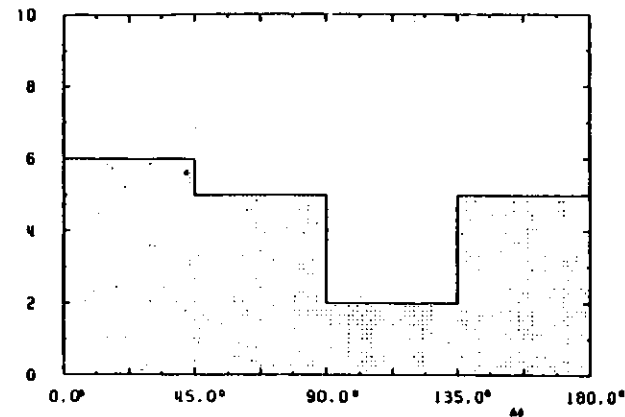


Abb.6.10 Der Winkel zwischen den Transversalimpulsen bezüglich der Jetachse für Proton- und Antiprotonkandidat. Innerhalb der Fehler ist diese Verteilung flach.

Die inklusive Erzeugung von geladenen Pionen, Kaonen und Protonen in multihadronischen Ereignissen aus der Ein-Photon-Annihilation wurde bei einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV mit dem TASSO Detektor gemessen. Dabei wurden die Teilchen über den gesamten zugänglichen Impulsbereich mit Hilfe von Flugzeit- und Cerenkovzählersystemen identifiziert.

Der Pionanteil beträgt bei kleinen Impulsen über 90% und sinkt oberhalb von 10 GeV/c auf weniger als 60% ab. Gleichzeitig steigen der Kaon- und Protonanteil. Im höchsten gemessenen Impulsintervall ( $p > 10$  GeV/c) sind die Teilchenverhältnisse  $0,584 \pm 0,099$  für Pionen,  $0,256 \pm 0,113$  für Kaonen und  $0,160 \pm 0,081$  für Protonen.

Die inklusiven Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Teilchensorten wurden unter Verwendung des multihadronischen Wirkungsquerschnittes für alle geladenen Hadronen ermittelt, und daraus die mittleren Multiplizitäten für geladene Pionen zu  $10,9 \pm 0,3$ , Kaonen zu  $1,76 \pm 0,15$  und für Protonen und Antiprotonen zu  $0,67 \pm 0,06$  bestimmt.

Es wurde erstmalig eine Analyse durchgeführt mit Ereignissen, die mehr als ein Proton oder Antiproton im Impulsbereich zwischen 1,0 und 5,0 GeV/c enthalten. In 31 Ereignissen mit zwei Proton/Antiprotonen werden bevorzugt Proton und Antiproton im gleichen Jet beobachtet und nur relativ selten und mit dem Untergrund verträglich Proton-Proton-Paare sowie Antiproton-Antiproton-Paare im gleichen oder verschiedenen Jets. Daraus kann mit einer Signifikanz von 3,4 Standardabweichungen lokale Baryonzahlkompensation geschlossen werden.

Modelle der unabhängigen Jetfragmentation und das Stringmodell sind in Übereinstimmung mit den Daten, sofern man die Parameter der Baryonproduktion anpaßt, so daß sie die Baryonspektren der inklusiven Erzeugung beschreiben, und im Fall der unabhängigen Jetfragmentation Proton und Antiproton im gleichen Jet erzeugen. Fragmentationsmodelle, die eine Baryonproduktion in verschiedenen Jets bevorzugen, werden durch diese Messungen ausgeschlossen (95% C1).

## A.1 Eigenschaften der inneren Flugzeitähler

### A.1.1 Prinzip der Zeitmessung

Die Flugzeiten betragen für Teilchen vom Wechselwirkungspunkt bis zum inneren Flugzeitähler (ITOF) mindestens 4.2ns ( $r = 1.32$ ). Das generelle Startsignal des TASSO-Experimentes (Vgl.Kap.3.2) wird auch für die Flugzeitähler verwendet. Das Stoppsignal kommt vom Szintillator über Photovervielfacher und Diskriminator zum TDC. Für jeden Teilchendurchgang werden vier Messungen gemacht: Jeder Szintillator wird an beiden Enden über je einen Photovervielfacher (RCA 8575) ausgelesen. Das Signal des Photovervielfachers wird geteilt und für zwei verschieden hohe Diskriminatorschwellen zu TDC's geleitet. Die digitalisierte Zeitinformation enthält dann Beiträge vom Flugweg, dem Lichttransport im Szintillator und Lichtleiter, dem Photovervielfacher und der Pulsform bis zum Diskriminator.

### A.1.2 Kalibration

Bei einer Flugzeitmessung mit bekannten Teilchen (d.h. bekannte Massen) und gegebenen Impuls können die übrigen Einflüsse bestimmt werden. Es wird dabei folgender Ansatz gemacht.

$$t_{\text{gem}} = t_{\text{flug}} + \frac{C1}{\sqrt{\text{Signalhöhe}}} + Z/C2 + t,$$

- wobei  $t_{\text{gem}}$  die gemessene Zeit,  
 $t_{\text{flug}}$  die tatsächliche Flugzeit,  
 C1 eine zu bestimmende Konstante, die zusammen mit der Signalhöhe eine Zeitkorrektur auf den Pulsanstieg erlaubt,  
 Z die Koordinate, längs des Zählers, an der das Teilchen durchtritt,  
 C2 die zu bestimmende Lichtgeschwindigkeit im Szintillator und  
 t, die zu bestimmende Nullpunktkorrektur ist.

Für jeden Zähler werden neun Parameter bestimmt: für jeden der vier Meßwerte der Nullpunkt und die Amplitudenkorrektur sowie für den ganzen Zähler die effektive Lichtgeschwindigkeit.

Zur Kalibration werden Ereignisse mit zwei Spuren verwendet, bei denen jede Spur einen Impuls von mindestens 2 GeV/c haben muß. Die Flugzeiten werden unter der Hypothese von Elektronen errechnet. Die Kalibration muß im allgemeinen jeden Monat wiederholt werden und ergibt jeweils einen Satz von neun Parametern für jeden der 48 Zähler (Ref.58).

### A.1.3 Überprüfung der Zeitauflösung

Zur Messung der Zeitauflösung wird die Größe

$$\Delta t = t_{\text{gem}} - t_{\text{soll}}$$

gebildet, wobei die Eichung aus A.1.2 berücksichtigt ist. Um die Sollzeit errechnen zu können, muß die Flugzeit mit bekannten Teilchen bestimmt werden. Dazu werden vier verschiedene Ereignistypen verwendet:

- Myonen aus Ereignissen der  $\mu$ -Paarproduktion
- Myonen aus Ereignissen der kosmischen Strahlung
- Elektronen aus Ereignissen der Bhabhastreueung
- Pionen, Kaonen und Protonen aus multihadronischen Ereignissen

Die ersten drei Typen wurden benutzt, um die Breite der Auflösung zu bestimmen, die beiden letzten zur genauen Untersuchung des Nullpunktes.

### A.1.3.1 Breite der Zeitauflösung

Abbildung A.1.1 zeigt die Flugzeitabweichungen für Elektronen, einmal für Spuren, die den Szintillator in der Mitte getroffen haben, weit entfernt vom Photovervielfacher, und für solche am äußeren Rand des Szintillators. Die beiden Verteilungen haben eine deutlich unterschiedliche Breite. Die Variation der Auflösung mit der vom Lichtpuls durchquerten Szintillatorlänge läßt sich durch Absorption der Photonen im Szintillatormaterial erklären. Ein Signal aus der Mitte des Zählers beruht also im Mittel auf einer wesentlich geringeren Photonstatistik als am Rand.

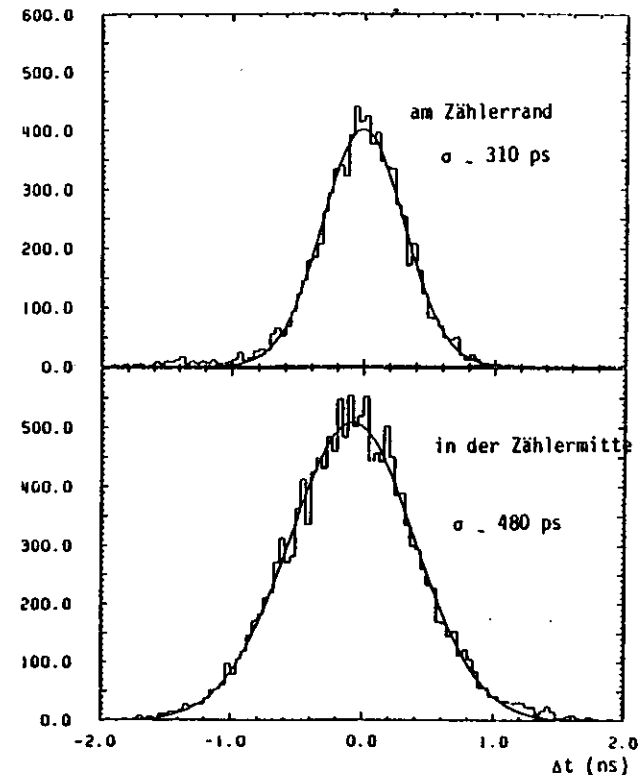


Abb. A.1.1 Flugzeitabweichungen für Elektronen aus der Bhabhastreueung in der Mitte und am Rande des Zählers.

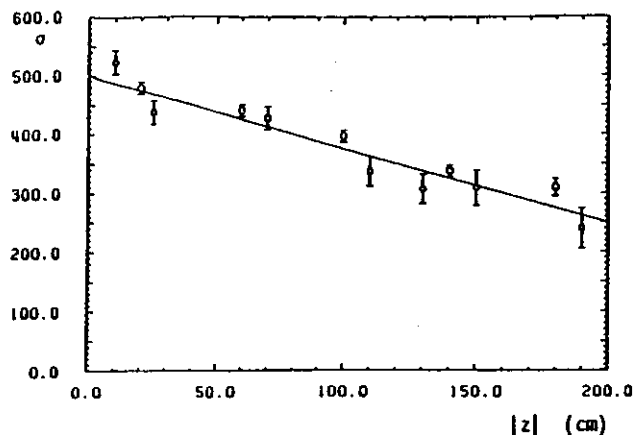


Abb. A.1.2 Zeitauflösung als Funktion der Längsposition im Zähler ( $z$ ) für Elektronen aus der Bhabhastreueung ( $\phi$ ), Myonen aus der Paarproduktion ( $\phi$ ) und aus der kosmischen Höhenstrahlung ( $\phi$ ).

Die Auflösung wurde für mehrere  $z$ -Bereiche des Szintillators bestimmt, indem an die  $\Delta t$ -Verteilungen Gaußverteilungen angepaßt wurden. Abbildung A.1.2 zeigt die gemessenen Breiten für Elektronen und Myonen als Funktion von  $z$ . Die Breiten folgen im wesentlichen einem linearen Zusammenhang:

$$\sigma(z) = 500 - z \cdot 125 \quad [\text{ps}] \quad z \text{ in Meter}$$

wie er auch für die Simulationsrechnungen verwendet wird.

#### A.1.3.2 Nullpunkt der Zeitauflösung

Die  $\Delta t$ -Verteilungen sollten für eine richtige Kalibration ihren maximalen Wert bei Null haben. Tatsächlich sieht man kleine, aber signifikante Abweichungen (s. Abb. A.1.1). Eine Korrelationsanalyse dieser Abweichung mit einer Vielzahl von Meßgrößen zeigt einen Zusammenhang zwischen den beobachteten ADC-Signalhöhen, der Position entlang des Szintillators ( $z$ -Koordinate) sowie der Zeitabweichung  $\Delta t$ . Dieser Zusammenhang konnte sowohl mit eindeutig identifizierbaren

Pionen, Kaonen und Protonen aus multihadronischen Ereignissen als auch mit Elektronen aus Ereignissen der Bhabhastreueung beobachtet werden. Es wird für Teilchen, die in der Mitte des Zählers eine größere Signalhöhe erzeugen, eine längere Flugzeit ermittelt, als zu erwarten gewesen wäre.

Abbildung A.1.3 zeigt die Abweichung von der erwarteten Flugzeit als Funktion der summierten Amplitude der beiden Photovervielfacher, und der Position entlang des Zählers ( $z$ -Koordinate). Diese Abweichungen sind über alle 48 Szintillationszähler und über die gesamte Periode der Datennahme gemittelt, um statistisch signifikante Aussagen zu erhalten. Sie wurden verwendet, um die gemäß A.1.2 ermittelten Flugzeiten zu korrigieren.

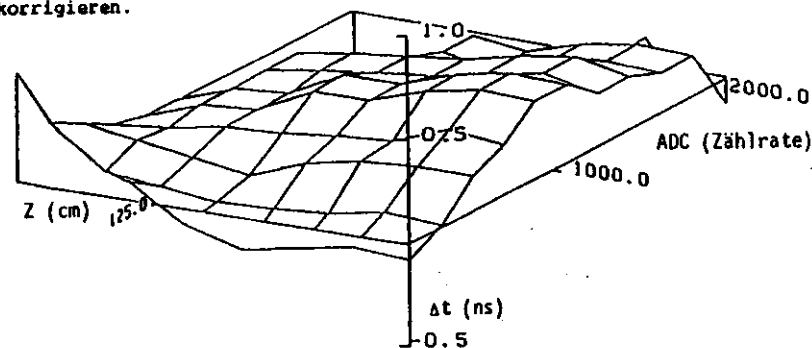


Abb. A.1.3 Die Abweichung der gemessenen Flugzeit von der erwarteten Flugzeit dargestellt als Funktion der Längsposition im Zähler ( $z$ ) sowie der Summe der an beiden Enden beobachteten Amplituden (ADC).

Die größten mittleren Abweichungen zeigen sich mit 300ps in der Mitte des Zählers und bei Amplituden, die der drei- bis vierfachen Amplitude eines minimal ionisierenden Teilchens entsprechen. Abbildung A.1.4 zeigt den Einfluß auf die Massenquadratspektren in multihadronischen Ereignissen. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis von Simulationsrechnungen und gibt daher die erwartete Position in diesem Spektrum an. Ohne die Korrektur ist das Massenquadratspektrum deutlich gegenüber der Anpassung

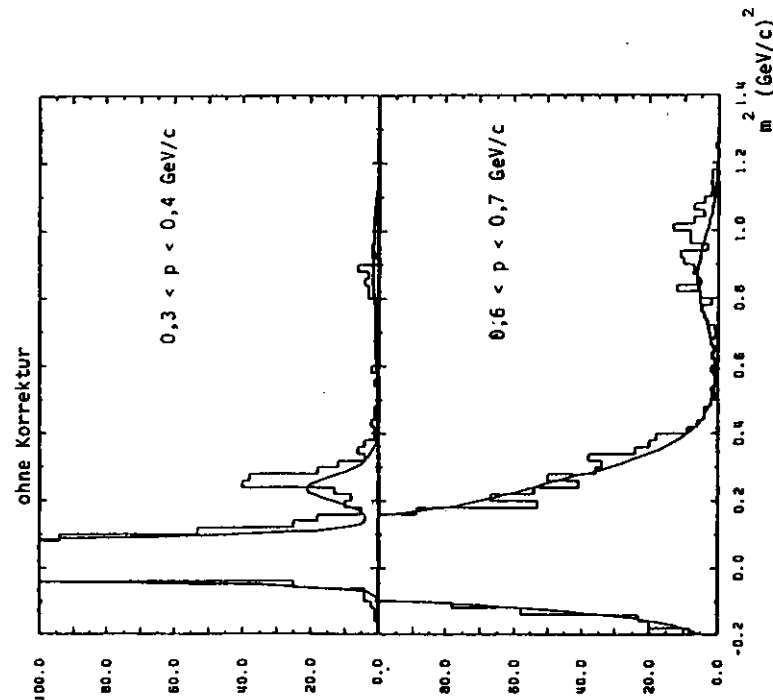
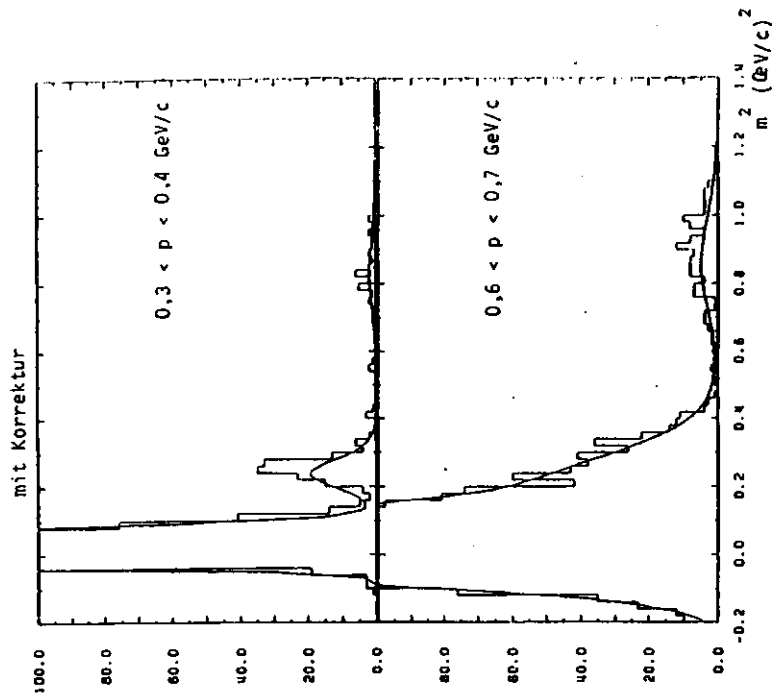


Abb. A.1.4 Einfluß der Korrektur auf die Massenquadratspektren. Die durchgezogene Linien sind die Anpassungen der Simulationsrechnungen. Die Übereinstimmung ist nach der Korrektur deutlich besser.

verschoben. Mit der Korrektur ist eine wesentlich bessere Übereinstimmung zu erkennen. Die Korrektur ist zur Bestimmung der Teilchenverhältnisse sehr wichtig, insbesondere bei höheren Impulsen, wo die Maxima nicht mehr deutlich getrennt werden können. Allerdings wird die Korrektur mit wachsendem Impuls kleiner, weil die spezifischen Ionisationsverluste der geladenen Hadronen immer kleiner und ähnlicher werden.

#### A.1.4 Systematische Fehlerquellen der Zeitmessung

Die systematischen Fehler sind im allgemeinen dieselben wie in den vorangegangenen Analysen (Ref.44). Lediglich die Akzeptanzrechnungen sind etwas zuverlässiger (rel. Fehler  $\sim 6\%$  statt  $10\%$ ), weil die hier benutzte Simulationsrechnung die tatsächlichen Detektoreigenschaften genauer beschreibt als in Ref.44. Eine zusätzliche Fehlerquelle ist, wie aus den vorigen Abschnitten deutlich wird, die Genauigkeit der Zählerkalibration. Zur Abschätzung dieses Fehlers wurde, neben dem Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Korrektur, in den anzupassenden Massenquadratspektren die Kaonmasse bzw. Protonmasse "variiert", und dabei das Ergebnis sowie die Güte der Anpassung beobachtet. Es zeigt sich jedoch, daß nach der Flugzeitkorrektur die beste Anpassung an die gemessenen Spektren mit den bekannten Kaon- und Protonmassen erreicht wird.

Der relative Fehler der Kaon- und Protonanteile beträgt für den niedrigsten analysierten Impulsbereich  $10\%$ , fällt dann auf etwa  $6\%$  und erreicht im höchsten Impulsbereich ( $0,8-1,0 \text{ GeV}/c$  für Kaonen,  $1,2-1,4 \text{ GeV}/c$  für Protonen)  $25\%$ . Der relative systematische Fehler des Pionanteils liegt zwischen  $1$  und  $2\%$ .

#### A.1.5 Akzeptanzen für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen

Die Akzeptanzen für geladene Hadronen in der Analyse mit den inneren Flugzeitzählern werden durch Simulationsrechnungen bestimmt

(SIMPLE(Lund)). Bei diesen Simulationsrechnungen werden die Wechselwirkungen mit der Detektormaterie, Zerfälle sowie die geometrischen Akzeptanzen mit berücksichtigt. In Abbildung A.1.5 sind die Akzeptanzen für die verschiedenen Teilchensorten dargestellt. Sie werden in dieser Form benutzt, um die Umrechnung von den gemessenen auf die wahren Teilchenverhältnisse durchzuführen.

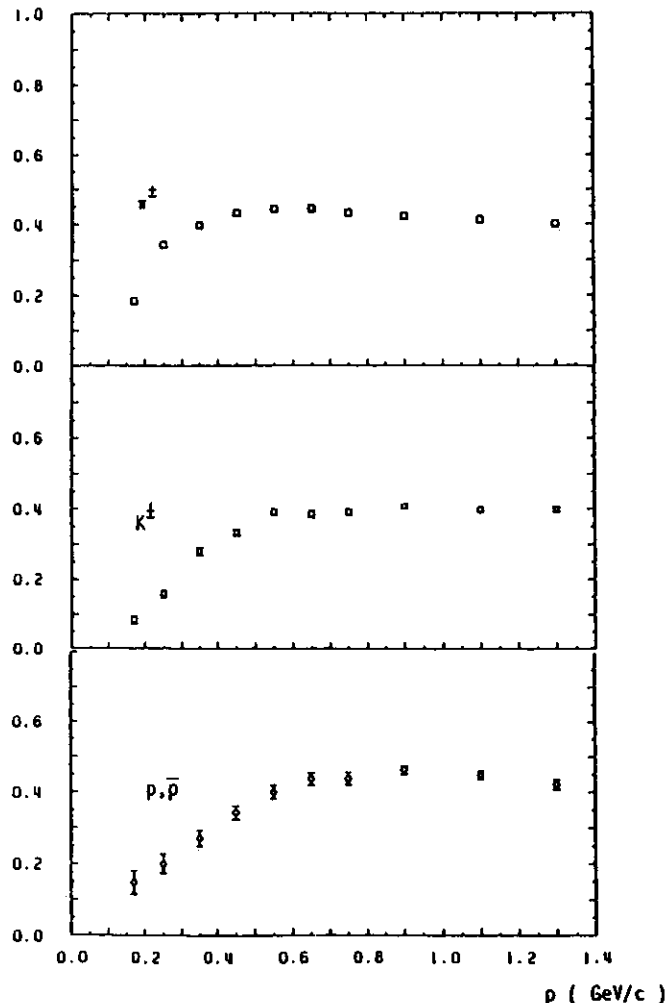


Abb. A.1.5 Akzeptanzen. Wahrscheinlichkeit für Pionen, Kaonen und Protonen in den inneren Flugzeitählern analysiert werden zu können.

## A.2 Ansprechvermögen der Cerenkovzähler

### A.2.1 Selektion von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung

Die Lichtausbeute und damit die Ansprechwahrscheinlichkeit der Cerenkovzähler wurde mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung bestimmt (Vgl. Ref. 31). Die für koplanare Zwei-Spur-Ereignisse empfindlichen Trigger haben während aller Meßperioden von TASSO auch Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung mitaufgezeichnet. Die Ereignisse müssen, damit dies geschehen kann, eine Reihe von Kriterien erfüllen:

- Das Myon muss den Detektor in einem Zeitraum von 20ns vor bis 60ns nach dem Zusammentreffen der Elektron- und Positronbündel im Wechselwirkungspunkt passieren, da nur während dieses Zeitintervalls die Detektorelektronik sensitiv ist (Vgl. Abb. A.2.1).
- Der Abstand zur Strahlachse darf nicht mehr als 5cm betragen.
- Die Koplanaritätsbedingung des Triggers bedeutet, daß das Myon keine zu große Spurkrümmung im Innern des Detektors haben darf. Infolgedessen werden nur Myonen mit Impulsen oberhalb von 500 MeV/c akzeptiert.

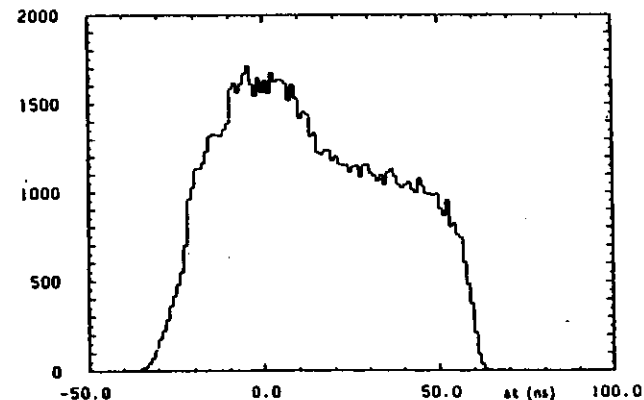


Abb. A.2.1 Anzahl der akzeptierten Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung als Funktion der Zeitdifferenz zur Elektron-Positron-Strahlkreuzung. Die Erhöhung bei  $\Delta t = 0$  ist durch eine größere Empfindlichkeit des Detektors zu verstehen.



Diese Bedingungen bewirken, daß nahezu alle Myonen in der oberen Hemisphäre in den Detektor eintreten und ihn in der unteren wieder verlassen. Eine direkte Analyse ist somit nur für die Zähler unterhalb der Ringebene möglich.

Von den Rekonstruktionsprogrammen (Ref.37) werden zwei Spuren gefunden, für das einlaufende und das auslaufende Myon. Die beiden Spuren sind entsprechend der Detektorauflösung kollinear, mit entgegengesetzten Krümmungen und haben denselben "Vertex". Mögliche Verwechslungen mit Ereignissen der Zwei-Photon-, Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohrwechselwirkung lassen sich durch folgende Schnitte (Ref.59) unterdrücken:

- $-0,02 < |\phi_1 - \phi_2| - \pi < +0,02$  rad
- $-0,05 < \theta_1 + \theta_2 < +0,05$  rad
- $|z_1 - z_2| < 4$  cm
- $6 < |t_1 - t_2| < 13$  ns

wobei  $\phi_1, \phi_2$  die Winkel in der  $r, \phi$ -Ebene (Abb.2.4),  
 $\theta_1, \theta_2$  die Polarwinkel,  
 $z_1, z_2$  die Abstände zum Vertex und  
 $t_1, t_2$  die in den beiden inneren Flugzeitzählern gemessenen Zeiten sind.

Mit der letzten Bedingung werden auch die Ereignisse der Leptonpaarerzeugung verworfen. Der verbleibende Anteil an Ereignissen, die nicht Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung sind, kann zu weniger als 0,001 abgeschätzt werden. In Abbildung A.2.2 ist ein typisches Ereignis dargestellt, in dem ein Myon der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor durchquert.

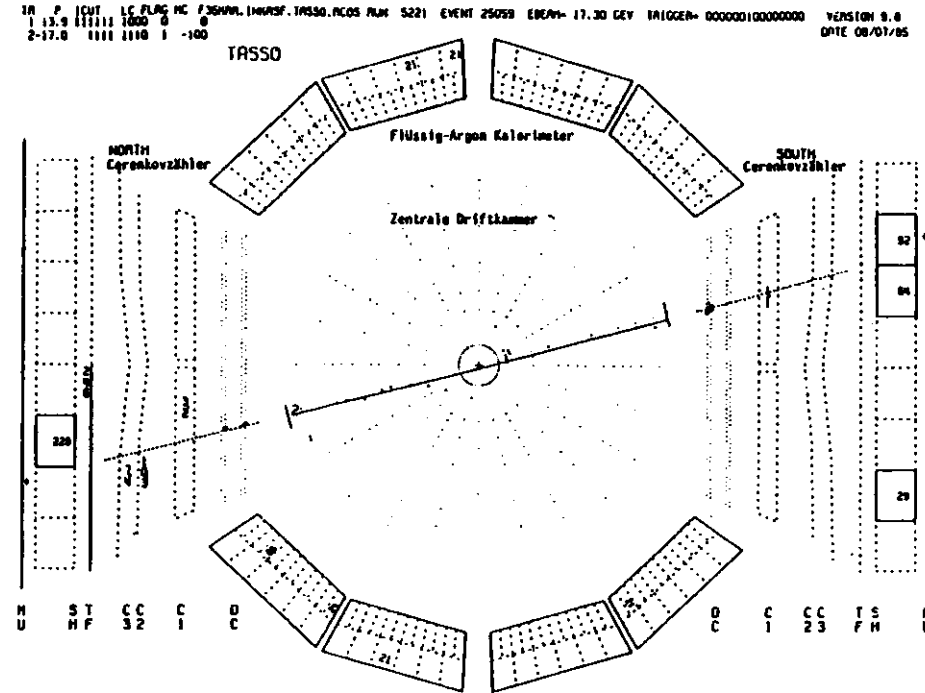


Abb. A.2.2 Ein Myon der kosmischen Höhenstrahlung durchquert den TASSO-Detektor von rechts (süd) oben nach links (nord) unten. Es hinterläßt Signale in den Myonkammern (Doppelkreuz), den Schauerzählern (92 und 64, bzw. 229 MeV), den Hadronarmflugzeitzählern, den Gascerenkovzählern (keins beim Einlaufen, 10,3 und 7,4 Photoelektronen beim Auslaufen), den Aerogelcerenkovzählern (1,1 bzw. 3,2 pe), der Hadronarmdriftkammer sowie den beiden im Innendetektor rekonstruierten Spuren.

Um eine sinnvolle Aussage über das Verhalten der Cerenkovzähler zu erhalten, muß sichergestellt sein, daß die Myonen auch nachweisbares Cerenkovlicht erzeugt haben können:

- Sie müssen in den Hadronarmdriftkammern entsprechend den Schnitten in multihadronischen Ereignissen (Vgl.Kap.4.2.1) nachgewiesen werden. So wird eine Weitwinkelstreuung in der Magnetspule ausgeschlossen.

- Ferner müssen sie genügend weit von den Zählerwänden entfernt sein. Dieser Schnitt wird wie bei der Analyse der multihadronischen Ereignisse angewandt; bei speziellen Fragestellungen aber, z.B. nach der Lichtausbeute ohne den Einfluß von Randeffekten, verschärft.
- Der Zeitbereich, in denen das Myon den Strahl passiert, muß eingengt werden. Die ladungsempfindliche Elektronik zur Messung der Signale von den Photovervielfacherröhren ist für 220ns sensitiv. Um eine sichere Sammlung des Lichts im Aerogelzähler zu gewährleisten, müssen ein Zeitintervall von mehr als 100ns Zeit zugelassen werden. In Abbildung A.2.3 ist die im Aerogelzähler nachgewiesene Lichtmenge als Funktion dieses Zeitintervalls abgebildet. Bei dem Zeitabgleich, wie er für eine Testmessung benutzt wurde, treffen die ersten Photonen kurz nach Öffnen des Tors der Analog-Digital-Konverter ein, und etwa 100 ns später ist in der nachgewiesenen Lichtmenge ein Plateau erreicht.
- Für die Analyse der Gascerenkovzähler muß zusätzlich verlangt werden, daß die Myonen dicht am Wechselwirkungspunkt vorbeifliegen, damit das erzeugte Cerenkovlicht durch die elliptischen Spiegel auf die Photovervielfacher gesammelt werden kann.

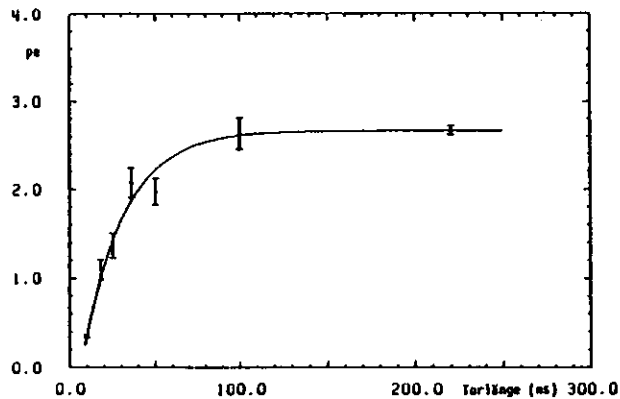


Abb. A.2.3 Lichtausbeute des Aerogelzählers als Funktion der Zeitdauer in der das Licht gesammelt wird (Gate).

Diese letzte Bedingung schränkt die Anzahl der nutzbaren Myonen um einen Faktor vier ein. Zusätzlich ist die Anzahl von Myonen oberhalb der Cerenkovschwelle durch das deutlich abfallende Impulsspektrum verkleinert. Vergleiche dazu Abbildung A.2.4.

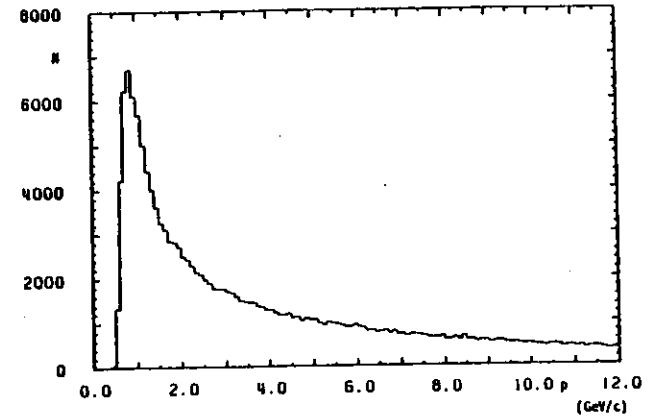


Abb. A.2.4 Impulsspektrum der akzeptierten Myonen.

#### A.2.2 Photovervielfacherstatistik

Bei einer gleichmäßigen, schwachen Beleuchtung einer Photokathode werden ein oder mehrere Elektronen herausgelöst. Die Anzahl läßt sich durch Poissonstatistik beschreiben:

$$P_{\langle n \rangle}(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \cdot e^{-\langle n \rangle}, \quad (\text{A.2.1})$$

wobei  $\langle n \rangle$  der Mittelwert der Verteilung und  $n$  der diskrete Wert von Photoelektronen ist. (0,1,2,3...)

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon$  ergibt sich als Summe der Wahrscheinlichkeiten, ein oder mehrere Photoelektronen zu beobachten,

oder anders ausgedrückt als Komplement der Wahrscheinlichkeit, daß kein Photoelektron ausgelöst wird.

$$c = \sum_{n=1}^{\infty} P_{\langle n \rangle}(n) = 1 - P_{\langle n \rangle}(0) = 1 - e^{-\langle n \rangle} \quad (\text{A.2.2})$$

In der Praxis ist die Poissonverteilung durch die nachfolgenden Verstärkerstufen des Photovervielfachers verschmiert. Bei weitaus den meisten Bautypen ist das einzelne Photon nicht mehr nachzuweisen. Durch eine besonders große Verstärkung an der ersten Dynode (bis zu 50 im Gegensatz zu üblichen 3-4), die mit einer speziellen GaP-Beschichtung erreicht wird (Ref.60), kann aber im Amplitudenspektrum der hier verwendeten Röhre eine deutliche Überhöhung entsprechend einem einzelnen Photoelektron beobachtet werden (Abb. A.2.5).

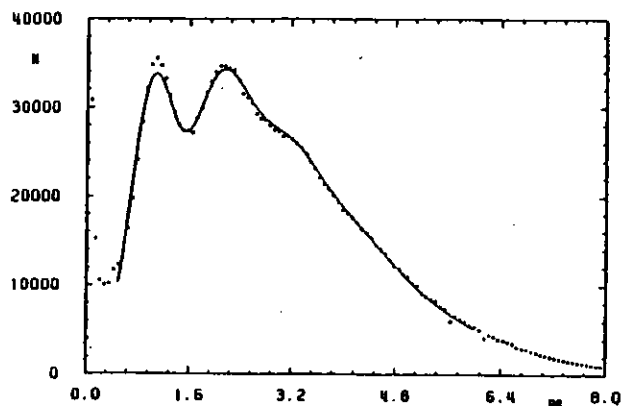


Abb. A.2.5 Amplitudenmessung der Photovervielfacherröhre RCA 8854, die von einer Leuchtdiode in kurzen Pulsen angestrahlt wird (Etwa 30 Photonen pro 20ns Puls). Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung nach Formel A.2.4.

Um die obige Formel (A.2.2) exakt benutzen zu können, muß der völlig sichere Nachweis eines einzelnen Elektrons möglich sein. Das ist nicht erreichbar, da eine Mindestamplitude erforderlich ist, um das Signal vom

Rauschen unterscheiden zu können. Die Formel zur Nachweiswahrscheinlichkeit muß deshalb für praktische Zwecke leicht variiert werden. Sie folgt aus einem Ansatz für das kontinuierliche Photoelektronenspektrum  $F_{\langle n \rangle}(x)$ , in dem jeder diskrete Wert der Poissonverteilung mit einer Gaußverteilung gefaltet ist.

Die Varianzen dieser Gaußverteilungen sind proportional zur Wurzel aus der Impulshöhe, also proportional zur Wurzel aus der Photoelektronenzahl:  $\sigma_n = \sigma\sqrt{n}$  (Ref.61,31).

$$F_{\langle n \rangle}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} P_{\langle n \rangle}(n) \cdot \text{Gauß}_n(x, \sigma\sqrt{n}) \quad (\text{A.2.3})$$

$$F_{\langle n \rangle}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{e^{-\langle n \rangle} \cdot \langle n \rangle^n}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi n}} \cdot e^{-(x-n)^2/2n\sigma^2} \right) \quad (\text{A.2.4})$$

für  $x > 0$  ;

für  $x < 0$  werden alle Werte in  $F(0)$  aufaddiert

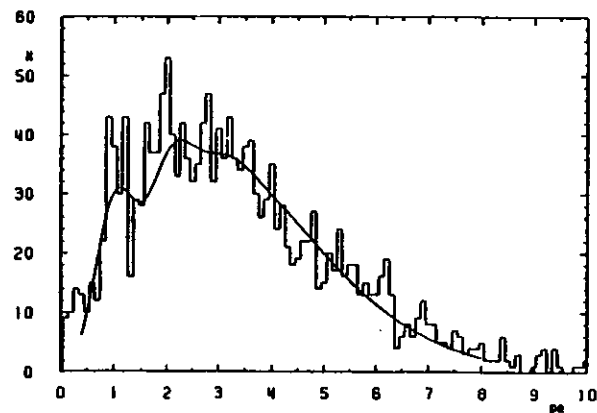


Abb. A.2.6 Pulshöhenspektrum des Aerogelzählers für Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung nach Formel A.2.4.

Bei einer mittleren Zahl von vier Photoelektronen in den Aerogelzählern ist für die Anpassungsrechnung nur eine Summation bis zum achten Photoelektron nötig. Abbildung A.2.6 zeigt ein Impulshöhenspektrum, das mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung aufgenommen wurde, und das Ergebnis der Anpassung.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt sich dann als der Anteil der Verteilung (A.2.4), der oberhalb der Nachweisschwelle ( $x_s = 0,2$  pe) liegt. Für die Aerogelzähler bedeutet das:

$$\epsilon = 1 - e^{-\langle n \rangle} - \int_{-\infty}^{x_s} P_{\langle n \rangle}(x) dx \quad (\text{A.2.5})$$

$$= 1 - e^{-\langle n \rangle} - \frac{\langle n \rangle \cdot e^{-\langle n \rangle}}{0,5 \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{0,2} e^{-(x-1)^2/0,5} dx \quad (\text{A.2.6})$$

$$= 1 - 1,2 \cdot e^{-\langle n \rangle} \quad (\text{A.2.7})$$

Wenn im Impulshöhenspektrum keine Überhöhungen mehr entsprechend den einzelnen Photoelektronen erkennbar sind, wie z.B. bei den Photovervielfachern der Gascerenkovzähler, ist das Spektrum am sinnvollsten durch eine kontinuierliche Poissonverteilung zu beschreiben. Die Eichung der Impulshöhe ist dann nur durch eine Anpassung an diese Verteilung zu erreichen:

$$F_{\langle n \rangle}(x) = \frac{\langle n \rangle^{x/a}}{\Gamma(x/a+1)} \cdot e^{-\langle n \rangle} \cdot b \quad (\text{A.2.8})$$

wobei  $x$  die gemessene Impulshöhe in beliebigen Einheiten,  
 $a$  ein Skalenfaktor für die Impulshöhe und somit die Eichung zur Impulshöhe und  
 $b$  ein Faktor zur Anpassung an die vorhandene Datenmenge ist.

### A.2.3 Eichung der Photovervielfacherröhren

#### Eichung der RCA 8854

Für die Aerogelzähler sind pro Zelle sechs Photovervielfacherröhren RCA 8854 (Ref.60) eingesetzt, um die äußerst geringe Lichtmenge zu sammeln, die bei 6 Röhren im Mittel 4 Photoelektronen auslöst. Die Bialkali-Photokathode (K-Cs-Sb) hat 5 Zoll Durchmesser und ein bis ins UV-Licht durchlässiges Glasfenster. Die maximale Quantenausbeute wird vom Hersteller mit 27% bei 400 nm angegeben. Die Effizienz, die ausgelösten Photoelektronen auf der ersten Dynode zu sammeln, beträgt 50% und ist in der Quantenausbeute nicht enthalten. Die Verstärkung der primär freigesetzten Elektronen erfolgt über eine Kette von 14 Dynoden. Zwischen der Kathode und der ersten Dynode liegt eine Spannung von 1kV, um die Elektronen auf die erste Dynode zu fokussieren. Diese hat durch eine spezielle Gallium-Phosphidbeschichtung einen sehr großen Sekundäremissionsfaktor von bis zu 50. Dadurch ist es möglich, die Ladungsmenge, die einem einzelnen primären Elektron entspricht, noch an der Anode zu messen und somit die Verstärkung der Röhre auf wenige Prozent exakt einzustellen und zu überwachen. Dies ist nötig, da von jeder Röhre im Mittel nur ein halbes Photoelektron nachgewiesen werden kann, die Kenntnis der Schwelle also von großer Bedeutung ist. Abbildung A.2.7 zeigt das beobachtete thermische Rauschspektrum der Kathode auf Raumtemperatur.

Zur Eichung werden die Aerogelzellen mit lichtemittierenden Dioden (LED) schwach beleuchtet, so daß ein Spektrum ähnlich dem Rauschspektrum aufgenommen wird. Dieser Funktionstest wird zu Beginn und zum Ende jeder Datennahme (Run) gemacht. Damit ist sichergestellt, daß Ausfälle von Röhren, die mehrere hadronische Ereignisse betreffen könnten, rechtzeitig erkannt werden. In größeren Zeitabständen werden diese Spektren mit einer genügend großen Anzahl von Ereignissen genommen, um die genaue Kalibration für das erste Photoelektron zu bestimmen. Das von einem Computerprogramm gefundene erste deutliche Maximum der Verteilung wird als Eichwert abgespeichert und bis auf weiteres für alle kommenden Daten als Skalenfaktor verwendet.

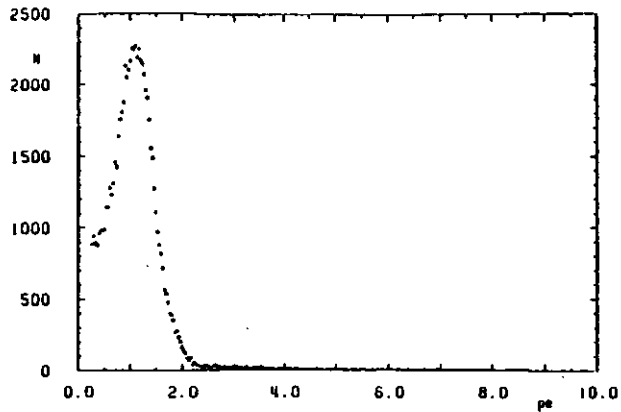


Abb. A.2.7 Amplitudenmessung der Photovervielfacherröhre RCA 8854. Spektrum der thermisch ausgelösten Elektronen.

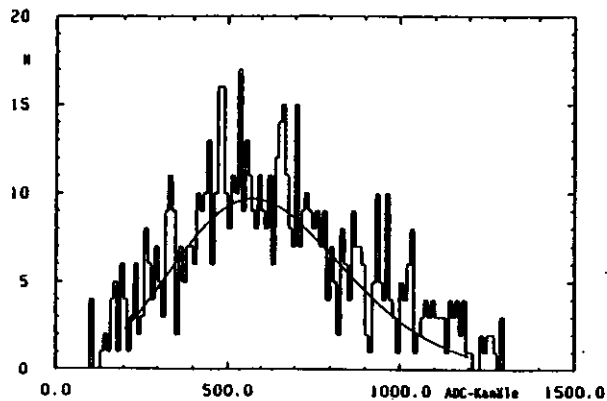


Abb. A.2.8 Impulshöhenspektrum einer Valvo XP2041. Die Röhre wurde schwach mit einer Diode beleuchtet. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung nach Formel A.2.8.

#### Eichung der Valvo XP2041

Diese Röhre hat ebenfalls eine Blalkalikkathode mit 5 Zoll Durchmesser. Die maximale Quantenausbeute beträgt nach Herstellerangaben 20-25% bei einer Wellenlänge von 400 nm. Vergleichsmessungen mit der RCA 8854 ergeben keine deutlichen Unterschiede. Die Form des Impulshöhenspektrums ist allerdings völlig anders, da die erste Dynode der Valvoröhre eine konventionelle Beschichtung mit einem Sekundäremissionsfaktor von etwa zehn hat. Das Spektrum läßt sich gut an eine kontinuierliche Poissonverteilung (A.2.6) anpassen (Vgl. Abb. A.2.8). Zu diesem Zweck wird wie bei den Aerogelzählern, die Kathode mit einer Diode beleuchtet und zwar so, daß etwa 7 bis 20 Photoelektronen beobachtet werden. Dies geschieht gleichzeitig für alle Cerenkovzähler vor und nach jeder Datennahme als Funktionstest und im größeren Umfang zur weiteren Kalibration.

#### A.2.4 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Schwellenkurven

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit werden Myonen der kosmischen Höhenstrahlung entsprechend Kapitel A.2.1 selektiert. Für jene, deren gemessener Impuls deutlich oberhalb der Cerenkovschwelle im jeweiligen Radiator liegt, wird der Anteil bestimmt, der Licht im Cerenkovzähler erzeugt. Neben der Lichtausbeute begrenzen zwei weitere Faktoren die Nachweiswahrscheinlichkeit.

- Um Rauschsignale zu unterdrücken, muß eine Mindestimpulshöhe verlangt werden. Dadurch werden auch einige Ereignisse verworfen, in denen tatsächlich Licht nachgewiesen werden könnte. Für die Röhren der Aerogelzähler entspricht diese Mindestamplitude dem Äquivalent von 0,1 Photoelektronen pro Röhre und bzw. 0,2 Photoelektronen für das Summensignal aller sechs Röhren. Bei den Gaszählern liegt dieser Schnitt bei 1,0 Photoelektronen.
- Es besteht die Möglichkeit, daß das Myon nicht durch den Radiator, sondern durch eine Zählerwand fliegt. Die Extrapolation der im Innendetektor bestimmten Spur ist mit einer Unsicherheit besonders in z-Richtung von 5 - 10 mm am Ort der Cerenkovzähler behaftet

(Ref.62). Für Ereignisse der kosmischen Höhenstrahlung kann die Qualität der Spurrekonstruktion, bedingt durch die verschobene Zeit des Teilchendurchganges, etwas schlechter sein.

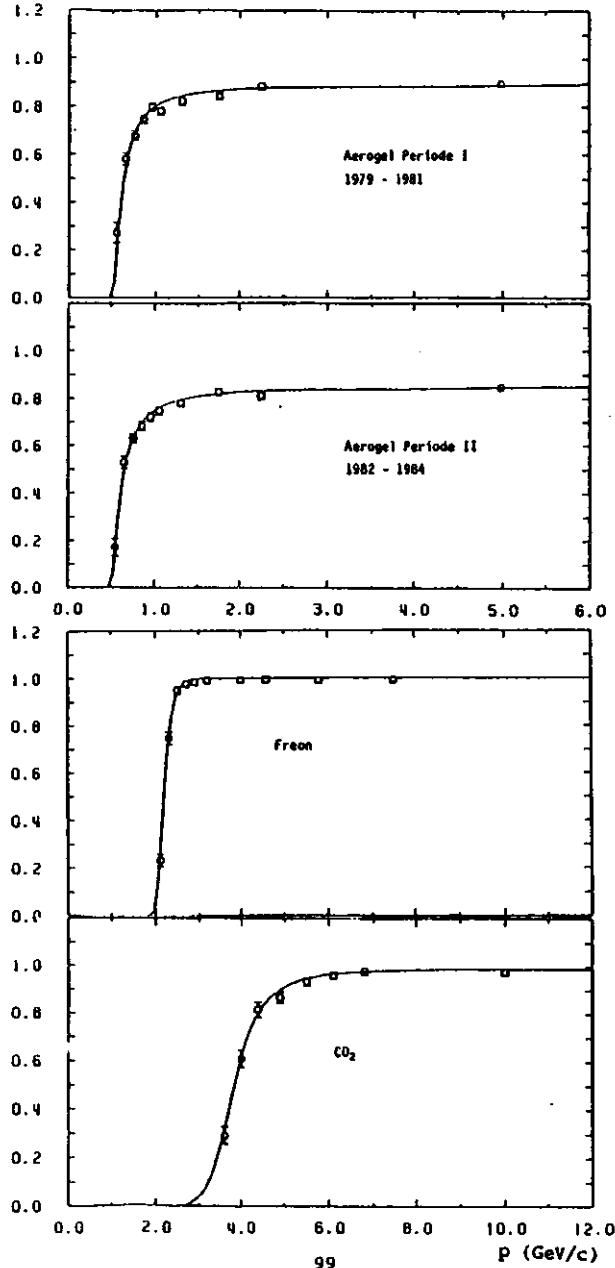


Abb. A.2.9 Cerenkovschwellenkurven für Myonen der kosmischen Höhenstrahlung im Aerogel- Freon- und CO<sub>2</sub>-Cerenkovzähler. Die durchgezogenen Linien sind die berechneten effektiven Schwellenkurven (s. Kap.A.2.6).

Eine gute Illustration der Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Impulses sind die in Abbildung A.2.9 gezeigten Schwellenkurven.

Für die Aerogelzähler können auf Grund der Triggerbedingungen, die einen Mindestimpuls von 500 MeV/c erfordern ( Vgl. Kap. A.2.1 ), keine Myonen unterhalb der Schwelle aufgezeichnet werden. Ausgenommen ist eine sehr kurze Periode Ende 1979 (Ref.31).

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Gascerenkovzähler sind über den ganzen Zeitraum innerhalb der Fehler konstant (Abb.2.13). Die bei den Aerogelzählern beobachtete Abnahme der Ansprechwahrscheinlichkeit wird im Abschnitt A.3 behandelt.

#### A.2.5 Lichtausbeute der Cerenkovzähler

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt man den Teil des Impulshöhenspektrums unterhalb der Nachweisschwelle der Elektronik. Bei einer hohen Lichtausbeute ist das nur ein sehr kleiner Teil des Gesamtspektrums. Eine Bestimmung der mittleren Zahl der beobachteten Photoelektronen ist daher eine zweite, unabhängige Auswertung derselben Messung. Zu diesem Zweck wird eine theoretisch erwartete Verteilung an das gemessene Spektrum angepaßt.

Für die Valvo XP2041 der Gascerenkovzähler ist das eine kontinuierliche Poissonverteilung (Gl.A.2.8 , Kap.A.2.2). Nach der Eichung der Impulshöhen im Photoelektronenspektrum ist bei den hier betrachteten Amplituden von 8 bis 18 das arithmetische Mittel eine gute Beschreibung des exakten Mittelwertes. Die Impulshöhen für die Freon- und CO<sub>2</sub>-Zähler zeigt Abbildung A.2.10. Die Mittelwerte sind 8,2 bzw. 17,7 Photoelektronen. Es handelt sich hier jeweils um den Mittelwert für die Verteilung aller Gaszähler unterhalb der Ringebene und über alle Perioden der Datennahme. Die Messung der Lichtausbeute bestätigt die Ergebnisse für die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Berechnung der effektiven Schwellenkurven für die verschiedenen Hadrontypen (Kap. A.2.6).

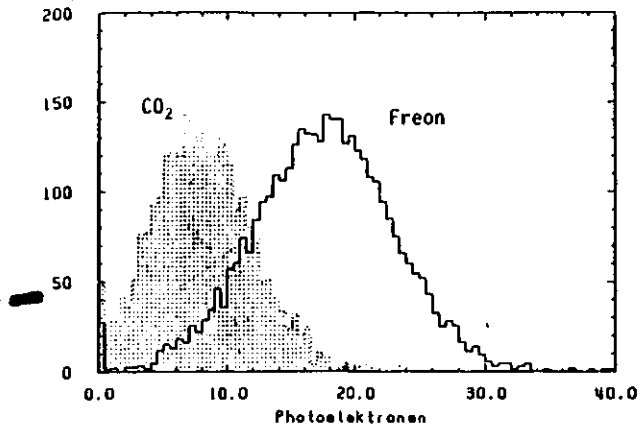


Abb. A.2.10 Impulshöhenspektrum für Myonons der kosmischen Höhenstrahlung in den Freon- und CO<sub>2</sub>-Cerenkovzählern (gepunktete Verteilung).

Das Impulshöhenspektrum der RCA 8854, die in den Aerogelzählern installiert ist, wird durch eine gefaltete Poisson- und Gaußverteilung angepaßt (Gl.A.2.4, Kap. A.2.2). Dabei muß gewährleistet sein, daß eine gleichmäßige mittlere Beleuchtung erfolgt, da sonst die Anpassung nicht den richtigen Mittelwert finden kann. In Abbildung A.2.11 sind die Spektren für zwei einzelne Zähler des Systems mit den Anpassungen dargestellt ( 4,7 bzw. 2,7 Photoelektronen ) sowie ihre Summe. Die Anpassung an letzteres Spektrum ergibt nicht den Mittelwert (3,7 pe) sondern einen etwas kleineren Wert (3,4 pe). Bei der Bestimmung der Lichtausbeute ist diese systematische Verschiebung zu beachten. Um ein präzises Bild der Lichtausbeute zu gewinnen, werden alle 32 Aerogelzähler einzeln analysiert. Auch die oberen Zähler, durch die das Myon "rückwärts" fliegt, sind mit einbezogen. Die Lichtausbeute ist in diesen Zellen um 30% geringer, da nur im Aerogel diffus gestreutes Cerenkovlicht nachgewiesen werden kann und das direkt austretende Licht verlorenght (Ref.63).

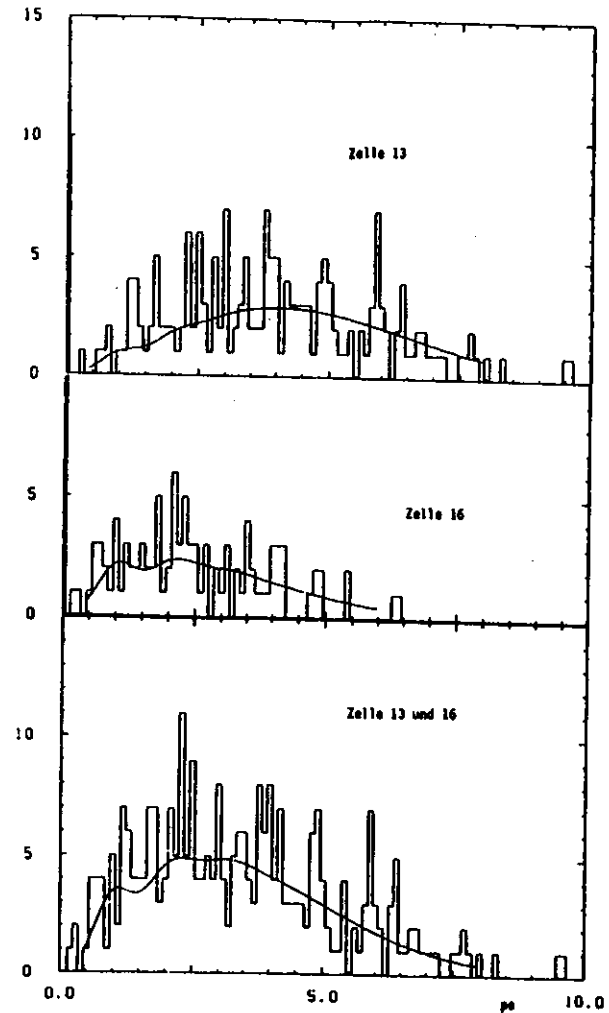


Abb. A.2.11 Impulshöhenspektrum in den Aerogelzählern Zelle 13 und 16, sowie die Summe beider. Die durchgezogene Linie ist jeweils die Anpassung nach Formel A.2.4.

A.2.6 Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen  
in multihadronischen Ereignissen

Für die Identifizierung von geladenen Hadronen in multihadronischen Ereignissen ist die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit nahe der Cerenkovschwelle von besonderer Bedeutung. Eine Analyse der Myonen aus der kosmischen Strahlung in diesem Impulsbereich ergibt für die Aerogelzähler deutlich niedrigere Nachweiswahrscheinlichkeiten als dies aus der maximalen Lichtausbeute zu erwarten gewesen wäre.

Abbildung A.2.12 zeigt die aus der Nachweiswahrscheinlichkeit berechnete Lichtausbeute als Funktion des inversen Impulsquadrates (Die Myonen wurden 1981 aufgezeichnet, und es wurden nur Zellen unterhalb der Ringebene verwendet). Nach der Cerenkovbeziehung ist  $\langle n \rangle \sim 1/p^2$ . Es sollte sich in der Abbildung eine Gerade ergeben, was in guter Näherung auch erfüllt ist. An der Abszisse ist ein maximaler Wert von 2,55 Photoelektronen abzulesen, während die Lichtausbeute des Gesamtsystems für diesen Zeitraum zu 3,2 Photoelektronen bestimmt wurde. Die Differenz hat im wesentlichen drei Ursachen:

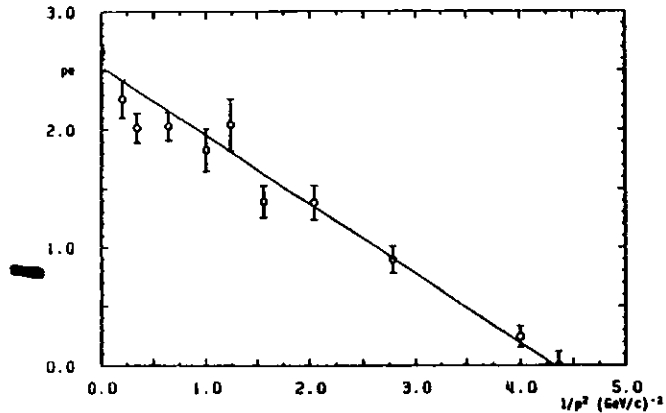


Abb. A.2.12 Cerenkovschwelle im Aerogelzähler. Dargestellt ist die Lichtausbeute in Photoelektronen gegen das inverse Impulsquadrat. Nach der Cerenkovbeziehung sollte sich eine Gerade ergeben ( $p_e \sim 1/p^2$ ). In dieser Darstellung wird die Cerenkovschwellenregion genau geprüft.

- Die Zähler unterhalb der Ringebene haben eine etwas schlechtere Lichtausbeute, und nur diese Zähler können für die  $(1/p^2)$ -Darstellung verwendet werden.
- Die Schnitte zur Bestimmung der gesamten Lichtausbeute des Zählersystems sind wesentlich härter als in der Analyse der multihadronischen Ereignisse. Z.B. werden Teilchen, die die äußeren Bereiche des Zählers durchqueren und deshalb weniger Licht erzeugen, hier nicht berücksichtigt.
- Der Anteil des Cerenkovlichts, das im Luftvolumen des Aerogelzählers erzeugt wurde, hat kurz oberhalb der Schwelle noch keinen Einfluss (Die Cerenkovschwelle liegt für Myonen in Luft bei 4,4 GeV/c).

In Abbildung A.2.13 sind die Schwellenkurven für den Freon- und  $\text{CO}_2$ -Zähler gegen das inverse Impulsquadrat aufgetragen.

Aus diesen Darstellungen werden die Lichtausbeuten der Cerenkovzähler gewonnen. Für die Aerogelzähler wird dies für Zeiträume von etwa zwei bis vier Monaten durchgeführt und die Einzelergebnisse mit der Luminosität (Abb.2.1) gewichtet gemittelt.

In die Berechnung der effektiven Nachweiswahrscheinlichkeit gehen die Lichtausbeuten der Cerenkovzähler, die Verteilung der Brechungsindizes, die Radiatorlängen, die Empfindlichkeitsschwelle der Elektronik und die Genauigkeit der Impulsbestimmung ein. Der Impuls ist bei Myonpaaren mit einem Fehler von  $\sigma(p)/p = 0,017 \cdot \sqrt{1+p^2}$  gemessen. Dies führt zu einer Verbreiterung und abhängig vom Gradienten des Impulsspektrums zu einer leichten Verschiebung der Schwellenkurve. Ebenso führt der spezielle Energieverlust  $dE/dx$  in der Spule zu einer Verschiebung (und auch Verbreiterung) der Schwelle. Der Beitrag ist jedoch klein (40-60 MeV) und für die höheren Impulse ( $p > 10 \text{ GeV/c}$ ) gegenüber der Impulsauflösung zu vernachlässigen. Für höhere Impulse ist allerdings eine bessere Impulsmessung benutzt worden. Wenn bei der Spuranpassung der Ereignisvertex, der über viele Ereignisse gemittelt wurde, als zusätzlicher Punkt mit aufgenommen wird ("Beam constraint fit") erhält man eine Impulsauflösung von  $\sigma(p)/p = 0,010 \cdot \sqrt{1+p^2}$ . Abbildung A.2.14 zeigt die gerechnete Kaonschwellenkurve in Freon für beide Impulsaufösungen,



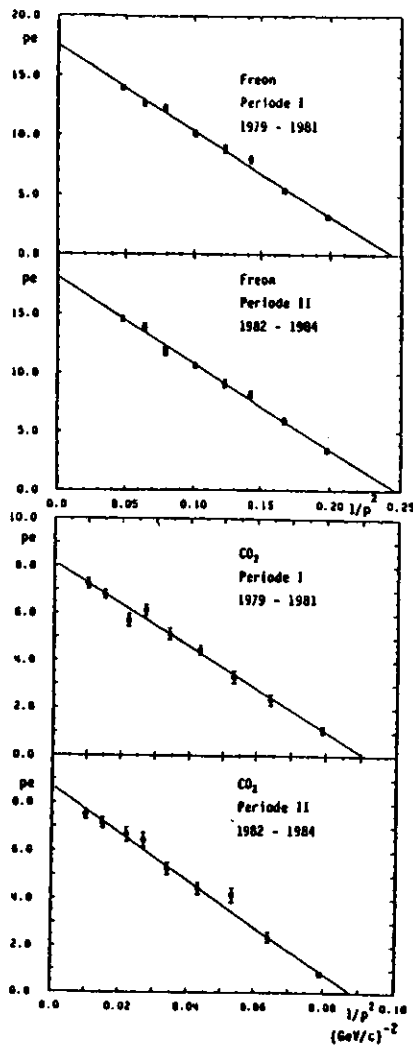


Abb. A.2.13 Cerenkovschwellenkurven für Myonen der kosmischen Höhenstrahlung in den Freon- und  $\text{CO}_2$ -Cerenkovzählern für zwei Perioden der Datennahme. Die Lichtausbeute ist innerhalb der Fehler völlig konstant.

sowie den Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen in multihadronischen Ereignissen (Pionen und Protonen sowie der Untergrund sind subtrahiert) wie er mit beiden Impulsaufösungen gemessen wird.

Alle diese Effekte sind in den Rechnungen zu den Nachweiswahrscheinlichkeiten und Schwellenkurven enthalten (Ref.44). Tabelle A.2 zeigt die über die jeweiligen Impulsintervalle gemittelten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die beiden Perioden der Datennahme mit der alten bzw. neuen Hadronarm-Driftkammer. In Abbildung 4.2 in Kapitel 4 sind die effektiven Schwellenkurven dargestellt.

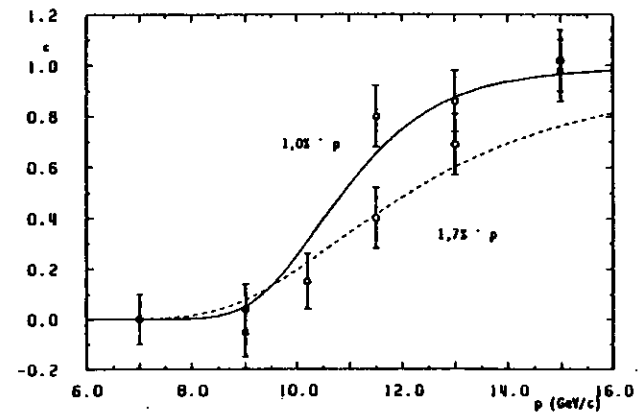


Abb. A.2.14 Cerenkovschwellenkurve von Kaonen in Freon für eine Impulsauflösung von  $1,0\% \cdot p$  (—) und  $1,7\% \cdot p$  (---). Die dargestellten Daten sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Teilchen aus multihadronischen Ereignissen einmal mit Standardimpulsbestimmung ( $1,7\% \cdot p$ ) und das andere mal unter Einbeziehung des Ereignisvertex ( $1,0\% \cdot p$ ). Pionen, Protonen und unkorrelierter Untergrund sind subtrahiert.

A.3 Die langzeitliche Entwicklung der Lichtausbeute des Aerogelzählers

Übersicht

Mit dem Cerenkovzählersystem des TASSO-Detektors ist zum ersten Mal Aerogel als Radiator in großem Maßstab in einem Speicherringexperiment eingesetzt worden. Der Radiator überdeckt 11,2m<sup>2</sup> oder 20% des Raumwinkels. Die Lichtsammelung geschieht, für Cerenkovzähler in unkonventioneller Weise, über diffuse Streuung an hochreflektierendem, weißen Papier. Hierzu wird Mikrofilterpapier (Millipore, Ref.28) verwendet. Die Reflektivität hängt in hohem Maße von der Oberflächenstruktur und der Staubfreiheit ab. Für Aerogel und auch für Milliporepapier bestehen nur wenig genaue Erfahrungen über ihre optischen Parameter über einen längeren Zeitraum. Die relativ kleine Lichtausbeute von weniger als vier Photoelektronen macht eine konsequente Überwachung der Zählerqualität notwendig. Dies geschieht mit Hilfe der Myonen der kosmischen Höhenstrahlung. Die Methode, die Lichtausbeute zu ermitteln, ist im letzten Kapitel beschrieben. Abbildung A.3.1 zeigt die zeitliche Entwicklung der maximalen Lichtausbeute des Gesamtsystems über einen Zeitraum von fünf Jahren.

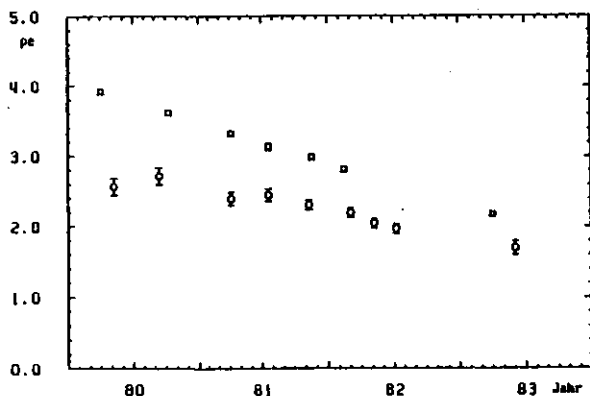


Abb. A.3.1 Lichtausbeute des Aerogelzählers in der langzeitlichen Entwicklung. Dargestellt ist die Lichtausbeute im Plateau ( $\bar{\phi}$ ) sowie die aus den Schwellenwerten extrapolierte Lichtausbeute ( $\hat{\phi}$ ).

Es ist eine lineare Abnahme von etwa einem halben Photoelektron pro Jahr zu beobachten. Ein ähnlicher Effekt wird auch vom EHS-Detektor am CERN beobachtet (Ref.64). Als zweite Kurve ist die Lichtmenge dargestellt, die sich aus der effektiven Nachweiswahrscheinlichkeit errechnet. Sie zeigt einen ähnlichen Verlauf bei entsprechend niedrigeren Werten.

A.3.1 Faktoren der Lichtausbeute

Die Anzahl der produzierten Cerenkovphotonen ist abhängig von der Dicke und Dichte des Radiators. Für beide Größen ist keine relevante Änderung zu erwarten. Lediglich die Dichte, das bedeutet der Brechungsindex, kann durch Einlagerung von Gasen etwas zunehmen, wie Versuche mit Aerogel in einer Freonatmosphäre zeigten (Ref.65). Messungen des Brechungsindex des installierten Aerogels durch Bestimmung des Lichtanstiegs in der Schwellenregion zeigen keine signifikante Veränderung (Abb. A.3.2). Für eine Zelle wurde der Brechungsindex im Labor nach fünf Jahren nochmals gemessen. Es ist eine leichte aber nicht signifikante Veränderung des Brechungsindex um  $\Delta n = +0,00056 \pm 0,00035$  zu beobachten (Ref.66).

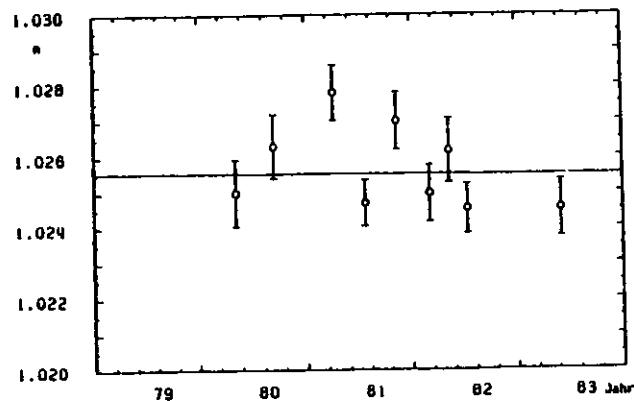


Abb. A.3.2 Mittlerer Brechungsindex des Aerogelzählersystems in der langzeitlichen Entwicklung. Die Gerade ist eine Anpassung an die Meßpunkte.

Die Transmissions- und Absorptionslängen des Aerogels bestimmen, wieviel direktes und gestreutes Licht aus dem Gel austritt. Typische Werte für das installierte Aerogel sind 2 bis 3 cm für die Transmissionslänge und eine etwa 10 bis 100mal so große Absorptionslänge, die den entscheidenden Einfluß auf die Gesamtlichtmenge für diffuse Lichtsammmlung hat. Nur die Transmissionslänge ist im Labor direkt meßbar.

Die Reflektivität des Milliporepapiers ist von großer Bedeutung, denn während der diffusen Lichtsammmlung werden die Photonen sehr häufig reflektiert. In den TASSO-Aerogelzählern benötigen sie im Mittel 25ns und 16 Reflexionen, bevor sie eine Kathode treffen - oder absorbiert werden. Je länger man Photonen sammelt, desto mehr Licht beobachtet man, bis nach 100 ns langsam eine Sättigung erreicht wird. Die Anzahl der beobachteten Photoelektronen gehorcht folgendem Gesetz:

$$\langle n \rangle = a \cdot \tau \left( 1 - e^{-(b+t_G)/\tau} \right)$$

wobei a die maximale Lichtausbeute,  
b der Nullpunkt für das Tor,  
 $\tau$  die mittlere Flugzeit und  
 $t_G$  die Länge des Tors angibt.

Abbildung A.2.3 zeigt die Anzahl der beobachteten Photoelektronen als Funktion der Torlänge sowie die Anpassung nach obiger Gleichung. Diese Messung wurde für eine der 32 Zellen (Nr.8) durchgeführt, nachdem neues Millipore eingebaut worden war. Als Lichtquelle diente eine Leuchtdiode. Der allmähliche Anstieg der Meßdaten bei sehr kurzem Tor ist bedingt durch zeitliche Schwankungen der Leuchtstärke der Diode. Die Anpassung ergibt für die mittlere Sammelzeit der Photonen ein  $\tau$  von  $25,7 \pm 0,3$  ns. Die Reflektivität läßt sich dann nach folgender Formel berechnen.

$$R = e^{-I/(c \cdot \tau)} / F_{Mp}$$

wobei I die mittlere freie Weglänge ( $48,0 \pm 1,2$  cm) für Photonen im Zähler und

$F_{Mp}$  der Flächenanteil ( $0,9823 \pm 0,0012$ ) des reflektierenden Materials ist; also Millipore und Aerogeloberfläche zusammen.

Daraus folgt eine effektive Reflektivität von  $95,7 \pm 0,1$  %. Wegen der großen Zahl von Reflexionen hängt die Güte der Lichtsammmlung empfindlich von der Reflektivität ab. Zwei Prozent Änderung in der Reflektivität führen zu einer 30% Änderung der Lichtausbeute. Zu beachten ist, daß hier immer die mittlere Reflektivität aller Zelleninnenwände anzusetzen ist, also auch die Oberfläche des Aerogels. Dessen Reflektivität kann zu 80% abgeschätzt werden (Ref.66) und ist abhängig von der Aerogelqualität. Der Flächenanteil des Aerogels beträgt 7,7%.

Die Effizienz des Luftlichtleiters direkt vor dem Photovervielfacher dürfte sich nicht geändert haben. Der Luftlichtleiter ist ein 155mm langes Plexiglasrohr mit einem lichten Durchmesser von 118mm, der von innen mit einer etwa 80nm starken Aluminiumschicht bedampft ist. Für auf Plexiglas aufgedampfte Aluminiumschichten konnte keine Abnahme der Reflektivität auch über einen längeren Zeitraum beobachtet werden (Ref. 61,67).

Es ist schwierig die Quantenausbeute des Photovervielfachers für einzelnes Photonzählen zu bestimmen, da eine gut definierte Lichtquelle fehlt. Ein Lichtverlust, wie in den Aerogelzählern beobachtet, ist unwahrscheinlich, da die Kathoden keinen großen Strahlenbelastungen ausgesetzt waren.

### A.3.2 Versuche zur Verbesserung der Lichtausbeute

Bereits anderthalb Jahre nach Inbetriebnahme war eine Abnahme der Lichtausbeute zu beobachten. Ab Sommer 1982 wurden Versuche unternommen, die Lichtausbeute wieder zu verbessern. Dafür wurden meist keine besonderen Testaufbauten benutzt, weil die Einflüsse, die die Lichtausbeute herabsetzen, sehr vielfältig und im einzelnen nicht genau bekannt sind. Für die Messungen wurde eine Aerogelzelle ausgewählt, in der besonders wenig Licht beobachtet werden konnte. Während der Wartungsarbeiten für PETRA und für die Speicherringexperimente wurden dann die jeweiligen

Veränderungen vorgenommen und die Lichtausbeute mit Myonen der kosmischen Höhenstrahlung bestimmt. Um auf diese Myonen empfindlich zu sein, kamen zwei Szintillationszähler als Trigger und die hinter dem Aerogelzähler liegenden Gascerenkovzähler zur Festlegung der Richtung und des Mindestimpulses zur Anwendung. Das Impulshöhenspektrum im Aerogelzähler wurde mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen.

#### Messungen an Zelle 8

Diese Zelle hatte kurz nach dem Einbau 1980 eine Lichtausbeute von 2,9 Photoelektronen (pe). Dieser Wert nahm bis zum Sommer 1982 auf 1,8 pe ab. Das Erneuern des Millipores erhöhte den Wert auf 1,95 pe. Das Aerogel hatte sich sichtbar gelblich bis leicht bräunlich verfärbt. Die Messung der Transmission ergab einen um etwa 30% schlechteren Wert als zur Zeit des Einbaus. Es liegt die Vermutung nahe, daß organische Dämpfe aus den Farben und Klebstoffen, die für den Bau des Gehäuses und der Anbringung des Milliporepapiers benutzt worden sind, vom Aerogel absorbiert worden sind. Besonders deutlich wird dies aus stärkeren Verfärbungen des Gels in der Nähe von Doppelklebeband. Die kontinuierliche Spülung der Zellen mit trockenem Stickstoff konnte diese Veränderungen nicht verhindern. Um die Transmission wieder zu verbessern, wurde der letzte Fabrikationsschritt des Aerogels wiederholt. Die Stücke wurden auf 400°C aufgeheizt, um damit ein Austreiben von Wasser und organischen Dämpfen zu erreichen. Die Transmission erhöhte sich dadurch auf 90% des ursprünglichen Wertes. Die Färbung einiger Aerogelstücke verschwand dabei, für andere wurde sie stärker. Die mit Myonen gemessene Lichtmenge erhöhte sich auf 2,4 pe. Als letzte Maßnahme wurde eine zusätzliche siebte Lage von sehr transparentem Aerogel hinzugefügt. Dadurch erhöht sich die Radiatordicke auf 15,5 cm und die Lichtausbeute auf 2,65 pe. Eine Wiederholungsmessung ein Jahr später im Sommer 1983 ergab 2,1 pe.

#### Messungen an Zelle 7

In dieser Zelle nahm die Lichtausbeute von 3,0 auf 1,9 pe ab (80-83). Um zukünftige Verluste der Lichtausbeute zu vermeiden, wurde das Aerogel in gasdichtes Hostaphan (50µm, Transmission 90%) eingeschweißt. Vorher wurde das Aerogel ausgeheizt und eine siebte Lage hinzugefügt. Die Lichtausbeute verbesserte sich auf 2,2 pe. Ohne die Folie wären 2,4 pe zu erwarten.

#### Vergleich von neuem und gealtertem Aerogel

In einem kleinen Testzähler, mit neuem Millipore ausgekleidet, wurde die Lichtausbeute als Funktion der Radiatordicke bestimmt (Abb. A.3.3). Kurz vor dem Einbau in TASSO (1979) wurde eine vergleichbare Messung für Aerogel bereits durchgeführt (Ref.27, Abb.60). Das 1984 neu produzierte Aerogel (Ref.68) vergleichbarer Qualität zeigt ähnliche Resultate. Bei dem Aerogel, das fünf Jahre im TASSO-Detektor eingebaut war, gerät die Lichtausbeute bereits nach wenigen Zentimetern in eine Sättigung. Dies läßt auf eine sehr starke Abnahme der Absorptionslänge schließen (Vgl.Ref.66).

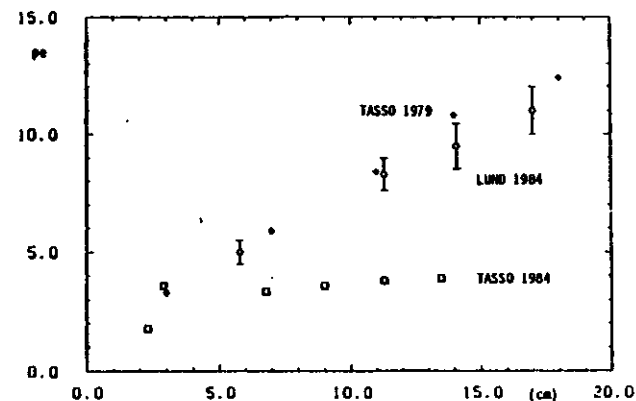


Abb. A.3.3 Lichtausbeute in einem kleinen diffus lichtsammelnden Aerogelzähler als Funktion der Radiatordicke. Dargestellt sind Meßwerte für das bei TASSO eingesetzte Aerogel in seiner ursprünglichen Qualität sowie beim Ausbau. Das als Ersatz verwendete neue Aerogel zeigt ähnlich gute Resultate wie das ursprüngliche eingebaute.

#### Messung an Zelle 6

Die Zelle sechs am TASSO-Aerogelzähler wurde deshalb vollständig mit neuem Aerogel (Ref.69) gefüllt. Aus dem Vergleich der beiden Aerogele im Testzähler (siehe oben) war eine Erhöhung der Lichtausbeute von 2,3 pe auf etwa 4 bis 5 Photoelektronen zu erwarten. Tatsächlich konnten nur 3,4 pe im Mittel gemessen werden. Diese Zahl verbesserte sich nach Einbau von neuem Millipore auf 4,2 pe.

#### Diskussion der Erfahrungen

Das Resultat, das in Zelle sechs schließlich erreicht wurde, zeigt, daß die Qualität des Aerogels und des Millipores zusammen die Lichtausbeute bestimmen. Ferner ist zu beobachten, daß die Verbesserung nur einer Komponente auch die Lichtausbeute nur wenig erhöht. Vermutlich treten die Qualitätsverluste sowohl beim Aerogel als auch beim Millipore zuerst im kurzwelligen Bereich auf. Ein Hinweis darauf ist die gelblich-bräunliche Färbung des Gels. Es ist somit nötig, beide Komponenten zu erneuern, um die Qualität nachhaltig zu verbessern. Für die TASSO-Aerogelzähler ist deshalb im Sommer 1984 begonnen worden, Aerogel (Ref.69) und Millipore (Ref.28) zu erneuern. Leider konnte der Lieferant des Aerogels wegen eines Unglücksfalls nicht die benötigte Menge liefern, so daß nur 12 von den insgesamt 32 Zellen mit neuem Aerogel ausgerüstet sind (Stand Herbst 1984).

Der Bau eines Aerogelcerenkovzählers, der eine zeitlich konstante Lichtausbeute hat, sollte möglich sein, wenn die mit den TASSO-Aerogelzählern gemachten Erfahrungen berücksichtigt werden. Das Zählergehäuse muß dafür gasdicht sein und keine Kleber, Farben oder andere Materialien enthalten, die ausgasen könnten. Ferner muß, falls eine diffuse Lichtsammlung benutzt wird, auf eine gute Staubfreiheit geachtet werden.

#### A.4 Verwendete Datenmengen

Die Analysen der inklusiven Teilchenproduktion ist für die Flugzeitzähler im Innendetektor, die Flugzeitzähler im Hadronarm und die Cerenkovzähler getrennt durchgeführt worden. Ebenso ist die Untersuchung zu Protonkorrelationen eine eigenständige Analyse. Die Datenreduktion und die Auswahl der multihadronischen Ereignisse ist bei allen vier Analysen dieselbe und folgt der in Kapitel 3 beschriebenen Methode.

Es ergeben sich teilweise leicht unterschiedliche integrierte Luminositäten, die auf Ausfälle von Teilen der Elektronik zurückzuführen sind. Die Analyse der inklusiven Hadronproduktion ist für die Flugzeitzähler im Hadronarm nur für die erste Hälfte der Datennahme durchgeführt worden.

Die genauen Werte können der folgenden Tabelle entnommen werden:

Tabelle A.4.1 In den einzelnen Analysen verwendete Datenmengen

Analyse-Bereich	$\int L$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	Ereignisse Anzahl	Runs	Energie (GeV)	Zeitbereich
ITOF inkl.	76,7	21783	1680-4023/4421-6096	34	1/80 - 7/82
HTOF inkl.	37,8	9891	1680-4023/4421-4988	34	1/80 - 12/81
Cer. inkl.	75,9	21546	1680-4023/4421-6096	34	1/80 - 7/82
Korrelations- analyse	2,9	2704	4151-4375	14	7/81
	1,9	1889	4037-4148	22	6/81
	75,9	21552	1680-4023/4421-6096	34	1/80 - 7/82
Summe	80,7	26376	1680-6096	34(14,22)	1/80 - 7/82

### Literaturverzeichnis

- 1) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., Phys.Lett. 86B (1979) 243
- 2) MARK-J-Kol., D.P.Barber et al., Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 830
- 3) PLUTO-Kol., C.Berger et al., Phys.Lett. 86B (1979) 418
- 4) JADE-Kol., W.Bartel et al., Phys.Lett. 91B (1980) 142
- 5) R.Field, R.P.Feynman, Nucl.Phys. B136 (1978) 1
- 6) P.Moyer et al., Nucl.Phys. B161 (1979) 349
- 7) A.Ali et al., Phys.Lett. 93B (1980) 155
- 8) B.Anderson et al., Physics Reports 97 (1983) 33
- 9) QCD-Cluster Modelle sind in folgenden Veröffentlichungen zu finden:  
R.D.Field, S.Wolfram, Nucl.Phys. B213 (1983) 65  
T.D.Gottschalk, CALT 68-1075 (1984)  
B.R.Webber, Nucl.Phys. B238 (1984) 492
- 10) PETRA "Ein Vorschlag zur Erweiterung der Speicherringanlagen bei DESY (1974)  
PETRA, updated version of the PETRA proposal, DESY (1976)

11)  
Mitglieder der TASSO - Kollaboration, Ende 1984

M.Althoff, W.Braunschweig, F.J.Kirschfink, H.-U.Martyn, P.Roskamp,  
D.Schmitz, H.Siebke, W.Wallraff  
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen

J.Eisenmann, H.M.Fischer, H.Hartmann, A.Jocksch, G.Knop, H.Kolanoski,  
H.Kück, V.Mertens, R.Wedemeyer  
Physikalisches Institut der Universität Bonn

B.Foster  
H.H.Wills Physics Laboratory, University of Bristol, Bristol UK

A.Eskreys, R.Fohrmann, K.Gather, M.Hildebrandt, H.Hultschig, P.Joos,  
U.Kötz, H.Kowalski, A.Ladage, B.Löhr, D.Lüke, P.Mättig, D.Wotz,  
R.J.Nowak, J.Pyrlik, E.Ronat, M.Rushton, W.Schütte, D.Trines,  
T.Tymieniecka, G.Wolf, G.Yekutieli, W.Zeuner  
Deutsches Elektronen Synchrotron DESY, Hamburg

E.Hilger, T.Kracht, H.L.Krasemann, P.Leu, E.Lohrmann, D.Pandoulas,  
G.Poelz, K.U.Pösnecker  
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.Dornan, D.A.Garbutt,  
C.Jenkins, T.D.Jones, W.G.Jones, J.McCardle, J.K.Sedgbeer, J.Thomas,  
W.A.T.Wan Abdullah  
Department of Physics, Imperial College London, UK

K.W.Bell, M.G.Bowler, P.Bull, R.J.Cashmore, P.E.L.Clarke, P.Dauncey,  
R.Devenish, P.Grossmann, C.M.Hawkes, S.L.Lloyd, D.Mellor, C.Youngman  
Department of Nuclear Physics, Oxford University, UK

G.E.Forden, J.C.Hart, J.Harvey, D.K.Hasell, D.H.Saxon

Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, UK

F.Barreiro, S.Brandt, M.Dittmar, M.Holder, G.Kreutz, B.Neumann  
Fachbereich Physik der Universität-Gesamthochschule Siegen

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, R.Mir, D.Revel,  
A.Shapira  
Weizmann Institute, Rehovot, Israel

G.Baranko, A.Caldwell, M.Cherny, J.M.Izen, M.Mermikides, S.Ritz,  
G.Rudolph, D.Strom, M.Takashima, H.Venkataramania, E.Wicklund, Sau Lan  
Wu, G.Zobernig  
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, USA

- 12) D. Heyland, Doktorarbeit, Universität Hamburg (1981), DESY interner Bericht F01-81/01  
Jörg Pyrlík, Doktorarbeit, Universität Hamburg (1982)
- 13) V.Kadansky et al., Phys. Scripta, 123 (1981) 680
- 14) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., "Production and Properties of the Tau-Lepton in  $e^+e^-$  Annihilation at c.m.Energies from 12 to 31.6 GeV", Phys.Lett. 92B (1980) 199
- 15) M.Ogg, Doktorarbeit, University of Oxford, RL-HEP/T/89 (1981)  
I.C.Brock, Doktorarbeit, University of Oxford, RL-HEP/T/106 (1983)
- 16) D.Binnie et al., "The TASSO Vertex Detector", DESY 84-060 (1984)
- 17) A.Jocksch, T.Kracht, interne TASSO-Notiz 306 (1984), unveröffentlicht  
T.Kracht, interne TASSO-Notiz 311 (1984), unveröffentlicht
- 18) H.Siebke, W.Braunschweig, interne TASSO-Notiz 277 (1983), unveröffentlicht und auch Ref.45
- 19) J.Rinkus, Doktorarbeit, RWTH Aachen (1983)  
F.J.Kirschfink, Doktorarbeit, RWTH Aachen (1984)
- 20) C.Youngman, Doktorarbeit, Imperial College London (1980)
- 21) H.Börner, Doktorarbeit, Universität Bonn (1981) BW-IR-81  
H.Börner et al., Nucl.Instr.Meth. 176 (1980) 151
- 22) R.Fohrmann, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1979)
- 23) Burkhardt et al., "The TASSO Gas and Aerogel Cerenkov Counters", Nucl.Instr.Meth. 184 (1981) 319
- 24) R.K.Iler, "The Colloid Chemistry of Silica And Silicates", Cornell University Press, NY 1955
- 25) M.Cantin et al., "Silica Aerogels used as Cerenkov Radiators", Nucl. Instr.Meth. 118 (1974) 177  
M.Bourdinand et al., "Use of Silica Aerogel for Cerenkov Radiator Counters", Nucl.Instr.Meth. 136 (1976) 253
- 26) M.Kuschnerus, "Herstellung und Test von Siliziumdioxid Aerogel für den Einsatz in Cerenkovzählern", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1978), DESY interner Bericht F35-78/01
- 27) R.Riethmüller, "Untersuchungen zur Herstellung von Aerogel für die TASSO-Cerenkovzähler", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1979), DESY interner Bericht F35-79/01  
G.Poelz, R.Riethmüller, "Preparation of Silica Aerogel for Cerenkov Counters.", Nucl.Instr.Meth. 195 (1982) 491

- 28) Millipore paper type GS, Millipore Company Corp., Bedford Mass. USA
- 29) G.Poelz, Persönliche Mitteilung
- 30) Die Simulationsrechnungen wurden von G. Zoernig, Universität Wisconsin, durchgeführt.
- 31) H.L.Krasemann, "Teilchenerkennung in den TASSO-Cerenkovzählern und Eichung der Zähler mit kosmischer Strahlung", Diplomarbeit, Universität Hamburg 1981
- 32) Die Optik der Gascerenkovzähler und das Simulationsprogramm zur Bestimmung der Lichtsammlung wurde von O. Römer, Universität Hamburg, jetzt SCS, entwickelt.
- 33) K.W.Bell et al., Nucl.Instr.Meth. 179 (1981) 27
- 34) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., "Charged Pion Production in  $e^+e^-$  Annihilation at 14,22 and 34 GeV Energy", Phys.Lett. 113B (1982) 98
- 35) T.Wyatt, Doktorarbeit, Oxford University (1987)
- 36) R.Fohrmann, "Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und Suche nach schweren Quarks in der  $e^+e^-$  Vernichtung", Doktorarbeit, Universität Hamburg (1982), DESY-interner Bericht F35-82/02
- 37) H.Kowalski, Vortrag in "International Conference on Experimentation at LEP", Uppsala (1980)  
D.G.Cassel, H.Kowalski, DESY 80/107 (1980)
- 38) D.H.Saxon, "Three Dimensional Track and Vertex Fitting in Chambers with Stereowires", Nucl.Instr.Meth. A 234 (1985) 258
- 39) CELLO-Kol., Behrend et al., Phys.Lett. 113B (1982) 427  
Cello-Kol., Behrend et al., Z.Phys.C 14 (1982) 189
- 40) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., "Charged Pion, Kaon, Proton and Anti-proton Production in High Energy  $e^+e^-$  Annihilations", Phys.Lett. 94B (1980) 444
- 41) R.Fohrmann, Persönliche Mitteilung
- 42) TASSO-Kol., M.Althoff et al., "Charged Hadron Composition of the Final State in  $e^+e^-$  Annihilation at High Energies", Z.Phys.C 17 (1983) 5
- 43) R.Riethmüller, "Inklusive Erzeugung geladener Pionen in der  $e^+e^-$  Annihilation", Doktorarbeit, Universität Hamburg (1982), DESY interner Bericht F35-82/01
- 44) K.Gather, "Bestimmung der inklusiven Spektren und Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen, Antiprotonen in der  $e^+e^-$  Annihilation mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA", Doktorarbeit, RWTH Aachen (1983), PHITA 83/12
- 45) TASSO-Kol., M.Althoff et al., "Evidence for Local Compensation of Baryon Number in  $e^+e^-$  Annihilation", Phys.Lett. 139B (1984) 126
- 46) Die Analyse für die Hadronarmflugzeitähler wurde von K.W.Bell, B.Foster, D.H.Saxon und P.Woodworth durchgeführt
- 47) J.Franzke, "Computergesteuerte Überwachung der TASSO-Cerenkovzähler und Untersuchungen zur Erkennung von Elektronen in den Cerenkovzählern des TASSO-Detektors", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1981)
- 48) M.Althoff, Diplomarbeit RWTH Aachen (1981)
- 49) TASSO-Kol., M.Althoff et al., Z.Phys.C26 (1984) 157
- 50) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., "Scale Breaking in Inclusive Charged Particle Production by  $e^+e^-$  Annihilation", Phys.Lett. 114B (1982) 65
- 51) P.Mättig, Persönliche Mitteilung
- 52) TASSO-Kol., M.Althoff et al., Z.Phys.C22 (1984) 307
- 53) S.D.Drell, D.J.Levy, T.M.Yan, Phys.Rev. 187 (1969) 2159 und Phys.Rev.D1 (1970) 1617
- 54) Sau Lan Wu, G.Zoernig, "Generalized Sphericity", Z.Phys.C 2(1979)107
- 55) TASSO-Kol., R.Brandelik et al., "Evidence for charged primary partons in  $e^+e^- \rightarrow 2$  jets", Phys.Lett. 100B (1981) 357  
PLUTO-Kol., C.Berger et al., Nucl.Phys. B214 (1983) 189
- 56) Die Simulationsrechnungen wurden von D.H.Saxon durchgeführt
- 57) A.Bartl et al., Phys.Lett. 122B (1983) 427
- 58) Die Kalibration der ITOP-Zähler wurde von H.U.Martyn durchgeführt.
- 59) R.Fohrmann, H.L.Krasemann, E.Wicklund, Interne TASSO-Notiz 169 (1981), unveröffentlicht
- 60) RCA 8854, Datenblatt
- 61) H.Burkhardt, "Gas-Cerenkovzähler für TASSO", Diplomarbeit, Universität Hamburg, (1979), DESY interner Report F35-80/01
- 62) In der Referenz 14 wird die Unsicherheit der Spurrekonstruktion in z mit 5mrad angegeben. Bei einer Entfernung des Aerogels zur Driftkammer von 1 bis 2 m ergeben sich als  $\sigma_z = 5-10$  mm
- 63) G.Poelz, Persönliche Mitteilung
- 64) C. Fernandez et al., Nucl.Instr.Meth. 225 (1984) 313
- 65) R.Riethmüller, Persönliche Mitteilung
- 66) G.Poelz, "Aerogel Cerenkov Counters at DESY", DESY 84-110 (1984)
- 67) H.Burkhardt, Persönliche Mitteilung
- 68) Airglas AB, Sjöbo, Schweden

### Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Messungen am TASSO-Detektor. Allen Mitgliedern der Kollaboration und besonders der Gruppen F35 und F1, die mich fachlich und menschlich begleiteten, sei hiermit herzlich gedankt.

Besonders hervorheben möchte ich Herrn G. Krohn, der zum raschen Einbau der Cerenkovzähler und der Hadronarmdriftkammern entscheidend beitrug und auch weiterhin mit Rat und Tat zur Seite stand.

An dem Bau der Detektorelemente war ebenso Frau T. Stötzer maßgeblich beteiligt, der ich auch für das sorgfältige Zeichnen einer Reihe von Abbildungen danke.

C. Winand unterstützte mich beim Erstellen der letzten Abbildungen.

K. Rehlich danke ich für die Hilfe bei der Benutzung des Texteditors sowie des wartungsbedürftigen Druckers.

Prof. Dr. E. Hilger danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Eine große Zahl von Analyseprogrammen sowie viele Ideen, Überlegungen und Ermutigungen verdanke ich der zum Teil schon länger zurückliegenden Zusammenarbeit mit Dr. K. Gather und Dr. R. Riethmüller.

Meinem Betreuer Prof. Dr. P. Schmüser danke ich in besonderen Maße für sein stetes fachliches wie persönliches Interesse. Er hatte trotz vielfältiger Belastungen immer ein offenes Ohr und nahm sich Zeit die oft entscheidenden Anstöße und Verbesserungen in den Fortgang der Arbeiten zu bringen.

Viel zu wenig Zeit verblieb mir für die Familie. So danke ich meiner Frau und meiner Tochter für die Geduld, die sie mit mir gehabt hatten. Ganz besonders verdanke ich aber Auguste die rasche Fertigstellung dieser Arbeit.