

Interner Bericht  
DESY F15-81/01  
Juli 1981

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	9. SEP. 1981	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

MESSUNG INKLUSIVER HADRONERZEUGUNG

IM ENERGIEBEREICH DER RESONANZEN

T UND T'

von

Edgar Steinmann

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“

MESSUNG INKLUSIVER HADRONERZEUGUNG

IM ENERGIEBEREICH DER RESONANZEN

T UND T'

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Edgar Steinmann  
aus Schopfheim

Hamburg  
1 9 8 1

Gutachter der Dissertation :

Dr. W. Schmidt-Parzefall  
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation :

Dr. W. Schmidt-Parzefall  
Prof. Dr. P. Schmüser

Datum der Disputation :

12. Juni 1981

Vorsitzender des Promotionsausschusses  
und Sprecher des Fachbereichs Physik :  
Prof. Dr. P. Stähelin

0.	INHALTSVERZEICHNIS	1
1.	Einleitung	4
2.	Das Experiment	9
2.1	Der Speicherring DORIS ab Herbst 1977	9
2.1.1	Ermittlung der Luminosität	12
2.1.2	Der Luminositätsmonitor	13
2.2	Das Doppelarmspektrometer DASP	14
2.2.1	Der Innendetektor	16
2.2.2	Der Außendetektor	17
2.2.2.1	Der DASP-Magnet	17
2.2.2.2	Nachweisapparaturen des Außendetektors	18
2.2.3	Experimentetrigger und Dateneinlese	21
3.	Analyse einzelner Ereignisse	22
3.1	Spurfindung im Außendetektor	22
3.2	Spurfindung vor dem Magneten	22
3.3	Zusammenführung der Spuren	22
3.4	Impulsbestimmung	23
3.5	Flugzeitbestimmung	24
3.6	Massenbestimmung	25
3.7	Bestimmung der Teilchenart	30
4.	Datenreduktion	33
4.1	Abtrennung kosmischer Ereignisse	34
4.2	Abtrennung von Strahl-Gas-Ereignissen	35
4.3	Abtrennung von QED-Ereignissen	44
4.4	Zusammenstellung der Auswahlkriterien und Zählraten	47
5.	Korrekturen	48
5.1	Impulsabhängige geometrische Akzeptanz des Außendetektors	49
5.2	Zerfallskorrektur	51
5.3	Korrekturen auf Verluste durch Reichweitebedingung	52
5.4	Korrekturen auf das Ansprechverhalten des Cerenkovzählers	54

5.5	Absorptionskorrektur	55
5.6	Korrektur auf das Ansprechverhalten der Triggerzähler und der nachfolgenden Elektronik	55
5.7	Korrekturen mit simulierten Ereignissen	56
5.7.1	2-Jet-Generator	56
5.7.2	3-Jet-Generator	57
5.7.3	Strahlungskorrekturen	58
5.7.4	Extrapolation auf den vollen Raumwinkel	61
5.8	Zusammenstellung aller Korrekturen	63
5.9	Fehlerabschätzung	63
6.	Formalismus inklusiver Hadronproduktion	64
7.	Herstellung inklusiver Hadronspektren	65
7.1	Bestimmung von Wirkungsquerschnitten	65
7.2	Spektren für direkte Resonanzzerfälle	67
8.	Die Resultate	70
8.1	Die Hadronspektren	71
8.1.1	Impulsspektren	71
8.1.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der SkalenvARIABLEN x	73
8.1.2.1	Vergleich der Kontinuumsdaten mit den Daten anderer Experimente	75
8.1.2.2	Vergleich der Resonanzdaten mit den Cornell-Ergebnissen	80
8.1.2.3	Vergleich der DASP-2-Daten aus den drei Energiebereichen	80
8.1.3	Lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitt	83
8.2	Mittlere geladene Multiplizität	90
8.2.1	Experimentelle Bestimmung	90
8.2.2	Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	91
8.3	Mittlere geladene Energie	93
8.4	Teilchenverhältnisse	96
8.5	Haben Antiproton-Ereignisse andere topologische Eigenschaften?	101
8.6	Gibt es einen experimentellen Hinweis auf die Existenz des 3-Gluon-Vertex der QCD?	105

9.	Zusammenfassung	110
10.	Danksagung	111
	Verzeichnis der Tabellen	112
	Verzeichnis der Abbildungen	113
	Literaturverzeichnis	116

## 1. EINLEITUNG

Experimente an Elektron-Positron-Speicherringen haben in den letzten Jahren zu einer großen Anzahl vielbeachteter Ergebnisse geführt, die das Verständnis von den Grundstrukturen der Materie wesentlich erweitert haben.

So ist es gelungen, drei fundamentale Bausteine der Materie, nämlich die Quarks c ("charm") und b ("bottom" oder "beauty") sowie das schwere Lepton  $\tau$  nachzuweisen (AUB74, AUG74, BER78, DAR78, PER76). Außerdem hat man deutliche experimentelle Beweise für die Existenz des Gluons, des Feldquants der starken Wechselwirkung, erhalten (BRA79/2, BER78/1).

Diese Arbeit wird sich besonders mit dem b-Quark, welches sich durch die  $\Upsilon$ -Resonanz manifestiert, und dem Gluon beschäftigen.

Die an Elektron-Positron-Speicherringen beobachtbaren Reaktionen lassen sich in zwei Klassen einteilen :

Zur ersten Klasse gehört die Erzeugung von Lepton-Paaren :

$$e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-, \ell = \text{Lepton} \quad .$$

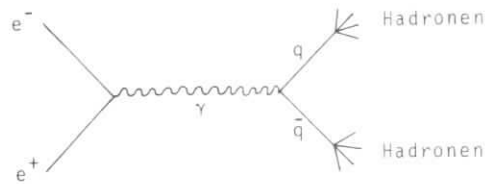
Derartige Prozesse lassen sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik beschreiben. Die Gültigkeit dieser Theorie konnte bis hinauf zu Schwerpunktsenergien von 36 GeV nachgewiesen werden (BAR80, BRA80). Danach verhalten sich die Leptonen bis zu Abständen von weniger als  $2 \cdot 10^{-16}$  cm wie punktförmige Teilchen.

Die zweite Klasse von Reaktionen führt über die primäre Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren zu Hadronen im Endzustand :

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen} \quad .$$

Man hat hierbei zu unterscheiden zwischen der Hadronproduktion außerhalb von Resonanzen (d.h. im Kontinuum) und der Erzeugung von Hadronen bei Zerfällen von Resonanzen, wie etwa dem  $\Upsilon$ .

Im nichtresonanten Falle kann man sich die Reaktion so veranschaulichen :



Das einlaufende Elektron und Positron erzeugen über den Zwischenzustand eines virtuellen Photons in der ersten Reaktionsstufe ein Quark-Antiquark-Paar. In der zweiten Reaktionsstufe fragmentieren das Quark und das Antiquark in beobachtbare Hadronen.

Die erste Stufe dieses Prozesses kann man heute als verstanden ansehen : Nach dem Quark-Parton-Modell erwartet man, daß das Verhältnis des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes zum u-Paar-Wirkungsquerschnitt gleich der Summe der Quadrate der Ladungen der beteiligten Quarks ist (DIN79). Meßergebnisse bestätigen diese Vorhersage, wenn man zusätzlich fordert, daß jedes Quark in drei verschiedenen (Farb-)Zuständen auftritt (TIM80).

Außerdem hat man beobachtet, daß die Hadronen bei hohen Schwerpunktsenergien in zwei entgegengesetzt gerichteten Kegeln, sog. Jets, ausgesandt werden. Die Winkelverteilung der Jetachsen hat bezüglich der einlaufenden Teilchen eine Form, wie man sie für paarweise erzeugte Quarks mit Spin 1/2 erwartet (HAN76). Man kann daher die Richtung der Jetachsen mit der ursprünglichen Richtung des primären Quark-Antiquark-Paares identifizieren.

Die zweite Stufe der betrachteten Reaktionen im Kontinuum, nämlich die Fragmentation der Quarks in beobachtbare Hadronen, ist bis heute noch nicht völlig verstanden.

Man hat aber einige Regelmäßigkeiten in den Eigenschaften der aus dem Fragmentationsprozeß hervorgegangenen Hadronen festgestellt, die auch in dieser Arbeit untersucht werden sollen :

So ist zum Beispiel Skalenverhalten beobachtet worden. Bezogen auf die inklusive Erzeugung eines Hadrons h in der Elektron-Positron-Vernichtung

bedeutet dieses Phänomen, daß der Wirkungsquerschnitt  $s \cdot d\sigma/dx$

$$\text{mit } \sqrt{s} = \text{Schwerpunktsenergie und} \\ x = 2E_h/\sqrt{s}, \quad E_h = \text{Energie des Hadrons}$$

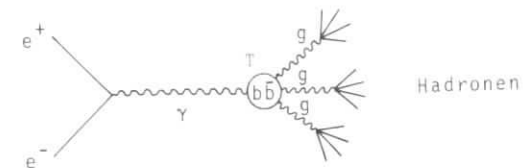
nur von x und nicht von s abhängt (WOL75).

Außerdem hat man gemessen, daß der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt für alle Hadronarten nahezu durch die gleiche Exponentialfunktion beschrieben werden kann. Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen von der Teilchenenergie und weniger von der Hadronart abhängt.

Bisher gibt es aber keine Theorie, die von grundlegenden physikalischen Prinzipien aus die Fragmentation von Quarks in Jets von Hadronen quantitativ beschreiben kann. Es gibt aber gute Modelle für den Fragmentationsprozeß, wie etwa das Modell von Field und Feynman (FIE78), mit denen die Meßergebnisse befriedigend reproduziert werden können.

Im resonanten Fall bildet das primär erzeugte Quark-Antiquark-Paar einen gebundenen Zustand. Die hier untersuchten Resonanzen  $T$  und  $T'$ , die als Überhöhungen im hadronischen Wirkungsquerschnitt in Erscheinung treten, (siehe Abb. 1.1) werden als  $b\bar{b}$ -Zustände interpretiert mit  $T$  = Grundzustand und  $T'$  = erste radiale Anregung.

Nach der Quantenchromodynamik (QCD) zerfällt die  $T$ -Resonanz vorwiegend in 3 Gluonen (APP75, KOL77) in Analogie zum 3-Photon-Zerfall des Positroniums (ORE49). In einem Folgeprozeß fragmentieren die Gluonen schließlich in Hadronen :



Als experimentelle Bestätigung des Resonanzzerfalles in drei Gluonen kann die Tatsache angesehen werden, daß die gemessenen Zerfallparameter der Resonanzen  $J/\psi$  und  $T$  unter Verwendung der QCD-Zusammenhänge zu konsistenten Werten für die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  führen (ALB80). Auch Untersuchungen der Ereignistopologien zeigen gute Überein-

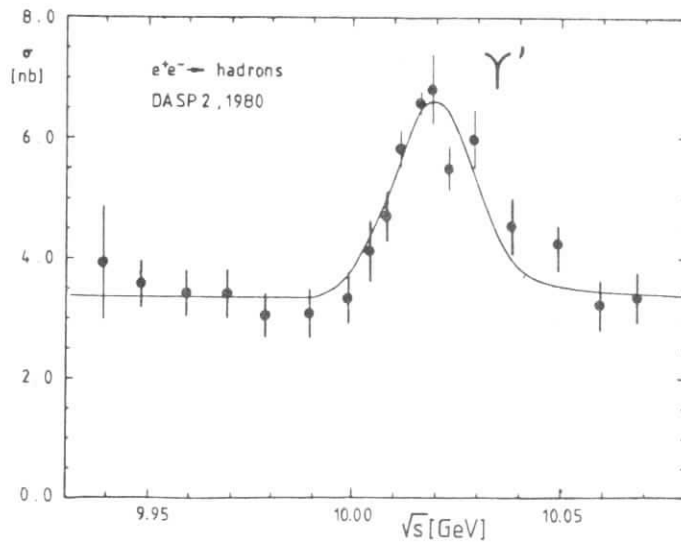
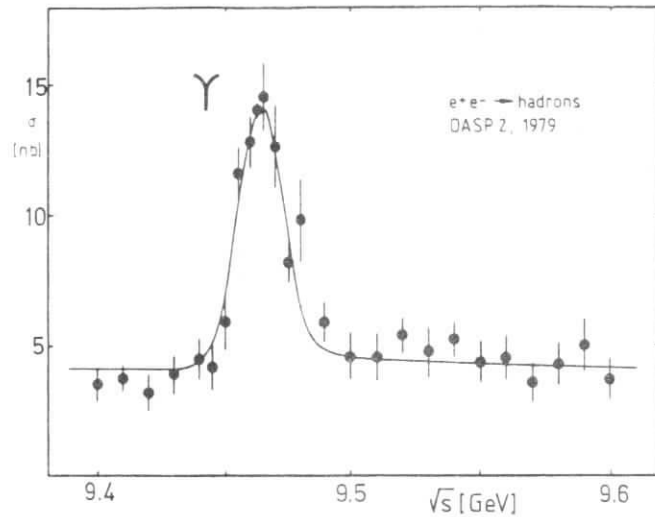


Abb. 1.1 : Der mit dem Innendetektor des DASP gemessene hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der Resonanzen  $\Upsilon$  und  $\Upsilon'$  (SCH80,HAS81).

stimmung der Daten mit Modellrechnungen für den Zerfall in drei Gluonen (BER80/2).

Der nachfolgende Prozeß der Gluonfragmentation ist bis heute nahezu unverstanden.

In dieser Arbeit wird es durch die Untersuchung der Hadronproduktion im Kontinuum und beim Zerfall der  $\Upsilon$ -Resonanz möglich sein, Quarkfragmentation und Gluonfragmentation direkt miteinander zu vergleichen.

Dabei wird sich herausstellen, daß die mittleren Impulse und die mittleren Multiplizitäten von Hadronen aus dem Resonanzzerfall sich nur wenig von den entsprechenden Kontinuumswerten unterscheiden.

Andererseits wird sich ebenso unerwartet zeigen, daß auf den Resonanzen mehr Baryonen erzeugt werden als im Kontinuum.

Im folgenden wird die Analyse von Daten beschrieben, die von Oktober 1979 bis April 1980 mit dem DASP-Detektor am Speicherring DORIS genommen wurden.

2. DAS EXPERIMENT

2.1 Der Speicherring DORIS ab Herbst 1977

Der Elektron-Positron-Speicherring DORIS (Doppel-Ring-Speicher) war gebaut worden, um im Strahlenergiebereich von 1 GeV bis 3.5 GeV hohe Luminositäten zu liefern (DOR67).

Die Luminosität L eines Speicherringes gibt an, mit welcher Zählrate  $dN/dt$  eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  stattfindet.

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L$$

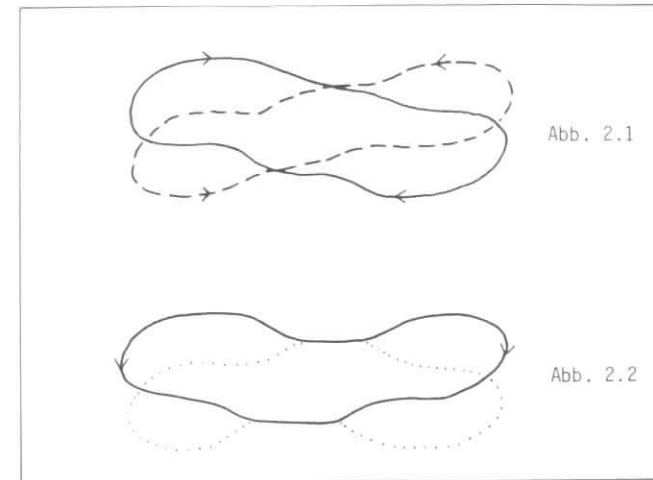
Bei vorgegebener Ereigniszahl, d.h. statistischer Genauigkeit, legt L die notwendige Dauer des Experiments fest und ist damit ein außerordentlich wichtiger Parameter.

Das Konzept von DORIS für den ursprünglich betrachteten Energiebereich besteht darin, den Elektronen- und den Positronenstrahl in getrennten übereinanderliegenden Vakuumkammern und magnetischen Führungssystemen zu speichern und beide Strahlen nur in den Wechselwirkungspunkten einander durchdringen zu lassen (Kreuzungswinkel 24 mrad, siehe Abb.2.1).Damit ist es möglich, jeden Strahl mit bis zu 480 Teilchenpaketen (bunches) zu füllen, ohne daß es zu einer gegenseitigen Beeinflussung der Teilchenstrahlen (Strahl-Strahl-Wechselwirkung) kommt. Die Luminosität ist aber gerade proportional zur Zahl der Teilchenpakete.

Um auch im Bereich von 9.5 GeV bis über 10 GeV Schwerpunktsenergie, wo die Resonanzen  $\tau$  und  $\tau'$  gesucht werden sollten, ausreichend hohe Luminositäten mit der verfügbaren Hochfrequenzleistung erzielen zu können, mußte DORIS umgebaut werden :

Die Maschine wurde in eine Ein-Ring-Ein-Bunch-Maschine umgewandelt (Kreuzungswinkel 0, Abb.2.2), wobei die Teilchenpakete in den Wechselwirkungspunkten frontal aufeinandertreffen (DOR79).

Die Beschränkung auf nur einen Speicherring war wegen nur begrenzt zur Verfügung stehender Hochfrequenzleistung notwendig. Es mußten zusätzliche Beschleunigungsstrecken installiert werden.



Der Speicherring DORIS als Doppelring- und Einring-Maschine.

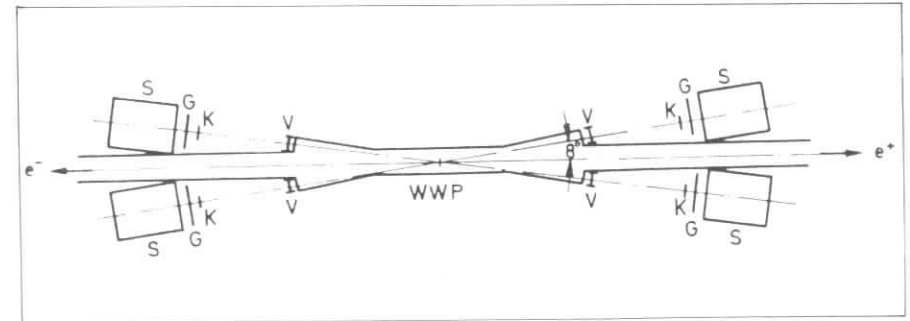


Abb. 2.3 : Der Luminositätsmonitor.



Die Beschränkung auf nur ein Teilchenpaket pro Strahl ergab sich aus der Forderung, die Strahl-Strahl-Wechselwirkung möglichst gering zu halten.

TABELLE 1 : Parameter des Speicherringes DORIS ab Herbst 1977.

Umfang	288 m
Durchmesser der Halbkreise	55 m
Länge der geraden Stücke	55 m
Krümmungsradius der Ablenkmagnete	12.2 m
Für den Detektor nutzbare Länge der Wechselwirkungszone	5 m
Gasdruck am Wechselwirkungspunkt	$\sim 3 \cdot 10^{-9}$ Torr
Anzahl der Teilchenpakete je Strahl	1
Länge der Teilchenpakete $\sigma_z$	25 mm
Querschnitt der Teilchenpakete ( $\sigma_x \cdot \sigma_y$ )	$0.82 \times 0.13 \text{ mm}^2$
Maximale Energie pro Strahl	5.1 GeV
Maximaler Strom pro Strahl	20 mA
Luminosität	$3 \times 10^{29} - 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Lebensdauer der Strahlen	2 - 3 Stunden
typische Füllzeit	30 min.

Das Magnetsystem von DORIS war ursprünglich für Strahlenergien bis max. 4.6 GeV ausgelegt worden. Dieser Grenzwert wurde im wesentlichen bestimmt durch eintretende Sättigungseffekte in den Wechselwirkungsquadrupolen. Diese Quadrupole sollen für möglichst kleine Strahlquerschnitte im Wechselwirkungspunkt sorgen und haben damit großen Einfluß auf die Luminosität.

Um einen Betrieb von DORIS auch bei 5 GeV Strahlenergie mit der gleichen Erregung der Quadrupolmagnete zu ermöglichen, mußte deren Abstand zum Wechselwirkungspunkt vergrößert werden; ein großer Teil der übrigen Magnete mußte im Sättigungsbereich (bis etwa 8%) betrieben werden.

Im Frühjahr 1978 erreichte DORIS bereits Schwerpunktsenergien bis knapp über 9.5 GeV und ermöglichte den Nachweis der  $\pi$ -Resonanz (BER78, DAR78/1). Im Sommer 1978 wurde die Maximalenergie von 10.1 GeV erreicht; die  $\pi'$ -Resonanz wurde nachgewiesen (BIE78, DAR78/2).

Die höchste Luminosität von DORIS im  $\pi$ -Bereich betrug  $10^{30}/\text{cm}^2 \text{ sec}$ , durchschnittlich wurden pro Tag  $30 \text{ nb}^{-1}$  integriert.

Damit war DORIS der erste Elektron-Positron-Speicherring der Welt, der im Energiebereich der Resonanzen  $\pi$  und  $\pi'$  brauchbare Luminositäten lieferte.

In Tabelle 1 sind einige Parameter des umgebauten Speicherringes DORIS zusammengestellt.

2.1.1 Ermittlung der Luminosität

Will man aus einer gemessenen Zählrate pro Zeiteinheit  $\dot{N}$  für eine bestimmte Teilchenreaktion den zugehörigen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  berechnen, so muß man die Luminosität L des Speicherringes kennen.

$$\dot{N} = L \cdot \sigma \quad \text{bzw.} \quad N = \int L dt \cdot \sigma$$

$\int L dt$  nennt man die "integrierte Luminosität".

L ist im Prinzip aus den Speicherring-Parametern berechenbar, denn es gilt (WIE73) :

$$L = \frac{I^+ \cdot I^-}{e^2 \cdot F_{\text{eff}} \cdot f \cdot B}$$

- mit  $I^+ \quad I^-$  = Strahlströme
- $F_{\text{eff}}$  = Effektiver Strahlquerschnitt im Wechselwirkungspunkt.
- f = Umlauffrequenz
- B = Zahl der Teilchenpakete (Bunche)
- e = Elementarladung.

Da jedoch die Kenntnis des Strahlquerschnittes zu unpräzise ist, läßt sich L nicht mit hinreichender Genauigkeit nach dieser Formel bestimmen.

Man wendet daher eine andere Methode an, indem man parallel zur eigentlichen Messung eine Teilchenreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt beobachtet. Aus der gemessenen Zählrate  $\dot{N}$  für diese Monitor-Reaktion

und dem bekannten Wirkungsquerschnitt läßt sich dann die Luminosität berechnen gemäß  $L = \dot{N}/\sigma$ .

Als Monitor-Reaktionen kommen Prozesse der Quantenelektrodynamik in Frage. Beim DASP-Experiment wird die Bhabha-Streuung gewählt (s. auch Kap. 4).

Ein Vorteil dieser Reaktion ist, daß der Wirkungsquerschnitt für kleine Streuwinkel groß ist : dies erlaubt eine Luminositätsbestimmung in vernünftig kurzer Zeit mit hinreichender statistischer Genauigkeit. Außerdem ist der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen vom raumartigen Beitrag abhängig; Resonanzen im zeitartigen Bereich, wie etwa die  $\Upsilon$ -Resonanz, haben daher keinen Einfluß auf die Messung.

### 2.1.2 Der Luminositätsmonitor

Abb.2.3 zeigt den beim DASP-Experiment verwendeten Luminositätsmonitor, der die Bhabha-Rate bei einem Streuwinkel von  $\delta^0$  mißt. Er besteht aus 4 identischen Zählerarmen, die punktsymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordnet sind.

Ein Bhabha-Ereignis wird durch das gleichzeitige Ansprechen zweier kollinear angeordneter Arme definiert. Indem man das Ansprechen des kleinen Zählers K und des gegenüberliegenden großen Zählers G verlangt, stellt man sicher, daß trotz der starken Abhängigkeit der Zählrate vom Streuwinkel  $\delta$  diese in erster Näherung unabhängig bleibt von Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes (SAU74).

Der Luminositätsmonitor liefert eine schnelle, schon während der Datennahme verfügbare Information über die Luminosität. Zur Normierung der Daten bei der anschließenden Auswertung wird die mit dem DASP-Innendetektor (vergl. Kap.2.2.1) gemessene Bhabha-Rate unter großen Streuwinkeln verwendet. Innerhalb der statistischen Fehler von 7% stimmen die auf beide Arten erhaltenen Luminositätswerte überein.

### 2.2 Das Doppelarmspektrometer DASP

Der DASP-Detektor (DAS74) ist aus zwei verschiedenen Detektorsystemen zusammengesetzt (Abb. 2.4) :

- einem nichtmagnetischen Innendetektor, der einen Raumwinkel von 10 sr überdeckt und mit dem die Richtungen geladener Teilchen und aufgeschauerter Photonen gemessen werden können
- und einem Außendetektor, der aus zwei Magnetspektrometerarmen besteht und der in einem kleinen Raumwinkelbereich (0,9 sr) eine Impulsmessung und eine Teilchenidentifizierung ermöglicht.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Detektorkomponenten beschrieben. Abb. 2.5 definiert das verwendete Koordinatensystem :

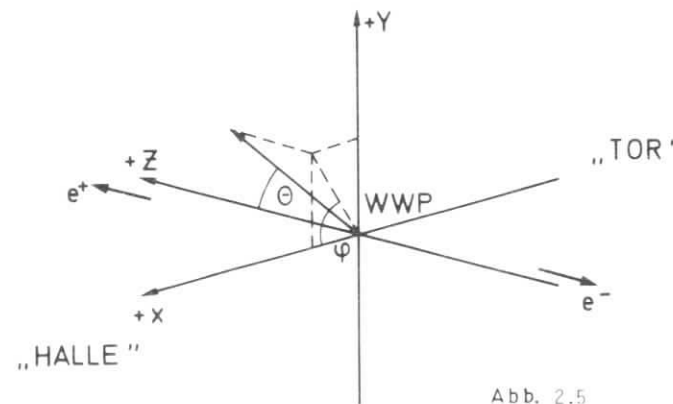


Abb. 2.5

Die +z-Achse weist in Richtung der im Speicherring umlaufenden Positronen. Die x-Achse definiert die Richtung senkrecht zur Strahlachse, in der die beiden Spektrometerarme des Außendetektors angeordnet sind. Der in +x - Richtung weisende Arm wird auch als "Halle"-Arm bezeichnet, der andere als "Tor"-Arm.

### DASP (Seitenansicht)

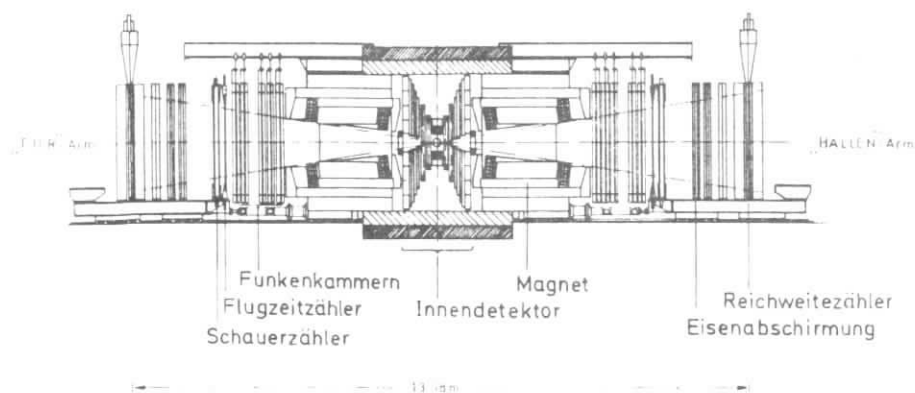


Abb. 2.4 : Der DASP-Detektor, Blick entlang der Strahlachse.

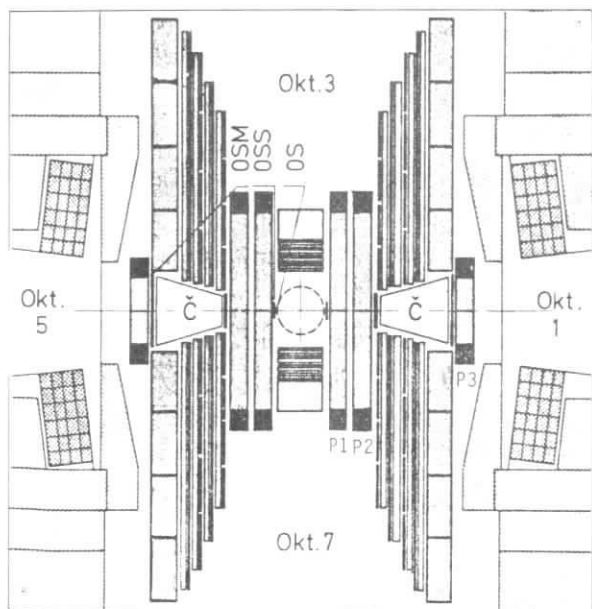


Abb. 2.6 : Der Innendetektor, Blick entlang der Strahlachse.

#### 2.2.1 Der Innendetektor

Der Innendetektor befindet sich in feldfreien Raum zwischen den Magneten der Außenarme. Abb. 2.6 zeigt einen Schnitt senkrecht zur Strahlachse. Es ist eine azimutale Aufteilung in 8 Sektoren (Oktanten) erkennbar. Die Oktanten 1 und 5 überdecken die Außendetektorakzeptanz, die übrigen sechs sind reine Innendetektor-Oktanten.

Ein aus dem Wechselwirkungsbereich kommendes Teilchen durchquert zunächst ein Zählerhodoskop, welches das Strahlrohr vollständig umgibt. Dieses Hodoskop besteht aus 20 ebenen Szintillationszählern, ('1S'-Zähler) mit einer  $\phi$ -Akzeptanz von je  $15^\circ$  sowie zwei weiteren Zählern ('0S'), die azimuthal je  $30^\circ$  überdecken und in Richtung des Außendetektors angeordnet sind.

Dieses Strahlrohr-Hodoskop ist Teil des Triggersystems und dient außerdem zur Unterscheidung von Photonen und Elektronen, die im nachfolgenden Schauerzähler gleich große Signale liefern.

Die sechs reinen Innendetektor-Oktanten sind aus je vier hintereinander angeordneten gleichartig zusammengesetzten Zählermodulen aufgebaut. Jeder Modul besteht aus einem 1 cm dicken Szintillationszähler, einer 0,5 cm dicken Bleiplatte und einer Rohrkammer (DIE75). Die Gesamtdicke der vier Module beträgt 4,3 Strahlungslängen. Die Entwicklung von Schauern kann in den Rohrkammerlagen verfolgt werden, und die Richtung geladener Teilchen ist auf 15-25 mrad genau bestimmbar.

Mit Hilfe eines hinter dieser Anordnung befindlichen 6,5 Strahlungslängen dicken Blei-Szintillator-Schauerzählers ('6S'-Zähler), lassen sich Elektronen und Photonen von nicht schauernden Teilchen unterscheiden (RIN78).

Kosmischer Untergrund kann durch Flugzeitmessungen zwischen den äußeren Hodoskopen ('5S') abgetrennt werden. In den Oktanten 3 und 7 ist mit den '5S'-Zählern eine saubere Abtrennung jedoch nicht möglich, da der Abstand dieser Zähler zum Wechselwirkungspunkt sehr viel kleiner ist als in den übrigen Oktanten. Aus diesem Grunde wurde im Oktant 3 eine zusätzliche Zählerebene ('Flußbrücken-zähler') in großem Abstand installiert (1979).

Teilchen, die in einen zum Außendetektor weisenden Oktanten (1 oder 5) gelangen, durchqueren nach dem '0S'-Zähler einen weiteren Szintillations-

zähler ('OSS') : dieser dient als Startzähler für die Messung der Flugzeit im Außendetektor und wird auch im Triggersystem verwendet. Er ist mit 3 Photoröhren bestückt, die eine schnelle Lichtansammlung ermöglichen sollen.

Zur Vermessung der Spuren vor dem Eintritt in den Magneten des Außendetektors dienen 2 Vieldrahtproportionalkammern ('P1,P2') und eine Drahtfunkenkammer ('P3'). Die Proportionalkammern überdecken auch teilweise die reinen Innendetektor-Dktanten 2, 4, 6 und 8.

Die Kammern P1 und P2 besitzen je 3 Signaldrahtebenen; die Richtung der Drähte beträgt  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $78.2^\circ$  gegen die Senkrechte. Die Funkenkammer P3 besteht aus zwei Drahtebenen, die unter  $0^\circ$  bzw.  $6.83^\circ$  zur Vertikalen gespannt sind.

Für die Messungen im Bereich von Strahlenergien über 4.5 GeV erwies es sich als notwendig, die inneren Proportionalkammern P1 gegen Synchrotron-Strahlung abzuschirmen, die von den Teilchenstrahlen im Speicherring emittiert wird. Hierzu wurde eine 1 mm dicke Bleifolie verwendet.

Zwischen den Proportionalkammern und der Funkenkammer sind ein Cerenkov-Zähler, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird, sowie ein weiterer Triggerzähler OSM angeordnet.

## 2.2.2 Der Außendetektor

In diesem Abschnitt werden der DASP-Magnet sowie die Nachweisapparaturen des Außendetektors beschrieben.

### 2.2.2.1 Der DASP-Magnet

Der Magnet des Außendetektors besteht aus 2 gleichartigen normalleitenden Dipol-H-Magneten. Die Magnetöffnungen besitzen eine geometrische Akzeptanz von  $\Delta\phi = +10^\circ$  für den Azimutalwinkel und  $\Delta\theta = 48^\circ-132^\circ$  für den Polarwinkel.

Beide Magnete sind entgegengesetzt gepolt. Dies hat zur Folge, daß das Magnetfeld das Strahlrohr zirkular umgibt und entlang der Strahlachse verschwindet. Dadurch werden die im Speicherring DORIS umlaufenden Teilchen-

strahlen nicht beeinflußt, und es sind keine zusätzlichen Kompensationswindungen erforderlich.

Die Führung des magnetischen Flusses geschieht mit Hilfe zweier aus je 60 cm dickem Eisen bestehenden Flußbrücken, durch welche der Halle- und der Tor-Magnet oben und unten miteinander verbunden sind.

Während der Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet werden, wurden die Magnete mit einem Strom von 300 A erregt. Die zugehörige integrierte Feldstärke für jeden Arm beträgt 4.044 kGm. Der Verlauf des Magnetfeldes wurde gemessen (HUL74) und ist in Abb. 2.7 für mehrere Schnitte dargestellt.

Bei bekanntem Magnetfeld läßt sich der Impuls eines Teilchens aus der Ablenkung der Spur im Feld berechnen. Den Ablenkwinkel erhält man durch das Vermessen der Spur vor dem Eintritt in den Magneten und nach dem Verlassen des Magneten.

### 2.2.2.2 Nachweisapparaturen des Außendetektors

In Kapitel 2.2.1 wurde bereits erwähnt, daß die Spur eines in den Außendetektor gelangenden Teilchens vor der Magnetöffnung mit Hilfe der Proportionalkammern P1 und P2 sowie der Funkenkammer P3 vermessen wird. Die Spurenerkennung hinter dem Magneten geschieht mit Hilfe von 5 magnetostriktiven Drahtfunkenkammern, die in Abb. 2.8 dargestellt sind (LIE77). Jede Kammer besteht aus 2 Ebenen der Fläche  $5.6 \text{ m} \cdot 1.65 \text{ m}$ ; der Abstand der Ebenen beträgt 1 cm. Die Drähte sind unter  $0^\circ$  bzw.  $6.98^\circ$  zur Vertikalen gespannt.

Im Anschluß an diese Funkenkammern steht in einem Abstand von 4.75 m vom Wechselwirkungspunkt eine Flugzeitähler-Wand, die sich aus 31 einzelnen vertikal stehenden Szintillationszählern zusammensetzt (BRA76). Die gesamte Wand überdeckt eine Fläche von  $6.2 \text{ m} \cdot 1.72 \text{ m}$ . Jeder einzelne Zähler wird oben und unten von je einem Photovervielfacher angesehen.

Die Flugzeit eines Teilchens zwischen Startzähler ('OSS') und dieser Flugzeitählerwand konnte mit einer Auflösung von  $\sigma(\tau) = 0.37 \text{ ns}$  (siehe Kap.3)

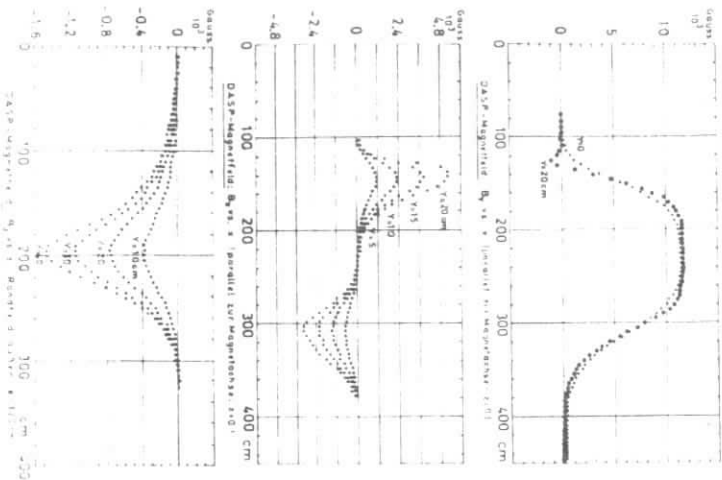


Abb. 2.7 : Verlauf des DASP-Magnetfeldes.

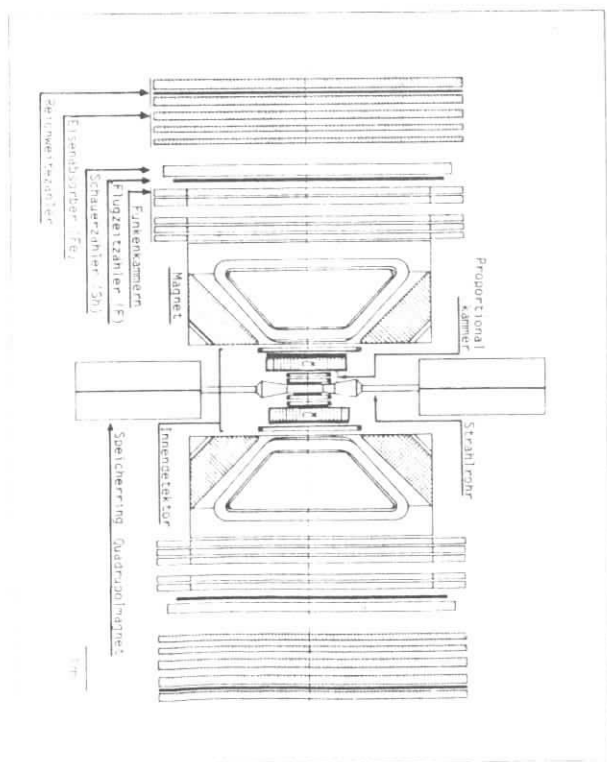


Abb. 2.8 : Aufsicht auf das Doppelarmspektrometer DASP

bestimmt werden. Mit Hilfe von Flugzeit und Impuls kann - wie später ausführlich erläutert werden wird - die Ruhemasse des Teilchens berechnet werden. Auf diese Weise ist eine Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Protonen bis zu einem Impuls von 1.5 GeV/c und von Pionen oder Kaonen und Protonen bis zu 2.6 GeV/c möglich.

Hinter den Flugzeitzählern befindet sich eine Schauerzähleranordnung (Fläche 6.6 m · 1.86 m) aus 11 einzelnen vertikal stehenden Blei-Szintillator-Schauerzählern mit einer Dicke von 6.2 Strahlungslängen. Jeder Zähler ist oben und unten mit je 2 Photovervielfachern bestückt. Die Signale von je 2 benachbarten Zählern (d.h. von 8 Röhren) werden linear addiert. Dadurch wird der lateralen Ausdehnung der Schauer Rechnung getragen.

Die Schauerzähler werden im wesentlichen dazu benutzt, Elektronen von nicht schauernden Teilchen zu unterscheiden.

Bei Teilchenimpulsen unter 500 MeV/c, wo sich die Signale von Elektronen und Hadronen in den Schauerzählern zu überlappen beginnen, lassen sich Elektronen wesentlich besser mit Hilfe der vor den Magnetöffnungen installierten Schwellen-Cerenkovzähler identifizieren (ROE76). Diese sind mit Freon 114 gefüllt, das bei Normaldruck und 20°C einen Brechungsindex von  $n = 1.0014$  aufweist.

Elektronen müssen mindestens 10 MeV/c, Myonen 2 GeV/c, Pionen 2.7 GeV/c und Kaonen 10 GeV/c haben, um den Cerenkovzähler zum Ansprechen zu bringen.

Zur Identifizierung von Myonen ist hinter den Schauerzählern ein Reichweitendetektor installiert (SAN74). Er besteht aus mehreren Eisenplatten mit einer Gesamtdicke von 60 cm, in denen Hadronen absorbiert werden. Die dahinter angeordneten 9 Szintillationszähler (Gesamtfläche 7.8m · 2.6 m) identifizieren Myonen mit Impulsen von mehr als 900 MeV/c.

### 2.2.3 Experimente-Trigger und Dateneinlese

Um die Untersuchung zahlreicher Endzustände zu ermöglichen, wird die Datennahme von verschiedenen, gleichberechtigten Triggertypen gesteuert. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen sind nur die Trigger des Außendetektors von Bedeutung.

Es gibt zwei Arten von Außentriggern :

- Einen Inklusivtrigger, der in einem der beiden Spektrometerarme das gleichzeitige Ansprechen der 3 inneren Szintillationszähler OS, OSS, OSM sowie mindestens ein Flugzeit-(FZ)- und ein Schauerzählersignal (S) verlangt.

$$\text{Inklusiv}_{H,T} = (OS \cdot OSS \cdot OSM)_{H,T} \cdot (\Sigma FZ \cdot \Sigma S)_{H,T}$$

Diese Triggerbedingung ermöglicht es, ein einziges geladenes Teilchen zu erkennen, unabhängig von den übrigen Reaktionsprodukten.

- Einen Paartrigger, der sowohl im Halle-Arm als auch im Tor-Arm das Ansprechen mindestens je eines Flugzeit- und Schauerzählers verlangt und außerdem in mindestens einem der Außen-Oktanten 1 oder 5 die Koinzidenz OS · OSS · OSM fordert.

$$H \cdot T = \text{Paartrigger} = (OS \cdot OSS \cdot OSM)_{\text{HoderT}} \cdot (\Sigma FZ \cdot \Sigma S)_H \cdot (\Sigma FZ \cdot \Sigma S)_T$$

Eine zusätzliche Bedingung bei den Außentriggern besteht darin, daß die Funkenkammern anfahrmbereit sein müssen, während deren Totzeit sind die Außentrigger gesperrt.

Ist die Bedingung für einen Trigger erfüllt, wird die weitere Datennahme gestoppt, und die Einlese der verschiedenen Detektorinformationen in einen Kleinrechner des Typs PDP11/45 wird veranlaßt (LIE77). Nach der Zusammenfassung der Daten zu "Ereignisrecords" werden diese an den Großrechner des DESY-Rechenzentrums übertragen und dort zunächst auf Magnetplatten und später auf Magnetbänder gespeichert.

Ein zweiter Kleinrechner des Typs PDP11/40 gestattet direkten Zugriff zu den auf Magnetplatte gespeicherten Daten und ermöglicht es somit, die Datennahme und die Funktionsfähigkeit einzelner Detektorkomponenten während des Meßlaufs zu kontrollieren.

### 3. ANALYSE EINZELNER EREIGNISSE

#### 3.1 Spurfindung im Außendetektor

Es stehen in jedem Außenarm 5 in x-Richtung hintereinander angeordnete Funkenkammern mit je 2 Drahtebenen zur Verfügung. Die Spurerkennung wird getrennt in der x, z-Ebene und der x,y-Ebene durchgeführt. Eine Außenspur wird nur dann akzeptiert, wenn sowohl in der y-Projektion als auch in der z-Projektion mindestens 3 Funken gefunden werden, deren mittlere Abweichungen von einer angepaßten Geraden bestimmte Maximalwerte nicht überschreiten.

#### 3.2 Spurfindung vor dem Magneten

In den Außendetektor gelangende Teilchen durchqueren zunächst die Proportionalkammern P1 und P2 des Innendetektors sowie die direkt vor der Magnetöffnung angebrachte Funkenkammer P3. Von jeder Proportionalkammer stehen Informationen aus 3 Drahtebenen (z,y,α) zur Verfügung.

Zunächst wird die Spursuche getrennt in den Ebenen (x,z), (x,y) und (x,α) durchgeführt. Es wird gefordert, daß die Achsenabschnitte in der z-, y- und α-Projektion innerhalb des Wechselwirkungsbereiches liegen.

Mit Hilfe der P3-Information wird für jede Projektionsspur eine Gerade angepaßt. Schließlich wird aus den 3 Projektionsspuren eine räumliche Spur kombiniert.

#### 3.3 Zusammenführung der Spuren

Erst wenn die im Innen- und Außendetektor gefundenen Spurstücke zu einer Gesamtspur kombiniert werden können, steht eine für die Außendetektoranalyse brauchbare Spurinformaton zur Verfügung. Hierzu werden die innen und außen nachgewiesenen Spurteile in die Magnetmitte hinein verlängert und unter Berücksichtigung des Feldes dort deren Abstand in z-Richtung ermittelt. Ist dieser kleiner als 21 cm, werden die Spurstücke als zusammengehörig angesehen.

Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens zur Spurfindung und Spurzusammenführung findet man in der Arbeit von M. Schliwa (SCH79).

Bei den vorliegenden Daten wurde untersucht, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Spurerkennung und -zusammenführung ('Link') erfolgreich verläuft.

Um die Symmetrie von Paar-Ereignissen ausnutzen zu können, wurde verlangt, daß der H-T-Trigger gesetzt war und in beiden Außenarmen genau gegenüberliegende Flugzeitähler angesprochen hatten. Pro Arm durfte höchstens ein weiterer Flugzeitähler gesetzt sein, und es mußte mindestens ein Schauerzähler angesprochen haben.

Wenn in einem Arm die gesamte Spurrekonstruktion erfolgreich verlaufen war, wurde ermittelt, mit welcher Häufigkeit dies auch im anderen Arm geschah. Die auf diese Weise ermittelte Spurfindungswahrscheinlichkeit beträgt im Mittel während der gesamten Datennahme 81% für den Halle-Arm und 74% für den Tor-Arm.

### 3.4 Impulsbestimmung

Der Impuls eines Teilchens läßt sich im Prinzip berechnen aus dem Ablenkwinkel  $\alpha$  (hier: Winkel zwischen Innen- und Außenspur) sowie der integrierten Magnetfeldstärke  $\int B dl$  :

$$p \text{ (GeV/c)} = \frac{3 \cdot \int B dl \text{ (kGm)}}{\sin \alpha}$$

Das hier verwendete Verfahren besteht darin, den auf obige Weise erhaltenen Impulswert als Startwert für einen Iterationsprozess zu benutzen : Dabei wird die Außenspur so oft mit verändertem Impuls durch das bekannte Magnetfeld zum Innendetektor hin verfolgt, bis die berechnete Innenspur gut genug mit der gemessenen übereinstimmt. Die Qualität der Impulsmessung läßt sich experimentell ermitteln, indem man Teilchen mit bekanntem Impuls beobachtet. Hierzu kommen nur Myon-Paare aus dem Prozeß



in Frage. Bei einem Myon-Impuls von 4.5 GeV ergibt sich aus den Daten :  $\sigma(p) / p = 9 \%$ . Geht man davon aus, daß der relative Impulsfehler direkt proportional zu  $p$  ist, so kann man allgemeiner schreiben :  $\sigma(p) / p = 2 \% \cdot p$ .

### 3.5 Flugzeitbestimmung

Bei jedem in den Außendetektor gelangenden Teilchen wird die Zeit zwischen dem Durchqueren der OSS-Zähler und dem Erreichen der Flugzeitählerwand gemessen.

Da die OSS-Zähler mit drei Photoröhren bestückt sind und jeder Flugzeitähler oben und unten von je einem Multiplier angesehen wird, stehen für jede Flugzeitmessung 5 einzelne Zeitangaben zur Verfügung :

$$\tau = \frac{\tau_{FZ}^O + \tau_{FZ}^U}{2} - \frac{\tau_{OSS1} + \tau_{OSS2} + \tau_{OSS3}}{3}$$

mit  $\tau$  = Flugzeit des Teilchens zwischen den OSS- und den Flugzeitählern,

$\tau_{FZ}^{O,U}$  = Zeitmeßwert der oberen bzw. unteren Röhre des Flugzeitählers

$\tau_{OSSi}$  = Zeitmeßwerte der 3 Röhren des OSS-Zählers.

Die Werte  $\tau_{FZ}^{O,U}$ ,  $\tau_{OSSi}$  werden ermittelt aus den Informationen der Zeit-Digital-Umwandler (TDC's) unter Anwendung von Korrekturen :

- Es wird berücksichtigt, daß der TDC-Wert abhängig ist von der Pulshöhe des Multipliersignals; Signale mit großer Pulshöhe erreichen die Schwelle des Diskriminators, der mit seinem Ausgangsimpuls die Zeitnahme stoppt, früher ('time-slewing').
- Trifft eine Spur nicht genau in die Mitte der 1.72 m langen Flugzeitähler, so werden wegen unterschiedlich langer Lichtlaufzeiten im Szintillator beide Röhren unterschiedliche Zeitmeßwerte liefern. Mit der Kenntnis des Durchstoßpunktes aus den Parametern der vermessenen Spur kann auf mittleren Durchtrittsort korrigiert werden.

Diese Korrektur ist vor allem dann bedeutungsvoll, wenn bei einem Flugzeitähler nur eine Röhre in Ordnung ist.

Die absolute Zeiteichung erfolgt mit Hilfe von Elektronen- und Myonen-Paaren, d.h.  $\beta=1$ - Teilchen. Für jeden Meßkanal wird eine additive Konstante so eingestellt, daß die berechnete Geschwindigkeit  $\beta = 1$  resultiert. Diese Eichkonstante erlaubt es im Prinzip auch, zeitliche Schwankungen der elektronischen Komponenten auszugleichen.

Abb. 3.1 zeigt ein Flugzeitspektrum von Elektronen und Myonen, das auf eine Weglänge von 473 cm normiert wurde. Die Anpassung einer Gauß-Verteilung an dieses Spektrum liefert einen Fehler in der Flugzeitmessung von  $\sigma(\tau) = .37$  nsec.

Berechnet man  $\beta = L/\tau \cdot c$ , mit  $L =$  Flugstrecke und  $c =$  Lichtgeschwindigkeit, so ergibt sich die in Abb. 3.2 dargestellte Verteilung. Eine Anpassungsrechnung liefert  $\sigma(\beta) = .022 \pm .001$ .

Der Fehler bei der Bestimmung des Flugweges beträgt  $\pm 1$  cm. Bei einem mittleren Flugweg von 500 cm ist dieser Fehlerbetrag klein gegenüber dem Fehler aus der Flugzeitmessung selbst.

### 3.6 Massenbestimmung

Nachdem man den Impuls und die Geschwindigkeit eines Teilchens ermittelt hat, ist man in der Lage, seine Ruhemasse zu berechnen gemäß

$$m^2(p, \beta) = p^2 \cdot (1 - \beta^2) / \beta^2 .$$

Der Fehler des Massenquadrats läßt sich auf folgende Weise ausdrücken, wenn man berücksichtigt, daß Impuls- und Geschwindigkeitsmessung in guter Näherung unabhängig voneinander sind :

$$\Delta m^2(p, \beta) = 2 \cdot \sqrt{m_0^4 \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + E^4 \left(\frac{\Delta \beta}{\beta}\right)^2}$$

bzw.

$$\Delta m^2(p, t) = 2 \cdot \sqrt{m_0^4 \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + p^2 E^2 c^2 \left(\frac{\Delta t}{L}\right)^2}$$

mit  $m_0 =$  Ruhemasse

$\frac{\Delta p}{p} =$  Impulsauflösung

$\Delta t =$  Zeitauflösung der Flugzeitzähler.

Wegen der quadratischen Abhängigkeit der Massenauflösung von der Energie der Teilchen wird der Massenfehler bei kleinen Impulsen im wesentlichen durch den Impulsfehler bestimmt, während bei großen Impulsen der Fehler in der Flugzeitmessung ausschlaggebend ist.

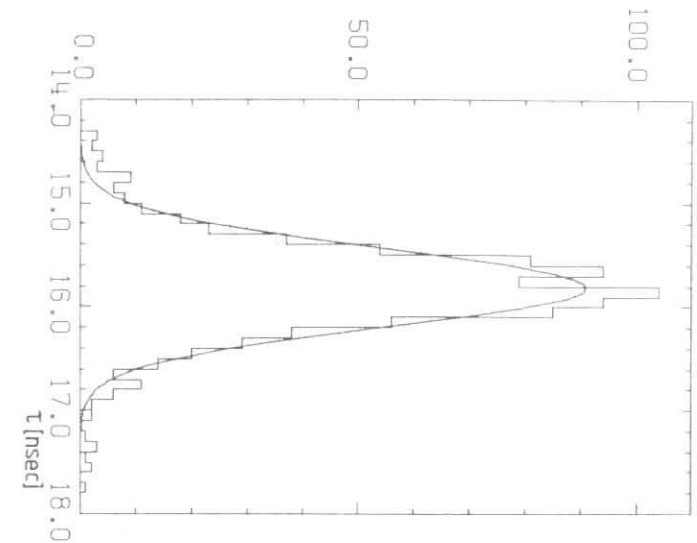


Abb. 3.1 : Auf einen Flugweg von 473cm normiertes Flugzeitspektrum für schnelle Elektronen und Myonen.

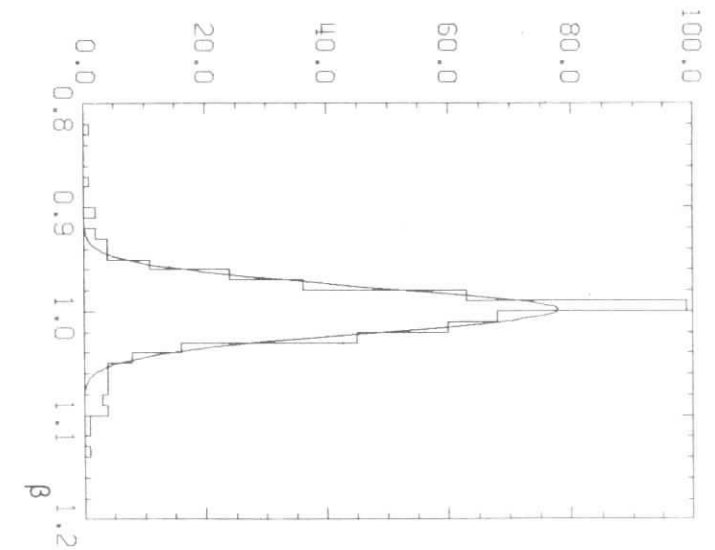


Abb. 3.2 :  $\beta$ -Spektrum für schnelle Elektronen und Myonen.



Die so berechneten Massenaufösungen sind in Abb. 3.3 für Pionen, Kaonen und Protonen (Antiprotonen) als Funktion des Impulses dargestellt. Dabei wurde ein Impulsfehler  $\sigma(\tau) = 2\% p^2$  und ein Fehler in der Flugzeitmessung  $\sigma(\tau) = .37 \text{ nsec}$  zugrundegelegt (s. Kap. 3.4 und 3.5).

Man erkennt, daß die Verteilungen des Massenquadrats mit zunehmendem Impuls der Teilchen immer breiter werden. Bis zu den folgenden Impulsen ist eine Unterscheidung der Teilchenarten mit mehr als 96% Wahrscheinlichkeit, d.h. mit mehr als zwei Standardabweichungen möglich :

- 1.5 GeV/c für die Trennung von Pionen und Kaonen
- 2.6 GeV/c für die Unterscheidung zwischen Protonen und leichteren Hadronen.

Zum Vergleich mit diesen theoretischen Werten ist in Abb. 3.4 die gemessene  $m^2$ -Verteilung für Pionen im Impulsbereich zwischen 0.2 GeV/c und 0.5 GeV/c dargestellt. Die Anpassung einer Gauß-Funktion an diese Verteilung liefert :  $\sigma(m^2) = (.008 \pm .0007) \text{ GeV}^2$ . Dieses experimentelle Ergebnis stimmt gut mit dem nach Gleichung 3.1 ermittelten Wert  $\sigma(m^2) = .007 \text{ GeV}^2$  überein.

Das aus Impuls- und Flugzeitmeßwert errechnete Massenquadrat für Hadronen ist in Abb. 3.5 als Funktion des Impulses unter Berücksichtigung des Ladungsvorzeichens dargestellt.

Um  $m^2 = 0$  herum zeichnet sich deutlich das Pion-Band ab, welches wie erwartet mit zunehmendem Impuls breiter wird. An die Pionen schließt sich die Verteilung der Kaonen an, und im Massenbereich um  $m^2 = 1 \text{ GeV}^2$  sind Protonen und Antiprotonen zu erkennen.

Die Projektion der in Abb. 3.5 gezeigten zweidimensionalen Verteilung auf die  $m^2$ -Achse ist in Abb. 3.6 dargestellt für Hadronimpulse zwischen 0.5 GeV/c und 1 GeV/c. Es findet folgende Zuordnung zwischen den gemessenen Massenquadraten und den Hadronarten statt :

- Pion :  $-.2 < m^2 < .16$
  - Kaon :  $.16 < m^2 < .4$
  - Proton :  $.55 < m^2 < 1.3$
- $\text{GeV}^2$

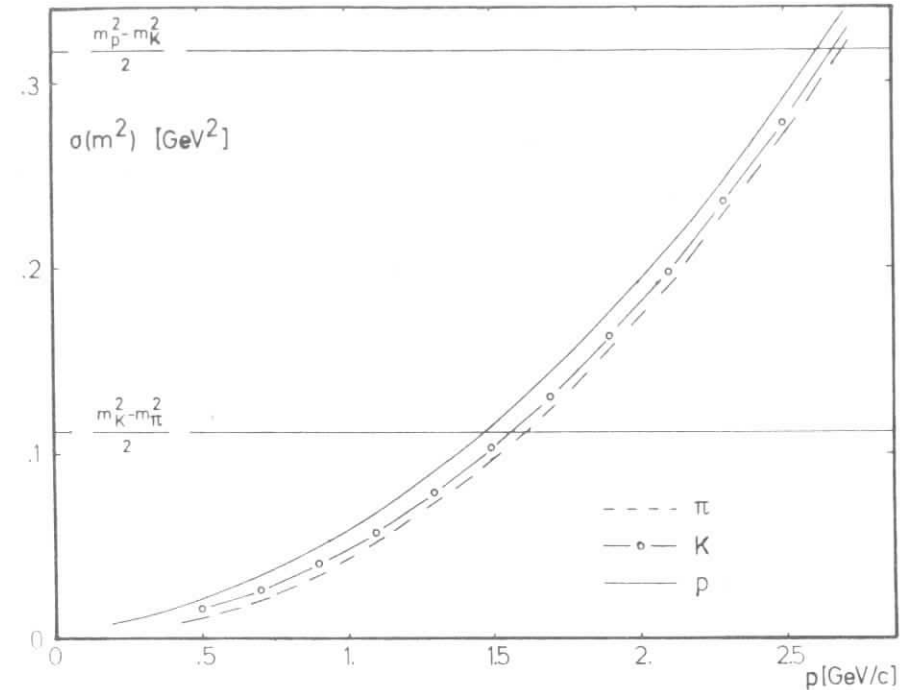


Abb. 3.3 : Massenaufösung als Funktion des Impulses.

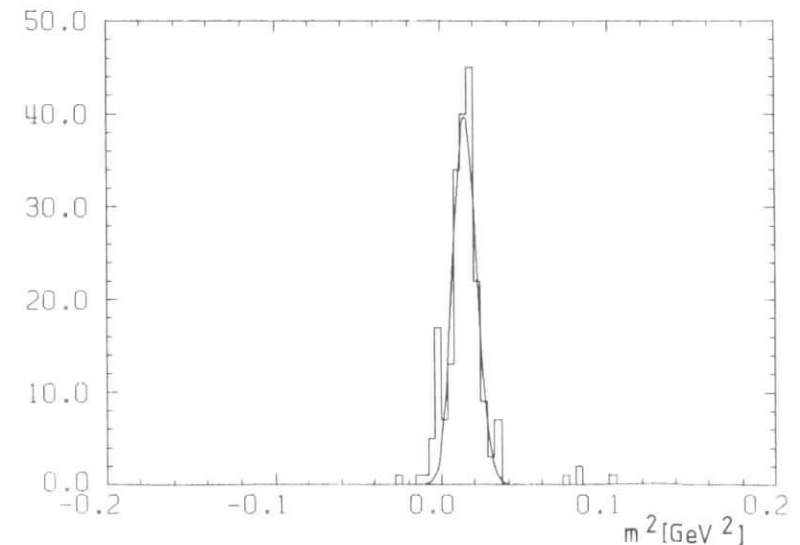


Abb. 3.4 : Gemessene  $m^2$ -Verteilung von Pionen mit  $.2 < p < .5 \text{ GeV/c}$ .

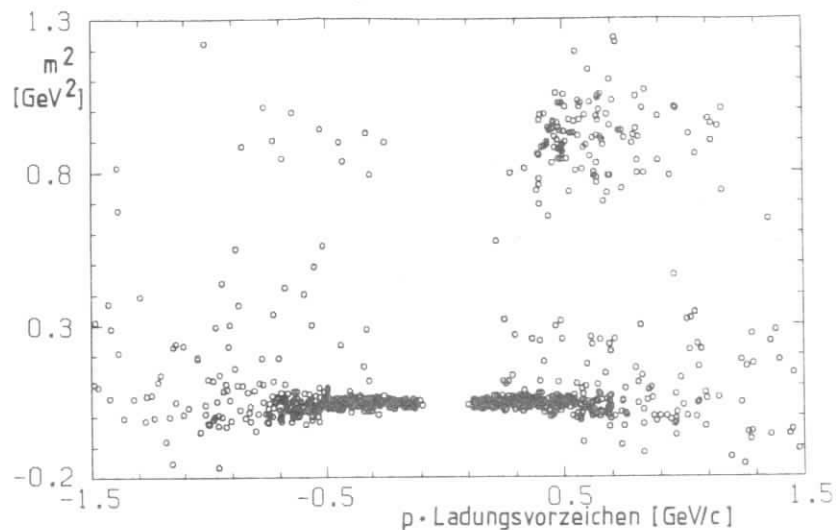


Abb. 3.5 :  $m^2$  gegen (p-Ladungsvorzeichen) für Hadronen.

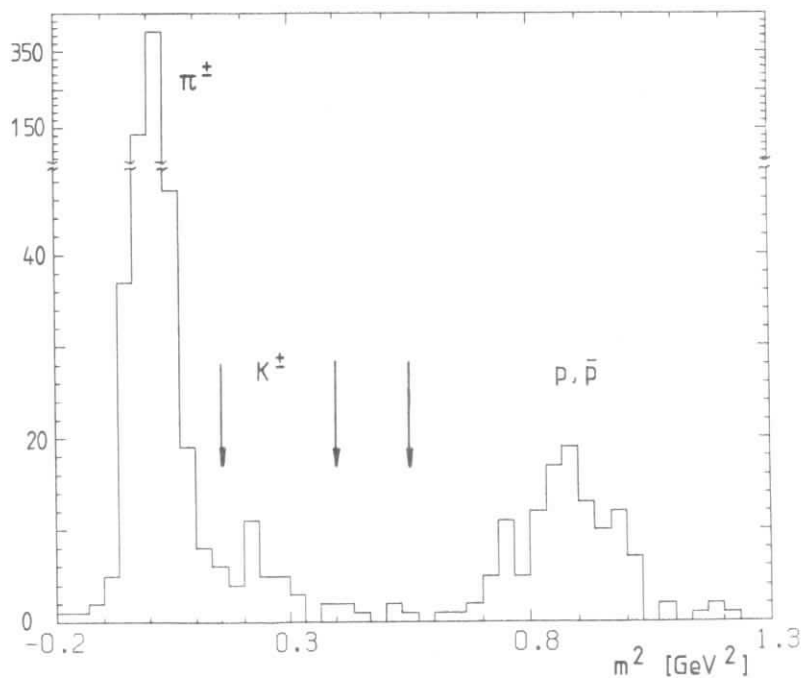


Abb. 3.6 :  $m^2$ -Verteilung geladener Hadronen im Impulsbereich zwischen 0.5 und 1 GeV/c.

Wie wir gesehen haben, ist bei kleinen Impulsen die Teilchentrennung unproblematisch. Für große Impulse muß untersucht werden, wie groß die Verunreinigung der durch diesen Massenschnitt definierten Pion-Raten durch Kaonen ist und umgekehrt. Dies kann dadurch geschehen, daß man an die gemessene  $m^2$ -Verteilung die Überlagerung zweier Gauß-Funktionen anpaßt. Um statistisch signifikante Ergebnisse zu erhalten, benötigt man große Zählraten. Da aber die in diesem Experiment registrierte Datenmenge bei großen Impulsen sehr gering ist, erscheint es sinnvoller, entsprechende Untersuchungsergebnisse von einem früheren DASP-Experiment zu übernehmen (BRA79). Dies ist gerechtfertigt, da die in beiden Experimenten erreichten Massenauflösungen vergleichbar sind.

Es ergab sich, daß im Impulsbereich von 1.2 - 1.5 GeV/c die Kaon-Kontamination des Pion-Signals und die Pion-Kontamination des Kaon-Signals kleiner als 5% ist und in diesem Bereich etwa 20% der Kaonen durch den Massenschnitt verloren gehen. Das wird bei der Auswertung berücksichtigt.

Zum Abschluß dieses Kapitels soll die erreichte Massentrennung noch in einer anderen Darstellung gezeigt werden :

In Abb. 3.7 wurde  $1/\beta^2 - 1$  aufgetragen gegen  $1/p^2$ . Teilchen gleicher Masse verteilen sich um Geraden, deren Steigung gerade gleich dem dazugehörigen Massenquadrat ist. Für Pionen, Kaonen und Protonen sind die entsprechenden Geraden mit eingezeichnet.

### 3.7 Bestimmung der Teilchenart

Neben der aus Impuls- und Flugzeitmessung gewonnenen Aussage über die Ruhemasse des beobachteten Teilchens stehen beim DASP-Detektor noch die Informationen des Cerenkov-, Schauer- und Reichweitezählers für die Teilchenidentifizierung zur Verfügung. Diese Informationen sind bedeutungsvoll, wenn etwa der Impuls eines Teilchens so groß ist, daß man sich auf die berechnete Ruhemasse nicht mehr verlassen kann oder wenn keine Flugzeit- oder Impulsinformation vorliegt. Cerenkov-, Schauer- und Reichweitezähler werden hauptsächlich zur Abtrennung von Myonen und Elektronen verwendet :

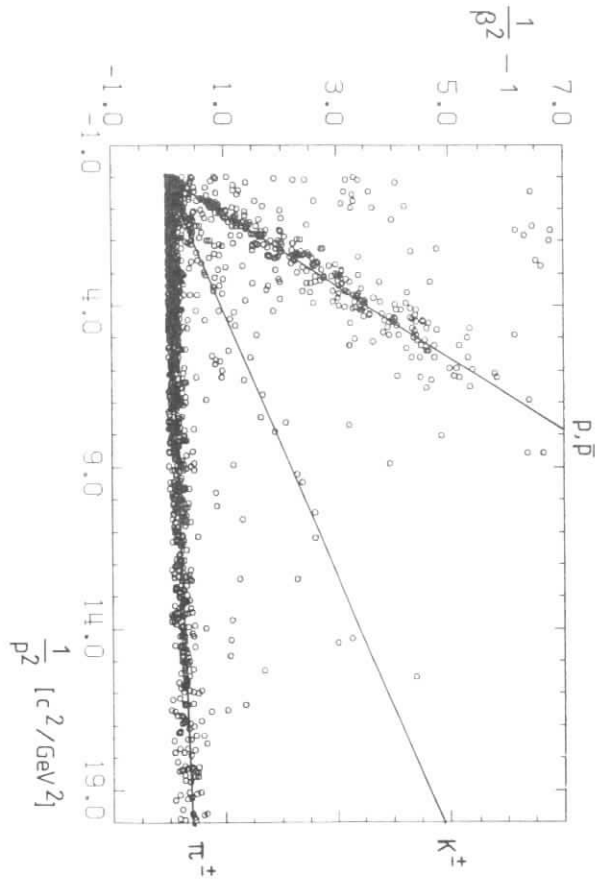


Abb. 3.7 :  $(1/\beta^2 - 1)$  gegen  $1/p^2$  für geladene Hadronen.

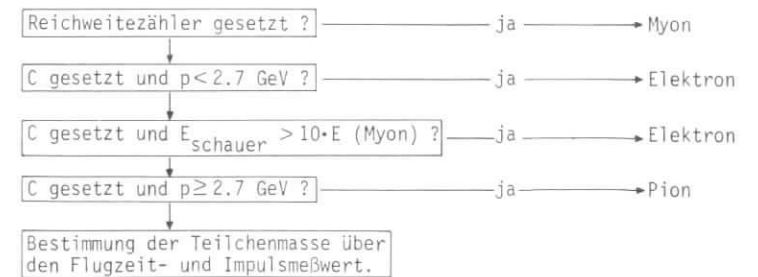
Bei jeder Spur wird zunächst untersucht, ob der Reichweitezähler angesprochen hat. Ist dies der Fall, wird das Teilchen als Myon identifiziert. Daß auch Hadronen mit gewisser Wahrscheinlichkeit den Absorber durchdringen können (punch-through), wird durch einen Korrekturfaktor berücksichtigt (s. Kap. 5).

Ist kein Signal des Reichweitezählers vorhanden, wird gefragt, ob der Cerenkovzähler gesetzt ist. Da Myonen bereits abgetrennt sind, kann es sich bei einem Teilchen mit  $p < 2.7$  GeV, das den Cerenkovzähler zum Ansprechen gebracht hat, nur um ein Elektron handeln. Ist der Impuls hingegen größer als 2.7 GeV, könnte auch ein Pion den Cerenkovzähler gesetzt haben. Um eine Entscheidung zu treffen, wird die Information der Schauerzähler verwendet.

Bei Elektronen wird verlangt, daß die Pulshöhe im Schauerzähler mindestens 10-mal so groß sein muß wie die eines minimum-ionisierenden Teilchens. Um auch die Energie der Photonen zu erfassen, die von Elektronen beim Durchgang durch das Magnetfeld abgestrahlt werden können, wird dabei nicht nur der Schauerzähler berücksichtigt, der vom Teilchen selbst getroffen wurde. Vielmehr betrachtet man auch denjenigen Schauerzähler, der in der Richtung der Spur vor Eintritt in den Magneten liegt.

Alle Teilchen, die nach dieser Prozedur noch nicht erkannt werden konnten, sind Hadronen; sie werden über die Flugzeit identifiziert (s. Kap. 3.7).

Zur Veranschaulichung wird das in diesem Abschnitt beschriebene Verfahren zur Bestimmung der Teilchenart noch in einem Flußdiagramm dargestellt :



#### 4. DATENREDUKTION

Die vorliegende Datenmenge umfaßt etwa 700.000 Ereignisse, bei denen ein Trigger des Außendetektors angesprochen hat. Die Daten wurden bei Schwerpunktsenergien zwischen 9.4 GeV und 10.1 GeV genommen. Die Verteilung der integrierten Luminosität auf die verschiedenen Energiebereiche ist in Abb. 4.1 dargestellt. Gemäß den in Abb. 1.1 dargestellten Resonanzkurven des hadronischen Wirkungsquerschnittes werden Resonanz- und Kontinuumsbereiche durch folgende Intervalle der Schwerpunktsenergie definiert :

$$\begin{aligned} \tau &: 9.455 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 9.47 \text{ GeV} \\ \tau' &: 10.003 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 10.027 \text{ GeV} \\ \text{Kont.} &: \sqrt{s} \leq 9.445 \text{ GeV} \\ & 9.49 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 9.993 \text{ GeV} \\ & 10.03 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \end{aligned}$$

Die mit dem Außendetektor integrierten Luminositäten in diesen drei Bereichen betragen :

$$\begin{aligned} L(\tau) &= 373 \text{ nb}^{-1} \\ L(\tau') &= 471 \text{ nb}^{-1} \\ L(\text{Kont.}) &= 515 \text{ nb}^{-1} \end{aligned}$$

Ziel der hier beschriebenen Datenanalyse sind Impuls- bzw. Energiespektren von Hadronen, die aus der  $e^+ e^-$  - Vernichtung über den Zwischenzustand eines virtuellen zeitartigen Photons entstanden sind :



Eine wichtige Aufgabe besteht zunächst darin, aus der Vielzahl der registrierten Daten Ereignisse des genannten Typs mit hadronischen Endzuständen herauszufiltern, d.h. Untergrundereignisse zu verwerfen.

Es sind grundsätzlich zwei verschiedene Klassen von Untergrundereignissen zu unterscheiden :

- Ereignisse, die nicht aus der Vernichtung von Elektronen und Positronen hervorgegangen sind.  
Zu diesen gehören Höhenstrahlungsteilchen, welche einen Trigger auslösen, sowie Ereignisse, die aus der Reaktion eines Elektrons oder Positrons mit dem Kern eines Restgasatoms im Strahlrohr resultieren (Strahl-Gas-Ereignisse).
- Zur zweiten Klasse von Untergrundereignissen gehören solche, welche nach den Gesetzen der Quantenelektrodynamik (QED) berechenbar sind. Besonderes Augenmerk ist dabei auf die  $\tau$ -Paarerzeugung zu richten, da beim  $\tau$ -Zerfall auch Hadronen im Endzustand auftreten können. Außerdem sind Ereignisse zu verwerfen, die aus 2-Photon-Prozessen hervorgegangen sind.

#### 4.1 Abtrennung kosmischer Ereignisse

Es werden zunächst kurz die Eigenschaften kosmischer Ereignisse sowie die Maßnahmen zu deren Abtrennung besprochen. Anschließend werden in gleicher Weise Strahl-Gas-Ereignisse und QED-Ereignisse behandelt.

Teilchen aus der Höhenstrahlung durchqueren den Detektor ständig und unabhängig von den Strahlbedingungen. In Meereshöhe setzt sich die kosmische Strahlung im wesentlichen aus Elektronen und Myonen zusammen. Dabei sind praktisch nur die Myonen in der Lage, den Außentrigger auszulösen, da ein von außen einfallendes Teilchen zuerst den Eisenabsorber des Reichweitendetektors durchdringen muß, um die Triggerzähler (Flugzeit- und Schauerzähler) zu erreichen.

Ein besonderes Merkmal von kosmischen Ereignissen ist, daß ein Detektorarm in umgekehrter Richtung, d.h. von außen nach innen durchfliegen wird. Dies führt zur Ermittlung einer negativen Flugzeit. Außerdem zeigen kosmische Myonspuren nicht auf den Wechselwirkungspunkt.

Allein durch Verwendung der Flugzeitinformation können die kosmischen Ereignisse fast vollständig abgetrennt werden.

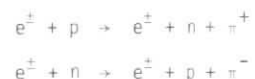
#### 4.2 Abtrennung von Strahl-Gas-Ereignissen

Im DORIS-Strahlrohr herrscht ein Druck von etwa  $10^{-9}$  Torr, d.h. ein außerordentlich gutes Vakuum. Die Zahl der Wechselwirkungen zwischen umlaufenden Elektronen oder Positronen mit dem Restgas ist dennoch so groß, daß diese Untergrundquelle den größten Anteil der registrierten Ereignisse ausmacht.

Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit entlang des gesamten Strahlrohres etwa gleich groß ist, gibt es auch hier keine Korrelation der Spuren mit dem Wechselwirkungsvolumen der Elektronen und Positronen.

Die kinetische Energie der Restgasmoleküle ist sehr klein im Vergleich zur Strahlenergie. Deshalb fliegen die Reaktionsprodukte vorzugsweise in Strahlrichtung, d.h. die Spuren liegen fast alle in einer Hemisphäre.

Weil die Atomkerne positiv geladen sind, gibt es bei Strahl-Gas-Ereignissen einen Überschuß an positiven Teilchen, während die aus der Elektron-Positron-Vernichtung hervorgegangenen Teilchen eine ausgeglichene Ladungsbilanz aufweisen. Es spielen sich im wesentlichen folgende Reaktionen ab :



Während Pionen in beiden Ladungszuständen auftreten, werden nur Protonen, aber keine Antiprotonen erzeugt.

Da der Trigger des DASP-Außendetektors als rein inklusiver Trigger konzipiert ist, der nur ein einziges geladenes Teilchen verlangt, ist er anfälliger gegen Untergrundeignisse aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung als ein Vielteilchen-Trigger.

Es wurde ein Verfahren gesucht, welches einerseits den Untergrund möglichst wirksam reduziert und andererseits möglichst wenige "Vernichtungs-Ereignisse" abtrennt. Dabei ist es naheliegend, die mit dem Innendetektor gewonnenen Informationen mit zu berücksichtigen. Die Forderungen an den Innendetektor sollten bei der hier durchgeführten Außendetektoranalyse allerdings gering sein, um nicht zu sehr von den speziellen Innendetektor-Eigenschaften

(wie zum Beispiel Akzeptanzen, Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit) abhängig zu werden. Die Forderung nach einer im Innendetektor deponierten Energie von mindestens 500 MeV und einer Innendetektorspur hat sich als brauchbare Vorselektion erwiesen. Dabei wurde eine Spur im Innendetektor definiert durch das Ansprechen mehrerer hintereinander angeordneter Szintillationszähler.

Die Gesamtzahl aller Ein-Arm-Ereignisse konnte durch diese Maßnahme etwa um einen Faktor 40 reduziert werden. Es stellte sich heraus, daß die Anzahl der akzeptierten Hadronspuren nach Anwendung aller (im folgenden noch zu beschreibenden) Schnitte nur unwesentlich von der speziellen Wahl der geforderten Innenenergie abhängt : Bei einer Variation der Innenenergie von 300 bis 700 MeV änderte sich die Zahl der akzeptierten Spuren nur um etwa  $\pm 4\%$ .

Eine Untersuchung mit 2-Jet- und 3-Jet-Monte-Carlo-Ereignissen, die durch den simulierten Detektor hindurch verfolgt wurden, ergab, daß durch diesen ersten Reduktionsschritt nur etwa 2% der inklusiven in den Außendetektor gelangenden Hadronspuren verworfen werden.

Bei H·T - Triggern wurde dieser Reduktionsschritt nicht angewendet, um keine guten Paar-Ereignisse abzutrennen.

Abb. 4.2 zeigt für Außendetektor-Ereignisse, welche die Vorselektion überlebt haben, die Verteilung der y- und z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes. Diese Koordinaten wurden ermittelt, indem man von dem zu jeder Außendetektorspur gehörigen Spurstück vor dem Magneten (s. Kap. 3.3) das Lot auf die Strahlachse gefällt hat. Die Strahlachse fällt dabei mit der z-Achse des DASP-Koordinatensystems (Abb. 2.5) zusammen.

In den Abbildungen 4.3 und 4.4 sind die Projektionen dieser Verteilung auf die y-Achse und die z-Achse dargestellt.

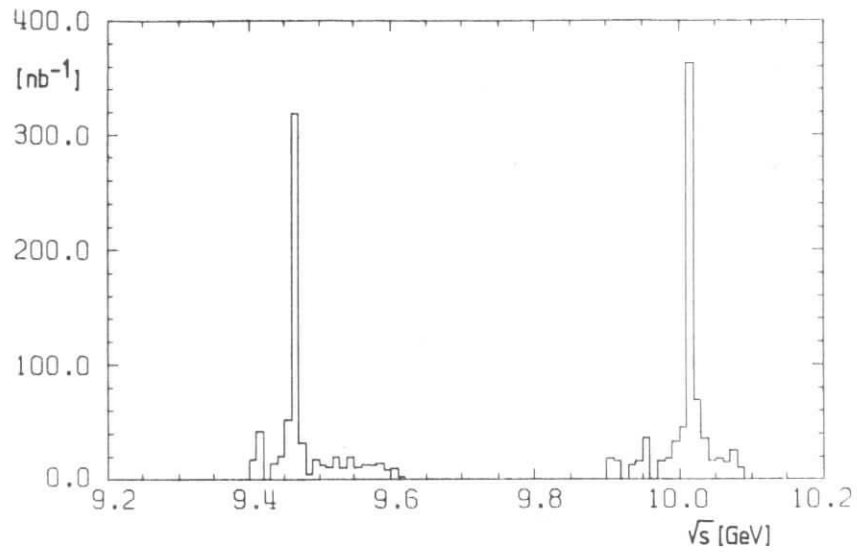


Abb. 4.1 : Integrierte Luminosität gegen Schwerpunktsenergie.

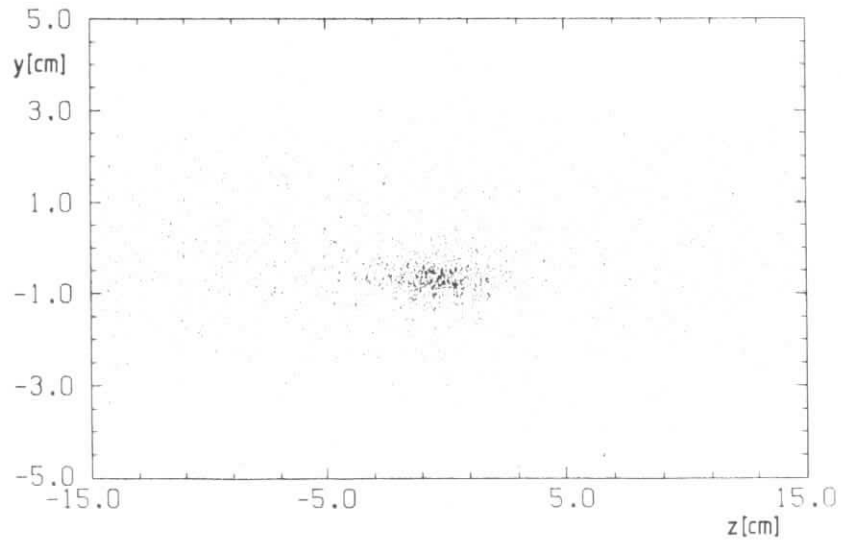


Abb. 4.2 : y- gegen z-Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes.

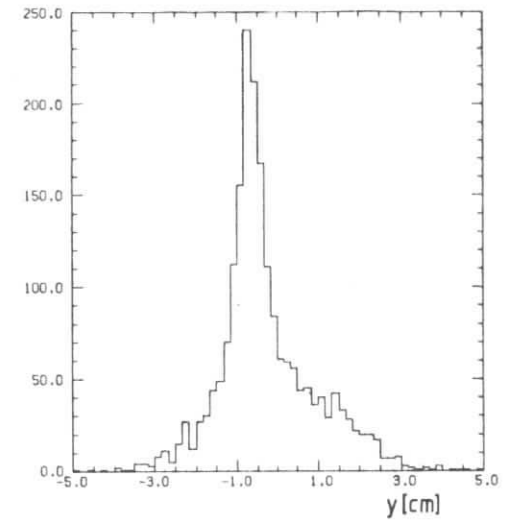


Abb. 4.3 : Verteilung der y-Koordinate des Wechselwirkungspunktes

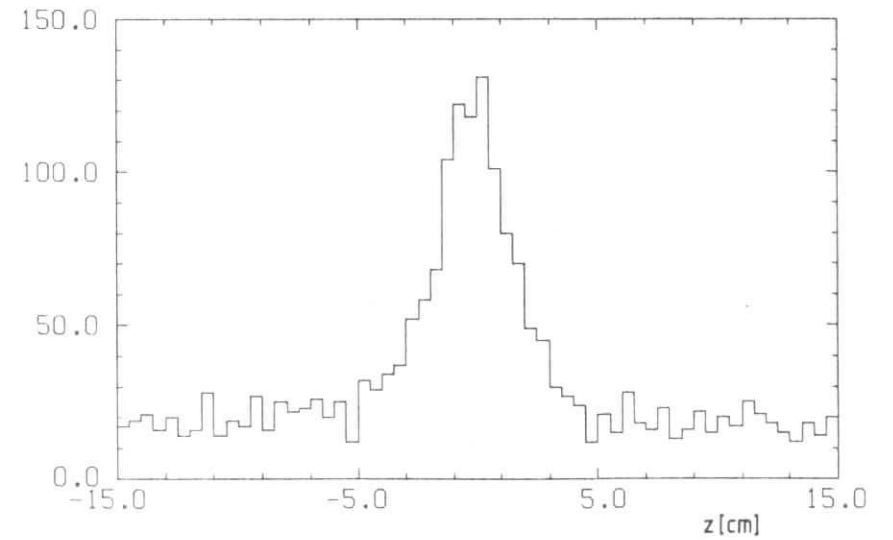


Abb. 4.4 : Verteilung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes.

Man erkennt ein deutliches Signal, welches das Wechselwirkungsvolumen für die Elektron-Positron-Vernichtung beschreibt, und einen Untergrund aus restlichen Strahl-Gas-Ereignissen. Es fällt auf, daß die Breite des Signals in der z-Projektion größer ist als in der y-Projektion. Dies entspricht der unterschiedlichen Ausdehnung der im Speicherring umlaufenden Teilchenpakete (Bunche) in diesen beiden Richtungen (vergl. Tabelle 1, Kap. 2.1).

Die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Verteilung der z-Koordinate liefert die Standardabweichung  $\sigma_z = 1.9$  cm. Daraus errechnet man eine Bunchlänge von 2.7 cm. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der für den Speicherring angegebenen Bunchlänge, die 2.5 cm beträgt. Als Breite der y-Verteilung ergibt sich:  $\sigma_y = .25$  cm. Dieser Wert ist sehr viel größer als die angegebene Bunchhöhe von .013 cm und spiegelt im wesentlichen die Präzision der Spurrekonstruktion wider.

Abb. 4.5 zeigt die Ladungsverteilung der in den Abb. 4.2 bis 4.4 dargestellten Hadron-Spuren. Aufgetragen ist die Größe  $p \cdot \text{sign}(q)$  mit  $p$  = Impuls und  $\text{sign}(q)$  = Vorzeichen der Teilchenladung. Es zeigt sich ein Überschuß an positiv geladenen Teilchen: etwa 67% der Spuren haben positives Ladungsvorzeichen.

Trägt man das aus Impuls- und Flugzeitmessung erhaltene Massenquadrat gegen  $p \cdot \text{sign}(q)$  auf, wie dies in Abb. 4.6 geschehen ist, so stellt man fest, daß der Überschuß positiver Ladung wie erwartet auf Protonen zurückzuführen ist. Diese rühren von Strahl-Gas-Ereignissen her, welche den Schnitt auf die totale Innenenergie überlebt haben.

Um auch diesen restlichen Untergrund möglichst vollständig abzutrennen, wurden in einem zweiten Reduktionsschritt nur solche Spuren akzeptiert, deren rekonstruierter Wechselwirkungspunkt in dem Bereich liegt, wo sich die Teilchenpakete durchdringen.

Abb. 4.3 legt Schnitte in y bei -1.7 cm und 0.5 cm nahe.

In den folgenden Abbildungen 4.7a bis 4.7h ist die Verteilung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes für Pionen, Kaonen, Protonen und Antiprotonen dargestellt, wie sie sich vor und nach dem y-Schnitt ergibt.

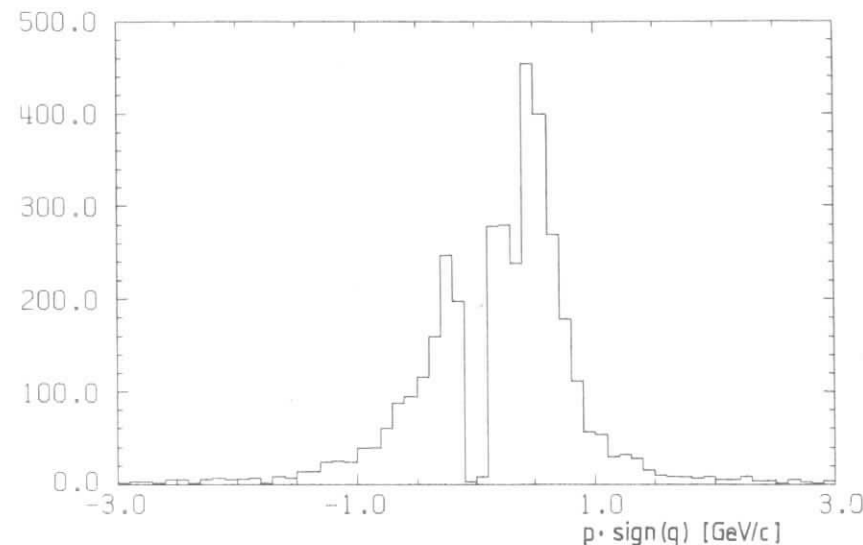


Abb. 4.5 : Verteilung ( $p$ -Ladungsvorzeichen) von Hadronen vor allen Schnitten.

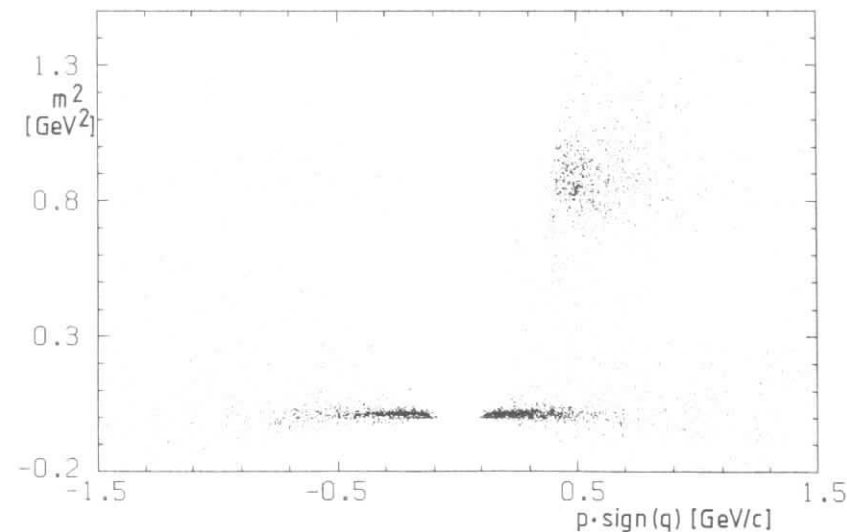


Abb. 4.6 :  $m^2$  gegen ( $p$ -Ladungsvorzeichen) von Hadronen vor allen Schnitten.

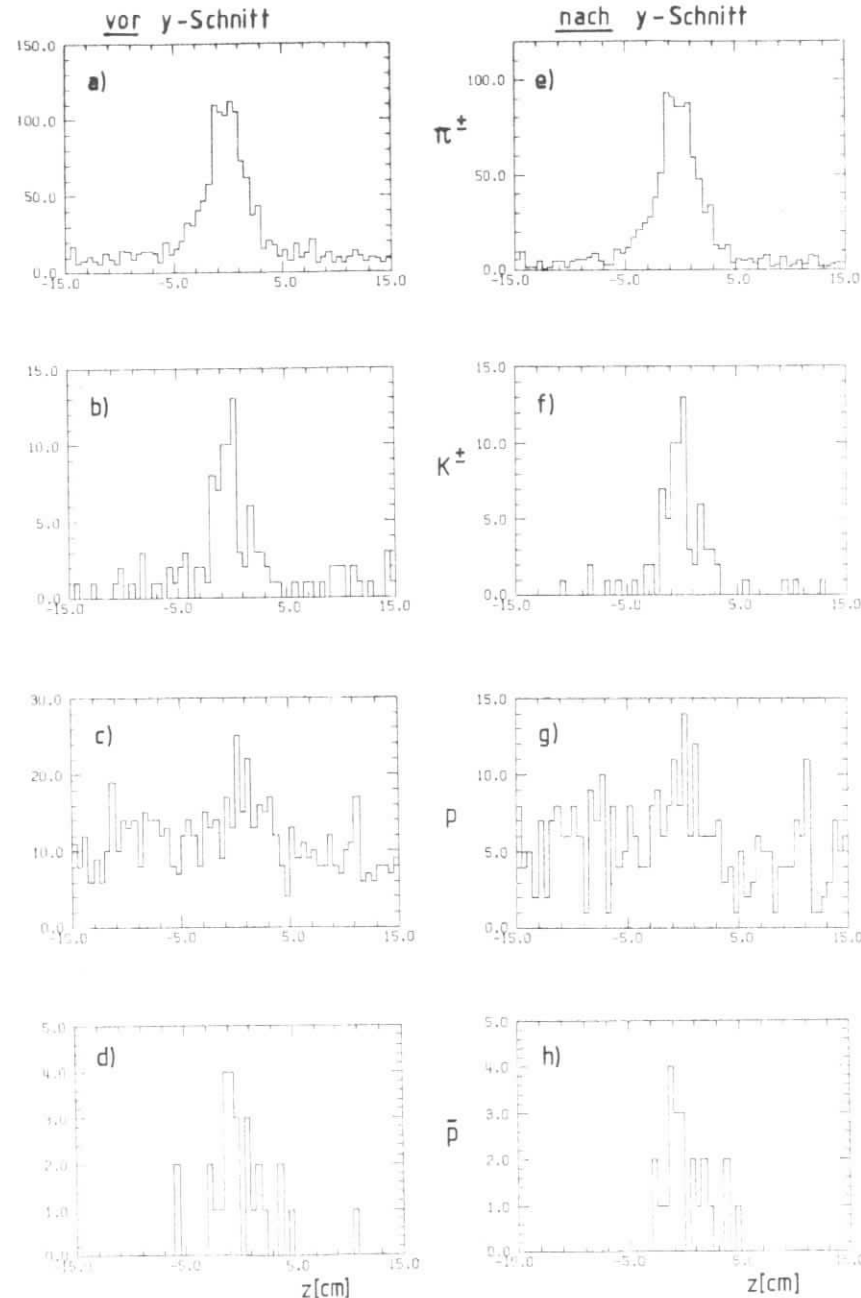


Abb. 4.7 : z-Verteilung vor und nach dem y-Schnitt.

Besonders auffällig ist die extrem flache Verteilung bei den Protonen, die eine Abtrennung des Strahl-Gas-Untergrundes nahezu unmöglich macht. Aus diesem Grunde wird im folgenden auf eine weitere Untersuchung der Protonen verzichtet; es sollen stattdessen nur die Antiprotonen betrachtet werden, und es wird angenommen, daß Protonen und Antiprotonen mit der gleichen Häufigkeit erzeugt werden. In die Spektren wird deshalb die doppelte Antiproton-Rate eingetragen.

Zur Auswahl guter Pion, Kaon- und Antiprotonspuren wurden Schnitte in der z-Verteilung bei  $z = -3 \text{ cm}$  und  $z = +3 \text{ cm}$  appliziert. Die so erhaltenen Datenmengen enthalten noch einen gewissen Anteil von Strahl-Gas-Untergrund, da Strahl-Gas-Ereignisse entlang des gesamten Strahlrohres, also auch im Wechselwirkungsbereich der Elektronen und Positronen, erzeugt werden. Dieser Untergrundanteil wurde abgeschätzt, indem der außerhalb des Wechselwirkungsbereiches gemessene Beitrag in diesen hinein extrapoliert wurde. Hierzu wurden Spuren im Bereich  $|z| < 15 \text{ cm}$  benutzt. Wie Abb. 4.7a zeigt, gibt es in diesem Bereich keine systematische Abhängigkeit der Untergrundrate von z.

Für jede Hadronart ergibt sich so die Anzahl der Untergrundspuren aus der Summe aller Eintragungen außerhalb des Wechselwirkungsbereiches, die auf die Länge des akzeptierten z-Intervalles normiert wird.

Der über alle Impulse gemittelte relative Untergrundanteil beträgt

- für Pionen < 11 %
- für Kaonen < 5 %
- für Antiprotonen weniger als 2 %.

Für die Impulsspektren ist es notwendig, auch die Impulsabhängigkeit des Untergrundanteils mit zu berücksichtigen. Zu diesem Zwecke wurde von jedem Impulsspektrum "guter" Spuren ein entsprechend der Untergrundrate normiertes Spektrum von Untergrundspuren subtrahiert.

Abb. 4.8 zeigt den Vergleich eines innerhalb und außerhalb des Wechselwirkungsbereiches aufgenommenen Impulsspektrums von Pionen. Man erkennt, daß das Untergrundspektrum steiler ist, d.h. kleine Impulse sind zahlreicher vertreten.



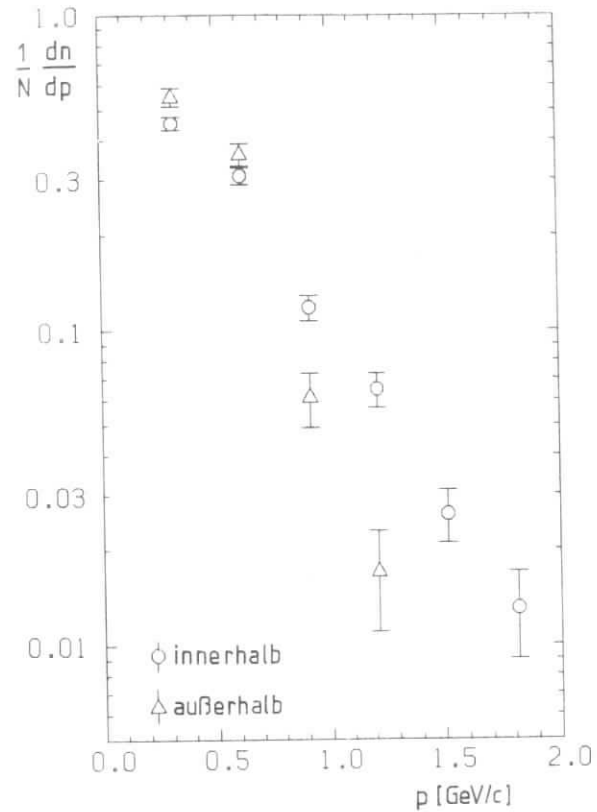


Abb. 4.8 : Impulsverteilung von Pionen innerhalb und außerhalb des Wechselwirkungsbereiches.

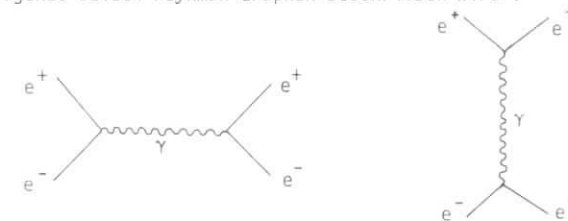
Vor der Durchführung der Untergrundsubtraktion wurde untersucht, ob die Form der Untergrundspektren von z abhängig ist. Innerhalb des Intervalles  $|z| < 15$  cm wurden Untergrundspektren verschiedener Teilbereiche miteinander verglichen. Es konnten keine Unterschiede festgestellt werden, was die Benutzung aller Untergrunddaten im gesamten Intervall erlaubt.

#### 4.3 Abtrennung von QED-Ereignissen

Mit den bisher beschriebenen Maßnahmen wurden Ereignisse abgetrennt, die nicht aus der Elektron-Positron-Annihilation hervorgegangen sind. Der folgende Abschnitt beschreibt die Abtrennung von  $e^+e^-$  - Ereignissen, die nach der Quantenelektrodynamik berechenbar und für diese Arbeit uninteressant sind.

Die Quantenelektrodynamik erlaubt es, die Wechselwirkungen zwischen geladenen Leptonen und Photonen genau zu beschreiben. Ihre Gültigkeit ist am Speicherring PETRA bis zu Schwerpunktsenergien von 36 GeV experimentell bestätigt worden (BAR80, BRA80).

Wir betrachten zunächst die elastische Elektron-Positron-Streuung (Bhabha-Streuung), die in niedrigster Ordnung der Störungsrechnung durch folgende beiden Feynman-Graphen beschrieben wird :



Der erste Graph zeigt die Annihilation des Elektrons und Positrons : Es entsteht ein zeitartiges Photon, welches anschließend wieder ein Elektron-Positron-Paar bildet. Im zweiten Diagramm wird zwischen den beiden Leptonen ein raumartiges Photon ausgetauscht. Bereits in Kapitel 2.1.1 wurde erwähnt, daß dieser Prozeß als Monitor-Reaktion zur Ermittlung der Luminosität verwendet wird.

Die Signatur eines Bhabha-Ereignisses ist im Prinzip einfach : Es besteht aus einem kollinearen Elektron-Positron-Paar; beide Spuren besitzen Strahlenergie.

Wegen der guten Identifizierungsmöglichkeit für Elektronen mit Hilfe des Cerenkovzählers (dessen Ansprechwahrscheinlichkeit zu  $(99.3 \pm 5)\%$  ermittelt wurde) und des Schauerzählers stellt diese Ereignisklasse keinen nennenswerten Untergrund zu den gesuchten hadronischen Ereignissen dar.

Als zweiter QED-Prozeß wird die Myon-Paarzeugung  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  mit dem Graphen



betrachtet.

Es ist dies der einfachste QED-Prozeß, da es nur einen zeitartigen Beitrag gibt. Dieser Reaktion entsprechen zwei kollineare nichtschauende Spuren mit der Strahlenenergie. H-T-Ereignisse, die zwei kollinear angeordnete Reichweitezähler gesetzt haben, werden als Myon-Paare erkannt und können abgetrennt werden. Mit Hilfe dieser Spuren ist es möglich, die erreichbare Impulsauflösung im Außendetektor experimentell zu ermitteln (s. Kap. 3.4).

Die Paarzeugung des schweren Leptons  $\tau$  wird durch das gleiche Feynman-Diagramm beschrieben wie die Myon-Paarzeugung. Bis auf einen kinematischen Faktor stimmen auch die Wirkungsquerschnitte überein.

Da das schwere Lepton  $\tau$  sehr kurzlebig ist, kann es im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden: es macht sich nur durch seine Zerfallsprodukte bemerkbar. Das  $\tau$  besitzt eine Vielzahl von Zerfallsmöglichkeiten. Insbesondere gibt es auch Zerfallskanäle mit Hadronen im Endzustand.

Für die Impulsspektren inklusiver Hadronen müssen Beiträge aus dieser Quelle abgezogen werden.

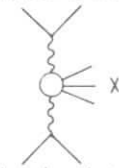
Die im Außendetektor gesehenen Impulsverteilungen von Pionen aus  $\tau$ -Zerfällen werden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt (WES81): Bei der Schwerpunktsenergie 9.4 GeV werden Paare des schweren Leptons  $\tau$  erzeugt. Es wird berücksichtigt, daß das einlaufende Elektron oder Positron ein Photon abstrahlen können und dadurch die für die Reaktion zur Verfügung

stehende Schwerpunktsenergie geringer sein kann (s. Kap. 5.7.3). Für das  $\tau$  wird eine Masse von 1.8 GeV und ein Spin 1/2 angenommen. Die Zerfälle des  $\tau$  werden nach den bekannten Verzweigungsverhältnissen erzeugt (PAR 80). Die Ereignisse werden durch den simulierten Detektor hindurch verfolgt und den beschriebenen Schnitten zur Selektion guter Ereignisse unterworfen. Die Normierung erfolgt mit Hilfe des bekannten  $\tau$ -Paar-Wirkungsquerschnittes und der während des Experiments integrierten Luminosität.

Die Reduktion der im Experiment gesehenen Pion-Rate durch die Berücksichtigung von Pionen aus  $\tau$ -Zerfällen beträgt bei Impulsen unterhalb von 1 GeV/c im Mittel 3%; für das Impulsintervall von 1 GeV/c bis 1.5 GeV/c lautet die Reduktion 17%.

Bei allen im folgenden angegebenen Spektren und Ergebnissen ist der  $\tau$ -Beitrag bereits abgezogen.

Eine weitere Quelle für Untergrundereignisse stellt der 2-Photon-Prozeß dar, der durch dieses Diagramm beschrieben wird:



Das einlaufende Elektron und Positron emittieren je ein virtuelles raumartiges Photon. Beide Photonen wechselwirken und produzieren neue Teilchen X. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses läßt sich wie folgt angeben:

Er ist proportional zu  $\alpha^4 \cdot \ln^2\left(\frac{E}{m_e}\right)$  mit

- $\alpha = 1/137 =$  Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante
- $m_e =$  Ruhemasse des Elektrons
- $E =$  Schwerpunktsenergie

Der logarithmische Faktor bezieht sich auf die Wahrscheinlichkeit, mit der die einlaufenden Elektronen oder Positronen ein Photon abstrahlen. Dieser Faktor wird mit zunehmender Energie größer und hat bei einer Schwerpunktsenergie von 9.5 GeV etwa den Wert 100, so daß der Wirkungsquerschnitt insgesamt etwa proportional ist zu  $\alpha^3$ .

Im Vergleich dazu ist der Wirkungsquerschnitt für die Ein-Photon-Anihilation proportional zu  $\alpha^2$ , der Unterschied beträgt also eine Potenz in  $\alpha$ , d.h. etwa einen Faktor 100.

Der gesamte Endzustand enthält neben den Produkten X des 2-Photon-Prozesses noch das gestreute Elektron und Positron. Da die Streuwinkel im allgemeinen sehr klein sind, werden diese beiden Teilchen im DASP-Detektor nicht nachgewiesen.

Als Endzustände X kommen Leptonpaare sowie Hadronen in Frage. Bei den hier betrachteten Schwerpunktsenergien spielen nur Lepton-Paare eine nennenswerte Rolle (PAR 71).

Besitzen Myonen aus dieser Quelle eine so geringe Energie, daß sie im Eisenabsorber steckenbleiben und den Reichweitezähler nicht zum Ansprechen bringen, werden sie als Pionen mißidentifiziert.

Die Wahrscheinlichkeit, daß Ereignisse dieses Typs die in Kap. 4.2 beschriebene Vorselektion überleben, ist allerdings gering: löst eines der Myonen den inklusiven Trigger des Außendetektors aus, kann im Innendetektor höchstens noch eine minimalionisierende Spur, nämlich das zweite Myon, auftreten. Die deponierte Energie im Innendetektor sollte damit geringer sein als die bei der Vorselektion geforderte.

Setzen die beiden Myonen aus dem Zwei-Photon-Prozeß den H·T-Trigger, könnte ein Hadronpaar vorgetäuscht werden; in diesem Experiment wurde jedoch kein einziges Hadronpaar beobachtet.

#### 4.4 Zusammenstellung der Auswahlkriterien und Zählraten:

Von den insgesamt registrierten 690743 Ereignissen blieben nach der in Kapitel 4.2 beschriebenen Vorauswahl, welche die Strahl-Gas-Ereignisse sowie Beiträge aus 2-Photon-Prozessen abtrennt, 19419 Ereignisse übrig.

Die Forderung nach mindestens einer rekonstruierten Außenspur, erfolgreicher Impuls- und Flugzeitmessung sowie die Bedingung, daß die Spuren positive Flugzeit besitzen (Abtrennung Höhenstrahlung) und innerhalb der Akzeptanz des Cerenkovzählers liegen, reduziert diese Datenmenge auf 9272 Ereignisse.

Nach der Abtrennung von Leptonen mit Hilfe des Cerenkov-, Schauer- und Reichweitezählers (s. Kap. 3) blieben 7854 inklusive Hadronspuren übrig.

Es wurden nur Spuren akzeptiert, die innerhalb der eingeschränkten Akzeptanz des Reichweitedetektors lagen (s. Kap. 5); nach diesem Schnitt blieben 6343 Spuren.

Von diesen lagen 1957 Spuren innerhalb des Wechselwirkungsbereiches. Eine Unterscheidung von Pionen und Kaonen war bis zu Impulsen von 1.5 GeV/c, die Identifizierung von Antiprotonen bis zu 2.6 GeV/c möglich. In den verschiedenen Bereichen der Schwerpunktsenergie ergaben sich folgende Zählraten für inklusive Hadronspuren:

	$\pi^+$ und $\pi^-$	$K^+$ und $K^-$	$\bar{p}$
Kontinuum:	302	32	2
T :	734	69	22
T' :	367	42	15

Subtrahiert man noch den nach dem Schnitt auf dem Wechselwirkungsbereich verbleibenden Untergrund gemäß dem in Kap. 4.2 beschriebenen Verfahren, erhält man:

	$\pi^+$ und $\pi^-$	$K^+$ und $K^-$	$\bar{p}$
Kontinuum:	265	30	2
T :	664	66	22
T' :	329	39	15

## 5. KORREKTUREN

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, auf welche Weise aus der Gesamtheit aller registrierten Außentrigger die in dieser Arbeit zu untersuchenden Ereignisse aus der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung mit einem inklusiven Hadron im Außendetektor herausgefiltert wurden.

Um aus diesen Daten Wirkungsquerschnitte und Teilchenspektren berechnen zu können, die unabhängig sind von den speziellen Eigenschaften des De-

tektors und des Auswerteverfahrens, ist noch eine Anzahl von Korrekturen anzubringen.

Diese sollen im folgenden erläutert werden.

### 5.1 Impulsabhängige geometrische Akzeptanz des Außendetektors

Ob ein Teilchen, das die Eintrittsöffnung des Magneten erreicht, auch im Außendetektor nachgewiesen werden kann, hängt von seinem Impuls und von seiner Anfangsrichtung ab.

Unterschreitet der Impuls bei vorgegebener Anfangsrichtung einen Minimalwert, wird das Teilchen im Magnetfeld so stark abgelenkt, daß die Spur hinter dem Magneten außerhalb der Akzeptanz von Szintillationszählern und Funkenkammern liegt. Dieser Minimalwert hängt von der Stärke des Magnetfeldes ab. Er ist um so kleiner, je schwächer das Feld ist. In diesem Experiment werden Teilchen, deren Impuls kleiner als 200 MeV/c ist, nicht mehr im Außendetektor nachgewiesen.

Allgemein gilt, daß der Raumwinkelbereich, in dem eine Spur liegen muß, um nachgewiesen werden zu können, mit abnehmendem Impuls des Teilchens immer kleiner wird.

Dieser apparaturbedingte Effekt spielt bei kleinen Impulsen eine große Rolle. Für große Impulse ist der akzeptierte Raumwinkelbereich konstant und gleich der geometrischen Akzeptanz der Magnetöffnung.

In Abb. 5.1 ist die  $\cos\vartheta$ -Akzeptanz für positive und negative Teilchen bei einem Magnetstrom von 300 A in Abhängigkeit vom Impuls dargestellt. Es handelt sich hierbei um eine eingeschränkte Akzeptanz: Spuren, deren Anfangsrichtungen innerhalb der dargestellten  $\cos\vartheta$ -Intervalle liegen, erreichen nicht nur Flugzeit- und Schauerzähler, sondern befinden sich auch noch innerhalb des Akzeptanzbereiches der Reichweitezähler. Bei der Auswertung werden nur Spuren akzeptiert, welche diese Bedingung erfüllen.

Das akzeptierte Raumwinkelement  $\Delta\omega = \int \int d\varphi d\cos\vartheta$  ist in Abb. 5.2 als Funktion des Impulses aufgetragen.

Jeder Spur wird als Korrekturfaktor das Gewicht  $k \cdot 4\pi/\Delta\omega$  zugeordnet. Der Faktor  $k$  berücksichtigt die Winkelverteilung der Spuren und wird in Kap. 5.7.4 ermittelt.

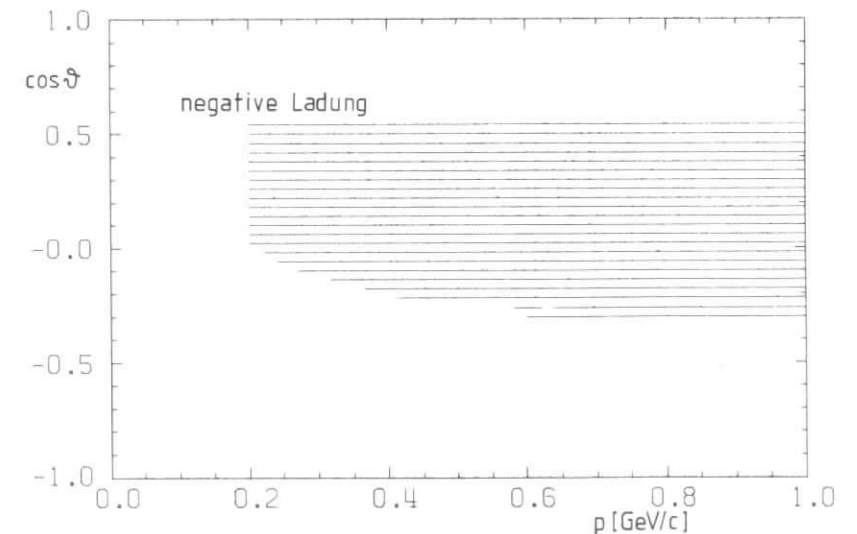
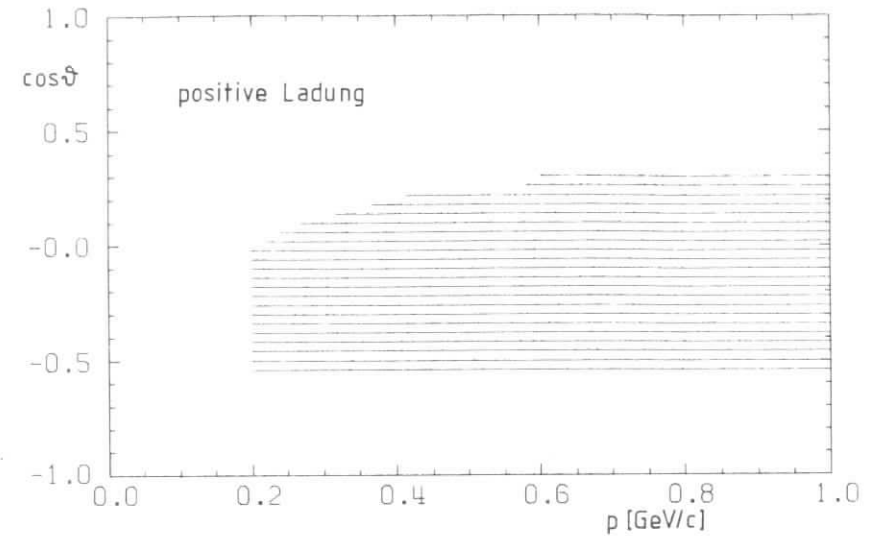


Abb.5.1 :  $\cos\vartheta$ -Akzeptanz des Außendetektors bei 300 A Magnetstrom für positiv und negativ geladene Teilchen als Funktion des Impulses.

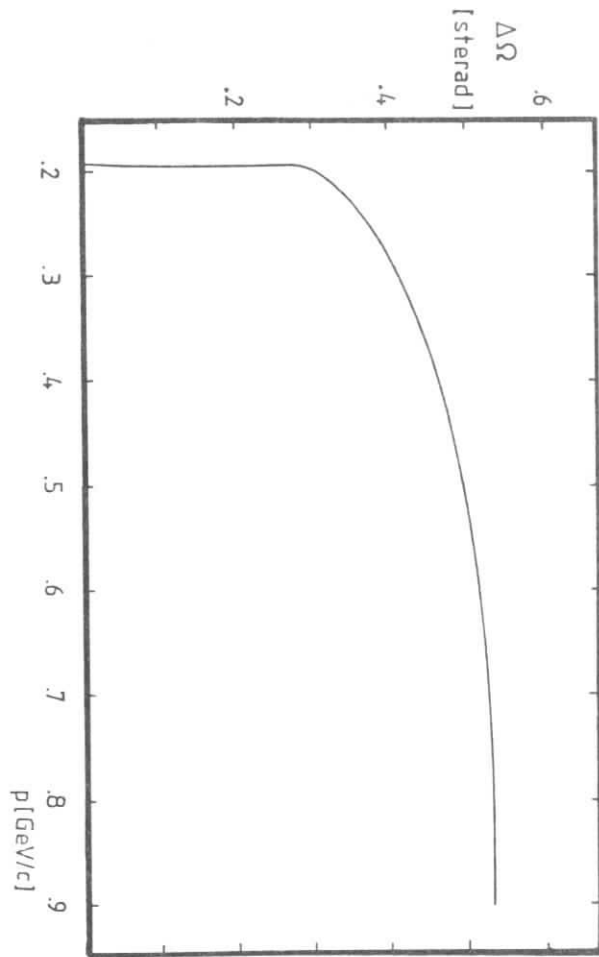


Abb. 5.2 : Impulsabhängige Raumwinkelakzeptanz des Außendetektors (beide Spektrometerarme zusammengekommen) .

### 5.2 Zerfallskorrektur

Ein Teil der aus der Elektron-Positron-Vernichtung hervorgegangenen Pionen und Kaonen zerfällt auf der langen Flugstrecke im Außendetektor.

Aus diesem Grunde ist für beide Teilchenarten eine impulsabhängige Zerfallskorrektur anzubringen.

Mit Hilfe des Zerfallsgesetzes läßt sich die Anzahl der nach einer Flugstrecke  $\lambda$  noch nicht zerfallenen Teilchen berechnen :

$$N(\lambda) = N \cdot e^{-\frac{m \cdot \lambda}{p c \tau}}$$

Dabei ist N die Zahl der ursprünglich vorhandenen Teilchen, m deren Ruhemasse,  $\tau$  die mittlere Lebensdauer im Teilchenruhesystem, p der Impuls und c die Lichtgeschwindigkeit.

Ließen sich zerfallende Teilchen nicht mehr nachweisen, könnte man nach dem Zerfallsgesetz aus der gemessenen Rate  $N(\lambda)$  direkt auf die ursprüngliche Teilchenzahl schließen:

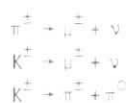
$$N = N(\lambda) \cdot e^{+\frac{m \cdot \lambda}{p c \tau}}$$

In diesem Falle wäre der Exponentialausdruck als Korrekturfaktor anzusehen.

Die wahren Verhältnisse sind aber komplizierter; es gehen keineswegs alle zerfallenden Teilchen verloren, und es kann sogar vorkommen, daß erst durch den Zerfallsprozeß Teilchen nachgewiesen werden, die sonst den Akzeptanzbereich des Außendetektors verlassen hätten.

In jedem Fall führt der Zerfallsprozeß zu einer Verfälschung der Impuls-, Flugzeit- und Weglängeninformation des primären Teilchens, was auch eine Änderung der aus Impuls und Flugzeit ermittelten Ruhemasse zur Folge hat.

Um diese Situation quantitativ erfassen zu können, wurde von W. Sturm (STU77) eine Monte Carlo Analyse durchgeführt, die sowohl eine Detektorsimulation als auch eine Simulation der Zerfallskinetik für folgende Zweiteilchen-Endzustände zum Inhalt hatte:



Diese Analyse ergibt, daß trotz der komplizierten Verhältnisse die Zerfallskorrektur mit Hilfe des oben angegebenen einfachen Zerfallsgesetzes angegeben werden kann, wenn man nur für Pionen und Kaonen die wirkliche Lebensdauer durch eine 'effektive' Lebensdauer ersetzt:

$$\begin{aligned} \pi: \quad \tau &\rightarrow 4.5 \cdot \tau \\ K: \quad \tau &\rightarrow 1.2 \cdot \tau \end{aligned}$$

Die unterschiedliche Größe dieser Faktoren bringt zum Ausdruck, daß die Verluste bei Pionzerfällen relativ geringer sind als bei Zerfällen von Kaonen.

In Tabelle 2 sind für beide Teilchenarten die Korrekturfaktoren als Funktion des Impulses angegeben.

### 5.3 Korrekturen auf Verluste durch die Reichweitebedingung

Bei der Beschreibung des Verfahrens zur Teilchenidentifizierung in Kap. 3.7 wurde bereits erläutert, daß jedes Teilchen, welches den Reichweitendetektor zum Ansprechen bringt, als Myon identifiziert wird.

Die Wahrscheinlichkeit, daß Hadronen den 60 cm dicken Eisenabsorber durchdringen und so Myonen vortäuschen, ist aber nicht null und muß berücksichtigt werden. Außerdem führt der Nachweis der Myonen aus dem Zerfall von Pionen und Kaonen zu Fehlinterpretationen.

Untersuchungen darüber, wie sich diese Effekte beim DASP-Detektor quantitativ auswirken, sind in mehreren Arbeiten veröffentlicht worden (RUE 78, STU 77).

Hierzu suchte man Ereignisse ohne Myonen im Endzustand. Als Energiebereich bot sich die  $J/\psi$ -Resonanz an, da diese Resonanz sowohl unterhalb der Charm-Schwelle als auch unterhalb der Schwelle für die Erzeugung von Paaren des schweren Leptons  $\tau$  liegt und man deshalb keine Ereignisse mit einem einzelnen

Tabelle 2: Impulsabhängige Zerfallskorrektur

P [GeV/c]	.2 - .4	.4 - .6	.6 - .8	.8 - 1	1 - 1.2	1.2 - 1.4	1.4 - 1.6
$\pi$	1.066 ± 0.06	1.039 ± 0.05	1.028 ± 0.04	1.021 ± 0.03	1.018 ± 0.02	1.015 ± 0.01	1.013 ± 0.01
K	6.48 ± 0.05	3.08 ± 0.03	2.23 ± 0.02	1.87 ± 0.01	1.67 ± 0.01	1.54 ± 0.01	1.45 ± 0.01

Tabelle 3: Reichweitebedingung: Transmissionswahrscheinlichkeit für Pionen und Kaonen [16]

P [GeV/c]	1.0 - 1.1	1.1 - 1.2	1.2 - 1.3	1.3 - 1.4
$\pi$	3.6 ± 0.9	7.8 ± 1.8	10.2 ± 2.8	11.8 ± 3.5
K	1.7 ± 1.2	3.8 ± 1.9	6.0 ± 3.6	6.8 ± 3.5

Myon erwartet. Myon-Paare aus QED-Reaktionen wurden durch Akoplanaritätsschnitte und Impulsschnitte abgetrennt. Man verlangte im Innendetektor mindestens fünf rekonstruierte Spuren und untersuchte inklusive Außendetektorspuren im Pion- und Kaonmassenbereich daraufhin, ob der Reichweitedetektor angesprochen hatte.

Als Transmissionswahrscheinlichkeit ergab sich jeweils der Quotient aus der Pion- bzw. Kaonrate mit Reichweitesignal zur Gesamtzahl der gemessenen Pionen oder Kaonen.

Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 3 für verschiedene Impulsbereiche zusammengestellt.

#### 5.4 Korrekturen auf das Ansprechverhalten des Cerenkovzählers

In diesem Experiment werden Elektronen im wesentlichen dadurch erkannt, daß sie den Cerenkovzähler zum Ansprechen bringen.

Liefert der Cerenkovzähler beim Durchqueren eines Elektrons kein Signal, kann das Teilchen mit einem Hadron verwechselt werden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers wurde mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen ermittelt. Diese wurden definiert durch die Kollinearität der Spuren, hohe Schauerenergie und das Fehlen des Reichweitesignals. Hatte in einem Arm der Cerenkovzähler angesprochen, wurde untersucht, ob dies auch im anderen Arm der Fall war. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ergab sich auf diese Weise zu  $(99.3 \pm 0.5)\%$ .

Es kann auch vorkommen, daß Hadronen unterhalb des Schwellenimpulses durch Anstoßelektronen unerlaubt zu einem Cerenkovsignal führen und so der Auswertung verloren gehen.

Zur Abschätzung dieses Beitrages wurden Pionen im Impulsbereich zwischen .8 und 1.2 GeV/c verwendet, welche über die Impuls- und Flugzeitmessung sowie niedrige Schauerenergie und das Fehlen des Reichweitesignals identifiziert wurden. Weniger als 0.2% dieser Pionen hatten den Cerenkovzähler zum Ansprechen gebracht.

Auf eine Korrektur hinsichtlich des Cerenkovzähler-Ansprechverhaltens kann deshalb verzichtet werden.

#### 5.5 Absorptionskorrektur

Für alle Hadronen wird in Abhängigkeit von deren Masse, Impuls und Richtung die Wahrscheinlichkeit berechnet, mit der sie in der im Detektor vorhandenen Materie absorbiert werden.

Die Materiebelegung beträgt bis zu den Flugzeitzählern insgesamt  $5.6 \text{ g/cm}^2$ . Es werden die bekannten Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte (PAR 76) zugrundegelegt, und es wird davon ausgegangen, daß jede inelastische Wechselwirkung und jede zweite elastische Wechselwirkung zwischen dem Hadron und dem Nukleon im Detektormaterial zum Verlust des Hadrons führen.

Auf diese Weise ergibt sich bei Impulsen größer als 500 MeV für Pionen eine Absorptionswahrscheinlichkeit von etwa 4.5%. Die entsprechenden Werte für Kaonen und Antiprotonen betragen 3% bzw. 13%.

Die Korrektur wird durchgeführt, indem jeder individuellen Hadronspur gemäß der berechneten Absorptionswahrscheinlichkeit ein Gewichtungsfaktor zugeordnet wird.

#### 5.6 Korrektur auf das Ansprechverhalten der Triggerzähler und der nachfolgenden Elektronik

Mit Hilfe von Lichtdiodensignalen wurde die Funktionsfähigkeit der Photoröhren von Flugzeit-, Schauer- und Reichweitezählern sowie aller nachfolgenden elektronischen Komponenten parallel zu den Meßläufen ständig kontrolliert.

Die über den gesamten Meßzeitraum gemittelte Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählersystems und der Elektronik betrug 96%. Der Korrekturfaktor hat den Wert 1.04.

### 5.7 Korrekturen mit simulierten Ereignissen

#### 5.7.1 2-Jet-Generator

Für die Simulation hadronischer 2-Jet-Ereignisse im Kontinuum wurde ein Computerprogramm verwendet, welches von T. Sjöstrand et al. entwickelt wurde (SJO79) und dem das Fragmentationsmodell von Field und Feynman (FIE78) zugrundeliegt.

Es wird davon ausgegangen, daß das bei der Elektron-Positron-Vernichtung entstandene virtuelle Photon an ein Quark-Antiquark-Paar koppelt. Bei den hier betrachteten Schwerpunktsenergien werden  $u\bar{u}$ -,  $d\bar{d}$ -,  $s\bar{s}$ - und  $c\bar{c}$ -Paare als primäre auslaufende Quarkpaare erzeugt.

Das auslaufende Quark mit  $W_0 = E_0 + p_{||}$  erzeugt in seinem Color-Feld ein Quark-Antiquark-Paar ( $p_{||}$  kennzeichnet die Impulskomponente parallel zur Richtung des auslaufenden Quarks, ist für dieses also mit dem Gesamtimpuls identisch). Das Antiquark dieses Paares bildet mit dem auslaufenden Quark ein Meson, welches den Anteil  $x_1 = (E_1 + p_{1||})/W_0$  trägt. Das übrigbleibende Quark bildet wiederum in seinem Color-Feld ein Quark-Antiquark-Paar, was zur Erzeugung eines weiteren Mesons mit  $x_2 = (E_2 + p_{2||})/W_1$  führt. Auf diese Weise werden kaskadenartig solange Mesonen erzeugt, wie noch genügend Energie zur Verfügung steht.

Bei jeder Stufe der Entwicklung der Jets wird die Größe  $x$  gemäß folgender Fragmentationsfunktion, die an experimentelle Daten angepaßt ist, gewürfelt:

$$f(x) dx = (1 - a + 3a(1 - x)^2) dx$$

Enthält das erzeugte Meson ein Charm-Quark, wird  $a = 0$  gesetzt, ansonsten hat der Parameter  $a$  den Wert 0.77.

Jedem Quark oder Antiquark eines erzeugten Paares wird ein Transversalimpuls gemäß einer Gaußverteilung

$$f(\vec{p}_\perp) d^2 p_\perp = \frac{1}{\pi\sigma^2} e^{-\frac{p_\perp^2}{\sigma^2}} d^2 p_\perp$$

mit  $\sigma = 350$  MeV zugeordnet. Es wird gefordert, daß sich die Transversalimpulse des Quarks und Antiquarks gegenseitig balancieren, d. h. ihre Summe 0 ist.

Aus dem Vakuum werden  $u\bar{u}$ -,  $d\bar{d}$ - und  $s\bar{s}$ -Paare im Verhältnis 2:2:1 erzeugt, aber keine  $c\bar{c}$ -Paare.

Pseudoskalare Mesonen und Vektormesonen werden mit der gleichen Häufigkeit generiert; es werden keine Baryonen erzeugt.

Befindet sich ein Meson in einem angeregten Zustand, wird ein Zerfall in stabile Teilchen gemäß den in (PAR80) angegebenen Zerfallsbreiten angenommen. Bei Mesonen mit Charm werden neben starken und elektromagnetischen Zerfällen auch schwache Zerfälle berücksichtigt.

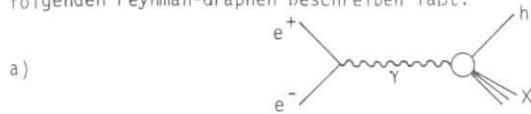
#### 5.7.2 3-Jet-Generator

Ereignisse aus dem 3-Gluon-Zerfall der Resonanzen werden nach dem "Lund-Modell" (SJO80) generiert. Die Erzeugung der Mesonen erfolgt entlang der Flußlinien ("Strings") im Feld zwischen den Color-Anticolor-Ladungen der drei Gluonen. Es wird das von Koller und Walsh angegebene Matrixelement für den 3-Gluon-Zerfall verwendet (KOL77).



### 5.7.3 Strahlungskorrekturen

In der vorliegenden Arbeit soll die Produktion inklusiver Hadronen in der Elektron-Positron-Wechselwirkung studiert werden, die sich durch folgenden Feynman-Graphen beschreiben läßt:



Neben diesem Grundgraphen tragen aber auch alle Graphen höherer Ordnung der Störungsrechnung zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei. Dabei fallen besonders diejenigen Prozesse ins Gewicht, bei denen das einlaufende Elektron oder Positron ein reelles Photon abstrahlt:



Um also den Beitrag des Graphen a) alleine zu erhalten, muß man die Meßwerte korrigieren.

Bevor erläutert wird, wie dies im einzelnen geschehen soll, werden zunächst die Konsequenzen aufgezeigt, die sich aus der Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand ergeben:

Nach der Photonemission ist die für die Elektron-Positron-Vernichtung zur Verfügung stehende effektive Schwerpunktsenergie geringer als die nominelle Schwerpunktsenergie (diese ist  $2 \times E$  Strahl).

Da im Energiebereich außerhalb von Resonanzen der hadronische Wirkungsquerschnitt näherungsweise einen  $1/s$ -Verlauf hat, d.h. mit abnehmender Schwerpunktsenergie zunimmt, mißt man dort einen Wirkungsquerschnitt, der größer ist, als es der nominellen Schwerpunktsenergie entspricht.

Deutlich sichtbar werden Strahlungseffekte oberhalb von schmalen Resonanzen, wie etwa der  $J/\psi$ - oder der  $\Upsilon$ -Resonanz: es genügt hier schon eine kleine abgestrahlte Photonenergie, um die effektive Schwerpunktsenergie in den Resonanzbereich zu rücken. Dadurch wird der gemessene Wirkungsquerschnitt oberhalb der Resonanz angehoben und die Resonanzkurve erscheint asymmetrisch und bekommt einen "Strahlungsschwanz".

Da sich nach der Abstrahlung eines Photons der Schwerpunkt des erzeugten Hadronensystems im Laborsystem bewegt, verändert sich die topologische Struktur des Ereignisses. Dies hat zur Folge, daß sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Ereignisses im Detektor ändert; diese wird im allgemeinen mit

zunehmender Energie des abgestrahlten Photons kleiner.

Im Rahmen dieser Arbeit muß ermittelt werden, um welchen Faktor die gemessenen inklusiven Hadronenspektren zu korrigieren sind.

Hierbei haben wir die begrenzte Akzeptanz der beiden Außenarme des DASP-Detektors sowie die angewandten Selektionsschnitte zu berücksichtigen.

Außerdem ist zu untersuchen, ob die Korrektur für verschiedene Impulsbereiche unterschiedlich groß ist, d.h. ob sich in Folge der Strahlungsprozesse die Form der Impulsspektren ändert.

Die Größe der anzuwendenden Korrektur wird abhängen

- vom Energiespektrum der abgestrahlten Photonen
- von deren Winkelverteilung
- vom Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnittes unterhalb der nominellen Schwerpunktsenergie
- von der Akzeptanz des Detektors
- vom Auswerteverfahren

Um all diese Abhängigkeiten möglichst vollständig zu erfassen, wird die Korrektur mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation ermittelt. Dazu wird sowohl der in Kap. 5.7.1 beschriebene 2-Jet-Ereignisgenerator als auch ein Detektorsimulationsprogramm verwendet (WES 81).

Das Verfahren soll im folgenden kurz beschrieben werden:

Bei der nominellen Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  wird für das einlaufende Elektron oder Positron ein abstrahlendes Photon erzeugt. Die Energie des Photons  $E_\gamma$  und dessen Richtung werden nach Verteilungsgesetzen gewürfelt, die von Berends und Kleiss angegeben wurden (BER 80, BER 80/1).

Abb. 5.3 zeigt die Verteilung der Größe  $K = E_\gamma/E_{\text{Strahl}}$ .

Nach Abstrahlung des Photons beträgt die Schwerpunktsenergie des  $e^+e^-$ -Systems  $\sqrt{s'}$ . Bei dieser effektiven Schwerpunktsenergie werden 2-Jet-Monte-Carlo-Ereignisse mit einer Häufigkeit erzeugt, die der Größe des angenommenen Wirkungsquerschnittes an der Stelle  $\sqrt{s'}$  proportional ist. Beim Verlauf dieses Wirkungsquerschnittes werden die Resonanzen  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ,  $J/\psi$  sowie die gemessenen Strukturen im Bereich zwischen 1 GeV und 4 GeV berücksichtigt.

Anschließend werden alle Impulsvektoren des erzeugten Ereignisses ins Laborsystem transformiert. Die Spuren werden durch den simulierten Detektor hindurch verfolgt, und es werden alle Auswahlkriterien, denen die echten

Daten unterworfen werden, auch auf diese Monte-Carlo-Ereignisse angewendet. Man bestimmt in verschiedenen Impulsintervallen die Anzahl der in die Außendetektorakzeptanz gelangenden Hadronspuren.

Eine entsprechende Anzahl ermittelt man außerdem für Monte-Carlo-Ereignisse, bei deren Erzeugung nur der Grundgraph a) berücksichtigt wurde.

Ein Vergleich der beiden Raten ergibt den in jedem Impulsintervall anzuwendenden Korrekturfaktor.

Das Ergebnis dieser Analyse bei  $\sqrt{s} = 9.4 \text{ GeV}$  lautet:

Der auf die inklusiven Spektren anzuwendende Strahlungskorrekturfaktor ist unabhängig vom Hadronimpuls. Um korrigierte Spektren zu erhalten, sind die gemessenen Spektren mit dem Faktor 0.96 zu multiplizieren.

Diese Korrektur ist allerdings nur für die Kontinuumsdaten unterhalb der  $T$ -Resonanz ausreichend.

Da nämlich beim beschriebenen Korrekturverfahren im angenommenen Verlauf des hadronischen Wirkungsquerschnittes die  $T$ -Resonanz selbst nicht berücksichtigt ist, müssen die oberhalb der Resonanz gemessenen Kontinuumsdaten noch eine weitere Korrektur erfahren:

Hier muß der zum gemessenen Wirkungsquerschnitt noch beitragende Teil aus dem "Strahlungsschwanz" der Resonanzkurve (s. Abb. 1.1) abgezogen werden. Man geht so vor, daß man von den oberhalb der Resonanz gemessenen Spektren mit einem Faktor  $G$  gewichtete Spektren aus dem direkten Zerfall der  $T$ -Resonanz (s. Kap. 7.2) abzieht. Den Gewichtungsfaktor bestimmt man auf folgende Weise unter Berücksichtigung des in Abb. 1.1 dargestellten Resonanzverlaufes: Man ermittelt zunächst auf der Resonanz und oberhalb in jedem Energiepunkt  $E_i$  den Wirkungsquerschnitt  $\Delta\sigma$ , der sich als Differenz des dort gemessenen Wirkungsquerschnittes zum Kontinuumswirkungsquerschnitt ergibt. Als Kontinuumswirkungsquerschnitt nimmt man den unterhalb der Resonanz gemessenen und berücksichtigt das  $1/s$ -Verhalten. Jeden so erhaltenen Wert  $\Delta\sigma(E_i)$  multipliziert man mit der an der Stelle  $E_i$  integrierten Luminosität  $L(E_i)$ . Der gesuchte Gewichtungsfaktor lautet dann

$$G = \frac{\sum_{\text{cont}} \Delta\sigma(E_i) \cdot L(E_i)}{\sum_{T} \Delta\sigma(E_i) \cdot L(E_i)}$$

Die Wirkungsquerschnitte der oberhalb der  $T$ -Resonanz gemessenen Spektren werden durch diese Korrektur um 2% verringert. Für die Daten oberhalb der  $T$ -Resonanz wird auf eine derartige Korrektur verzichtet.

#### 5.7.4 Extrapolation auf den vollen Raumwinkel

Der DASP-Außendetektor überdeckt nur einen begrenzten Raumwinkelbereich (s. Kap. 5.1). Für die Impulsspektren ist eine Extrapolation auf den vollen Raumwinkel notwendig. Hierbei geht die Winkelverteilung der Spuren entscheidend ein.

Diese Extrapolation erfolgt mit Hilfe einer Monte-Carlo-Analyse, indem die räumliche Verteilung der Spuren von 2-Jet- und 3-Jet-Ereignissen untersucht wird.

Zunächst muß geprüft werden, ob Meßergebnisse und Modellrechnungen innerhalb der DASP-Akzeptanz übereinstimmen. In Abb. 5.4 wird das gemessene Impulsspektrum von Pionen aus dem Kontinuum mit dem 2-Jet-Monte-Carlo-Spektrum verglichen. Es zeigt sich sehr gute Übereinstimmung in der Form der Spektren. Das gleiche gilt bei einem Vergleich der 3-Jet-Monte-Carlo-Spektren mit den Daten.

Aus der im Raumwinkelbereich des Außendetektors  $\Delta\omega$  registrierten Anzahl von Spuren  $N(\text{DASP})$  kann auf folgende Weise auf die Spurzahl im vollen Raumwinkel  $N(4\pi)$  geschlossen werden:

$$N(4\pi) = k \cdot \frac{4\pi}{\Delta\omega} \cdot N(\text{DASP}).$$

Mit Hilfe der 2-Jet-Monte-Carlo-Spuren ergibt sich:  $k = 1.06$ . Diese Zahl ist unabhängig vom Teilchenimpuls und bringt zum Ausdruck, daß außerhalb der DASP-Akzeptanz, d.h. bei kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse, pro Raumwinkelement relativ mehr Spuren auftreten als innerhalb der DASP-Akzeptanz. Dies wird durch die  $(1 + \cos^2\theta)$ -Verteilung der Jetachsen hervorgerufen.

Die Untersuchung der 3-Jet-Ereignisse führt zu  $k = 1$ ; die räumliche Verteilung der Spuren ist verträglich mit Isotropie.

Die Extrapolation auf den vollen Raumwinkel wird durchgeführt, indem man jeder akzeptierten Spur den Gewichtungsfaktor  $k \cdot 4\pi/\Delta\omega$  zuordnet.

5.8 Zusammenstellung der Korrekturen

Jeder einzelnen Hadronspur wird ein Gewichtungsfaktor GEW zugeordnet. Dieser besteht aus mehreren, zum Teil impulsabhängigen Korrekturfaktoren, die im folgenden zusammengestellt sind; es wird jeweils angegeben, in welchem Kapitel die Korrektur näher erläutert ist.

$$GEW = \prod k_i$$

- $k_1$  : berücksichtigt die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit im Außendetektor (Kap. 3.3)
- $k_2$  : berücksichtigt Kaon-Verluste durch den Massenschnitt im Impulsbereich zwischen 1.2 und 1.5 GeV/c (Kap. 3.6)
- $k_3$  : berücksichtigt die impulsabhängige geometrische Akzeptanz des Außendetektors (Kap. 5.1) und extrapoliert auf den vollen Raumwinkel (Kap. 5.7.4)
- $k_4$  : berücksichtigt den Zerfall von Pionen und Kaonen (Kap. 5.2)
- $k_5$  : berücksichtigt die Verluste von Hadronen, die den Reichweitezähler setzen (Kap. 5.3)
- $k_6$  : korrigiert auf Verluste durch Absorption der Teilchen im Detektormaterial (Kap. 5.5)
- $k_7$  : berücksichtigt das Ansprechverhalten der Triggerzähler und der nachfolgenden Elektronik (Kap. 5.6)
- $k_8$  : berücksichtigt Strahlungskorrekturen (Kap. 5.7.3)

5.9 Fehlerabschätzung

Der systematische Fehler dieser Messung setzt sich im wesentlichen zusammen aus den Fehlern in der Luminositätsmessung, der Akzeptanzbestimmung, der Strahlungskorrekturen, dem Fehler bei der Subtraktion des  $\tau$ -Beitrages sowie den Unsicherheiten, die sich bei der Vorselektion der Daten durch den Schnitt auf die totale Innenenergie ergeben. Außerdem sind die verschiedenen Korrekturfaktoren mit systematischen Fehlern behaftet.

Die Beiträge wurden wie folgt abgeschätzt:

- Luminositätsmessung 5%
- Akzeptanzbestimmung 4%
- Strahlungskorrekturen 5%

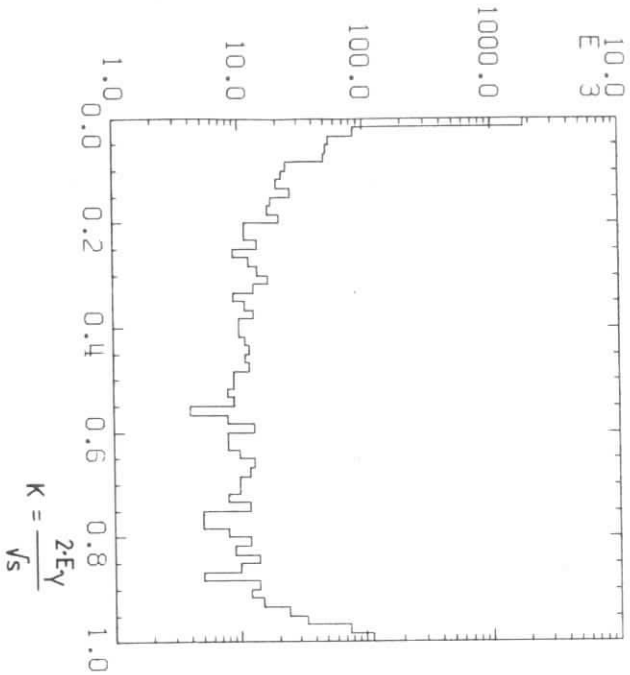


Abb. 5.3 : Für die Strahlungskorrekturen benutzte Energieverteilung abgestrahlter Photonen.

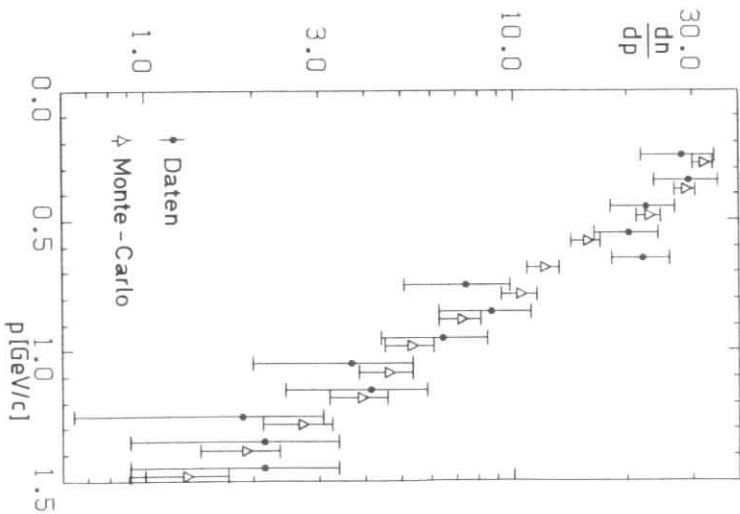


Abb. 5.4 : Vergleich: Gemessenes Impulsspektrum - Monte-Carlo-Spektrum für Pionen im Kontinuum.

- Subtraktion des  $\tau$ -Beitrags 3%
- Unsicherheiten durch Innen-energieschnitt 4%

Die systematischen Fehler der Korrekturfaktoren betragen insgesamt etwa 9%. Diese Beiträge bilden einen Gesamtfehler, der kleiner ist als 15%.

Bei den folgenden Darstellungen werden nur die statistischen Fehler angegeben.

### 6. Formalismus inklusiver Hadronproduktion

In diesem Abschnitt soll dargelegt werden, auf welche Weise man die inklusive Erzeugung von Hadronen in der  $e^+e^-$ -Wechselwirkung formal beschreiben und mit dem bei der tiefinelastischen Lepton-Hadron-Streuung beobachteten Skalenverhalten in Verbindung bringen kann. Dabei wird die Notation von Drell, Levy und Yan (DRE 69, DRE 70) verwendet.

Wir betrachten die Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow h + X \quad \text{mit } h = \text{Hadron}, X = \text{irgendetwas},$$

welche sich durch folgenden Graphen darstellen läßt:



Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Hadrons  $h$ , welches den Impuls  $p$  und die Energie  $E = \sqrt{p^2 + m_0^2}$  besitzt, unter einem Winkel  $\theta$  relativ zur Strahlachse kann in Anlehnung an analoge Beschreibungen für die Elektron-Nukleon-Streuung mit Hilfe zweier unabhängiger Struktur-funktionen ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \beta \cdot x \cdot \left\{ m\overline{W}_1 + \frac{1}{4} \beta^2 x v \overline{W}_2 \sin^2\theta \right\}$$

mit  $m =$  Masse des Hadrons

$\beta = |p|/E =$  Geschwindigkeit des Hadrons in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit

$x = E/E_{\text{Strahl}}, E_{\text{Strahl}} = \sqrt{s}/2$

$v = \frac{E}{m} \cdot \sqrt{s} =$  Energie des virtuellen Photons im Ruhesystem des Hadrons

$\alpha =$  Feinstrukturkonstante.

Eine Integration über die Winkel liefert:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \cdot \beta \cdot x \cdot \left\{ m\overline{W}_1 + \frac{1}{6} \beta x v \overline{W}_2 \right\}$$

Bei genügend hoher Teilchenenergie, d.h., wenn die Ruhemasse des Hadrons vernachlässigt werden kann und  $\beta \approx 1$  ist, kann man schreiben:

$$s \cdot \frac{d\sigma}{dx} \sim 4\pi\alpha^2 x \cdot \left\{ m\overline{W}_1 + \frac{1}{6} x v \overline{W}_2 \right\}$$

Im allgemeinen hängen die Struktur-funktionen von zwei Variablen ab, z.B.  $x$  und  $s$ . Falls Skalenverhalten gilt, sind  $\overline{W}_1$  und  $v\overline{W}_2$  Funktionen von  $x$  alleine und  $s \cdot d\sigma/dx$  ist unabhängig von der Schwerpunktsenergie:

$$s \cdot d\sigma/dx = \phi(x).$$

Die Prüfung des Skalenverhaltens kann also dadurch geschehen, daß man bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessene Spektren  $s \cdot d\sigma/dx$  miteinander vergleicht.

### 7. HERSTELLUNG INKLUSIVER HADRONSPEKTREN

#### 7.1 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

In diesem Abschnitt wird das Verfahren vorgestellt, nach dem aus den gemessenen Zählraten für inklusive Hadronen die zugehörigen Wirkungsquerschnitte ermittelt werden.

Die in einem Impulsintervall  $\Delta p$  gemessene Zählrate  $N$  läßt sich auf folgende Weise als Integral über den differentielle Wirkungsquerschnitt für

die inklusive Hadronproduktion

$$e^+e^- \rightarrow hX$$

darstellen:

$$N = \frac{L}{GEW} \cdot \int \frac{d\sigma}{dp} \Delta p$$

L bezeichnet die integrierte Luminosität, und GEW ist ein Gewichtungsfaktor, der alle in Kap. 5 beschriebenen Korrekturen berücksichtigt und auch die Extrapolation auf den vollen Raumwinkel einschließt (s. Kap. 5.7.4).

Wählt man die Impulsintervalle  $\Delta p$  hinreichend klein, läßt sich schreiben:

$$N = \frac{L}{GEW} \cdot \Delta p \cdot \frac{d\sigma}{dp}, \text{ d.h.}$$

$$\frac{d\sigma}{dp} = \frac{N \cdot GEW}{L} \cdot \frac{1}{\Delta p}$$

Bei der Auswertung wird jede akzeptierte Hadronspur mit dem Gewicht  $GEW/(L \cdot \Delta p)$  in das Impulsspektrum mit der Binbreite  $\Delta p$  eingetragen.

Es soll im folgenden eine lorentzinvariante Darstellung des Wirkungsquerschnittes angegeben werden:

Das Differential  $d^3p/E$  ist das Raumelement des lorentzinvarianten Phasenraums. Deshalb ist der Wirkungsquerschnitt  $E \cdot d^3\sigma/dp^3$  lorentzinvariant.

Durch Umrechnung erhält man für eine isotrope Verteilung

$$\begin{aligned} E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} &= E \cdot \frac{d^3\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{E}{4\pi p^2} \cdot \frac{d\sigma}{dp} \\ &= \frac{E}{4\pi p^2} \cdot \frac{N \cdot GEW}{L} \cdot \frac{1}{\Delta p} \end{aligned}$$

Will man den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt nicht gegen den Impuls, sondern gegen die Energie auftragen, so kann man wegen  $EdE = p dp$  schreiben:

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{4\pi p} \cdot \frac{N \cdot GEW}{L} \cdot \frac{1}{\Delta E}$$

## 7.2 Spektren für direkte Resonanzzerfälle

Im Energiebereich der Resonanzen tragen drei verschiedene Anteile zum gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{on}^h$  bei:

- Ein Kontinuumsbeitrag  $\sigma_{off}^h$ , der den Untergrund zur Resonanzüberhöhung darstellt,
- ein Beitrag aus dem Resonanzzerfall über den Zwischenzustand eines virtuellen Photons mit anschließender Produktion eines Quark-Antiquark-Paares (Vakuumpolarisation)  $\sigma_{vp}^h$ ,
- der direkte Zerfall der Resonanz in Hadronen  $\sigma_{dir}^h$ .

In Abb. 7.1 sind diese drei Beiträge schematisch dargestellt.

Bei Vernachlässigung von Interferenzeffekten haben Ereignisse aus dem zweiten Beitrag die gleichen Eigenschaften wie solche aus dem Kontinuum.

$$\text{Es gilt: } \sigma_{dir}^h = \sigma_{on}^h - \sigma_{off}^h - \sigma_{vp}^h$$

Der Kontinuumsanteil ist direkt durch den Wirkungsquerschnitt außerhalb des Resonanzbereiches gegeben. Den Wert  $\sigma_{vp}^h$  kann man ermitteln, wenn man die im Resonanzbereich und im Kontinuum gemessenen Raten für  $\mu$ -Paar-Ereignisse benutzt:

$$\sigma_{vp}^h = \frac{\sigma_{on}^{\mu\mu} - \sigma_{off}^{\mu\mu}}{\sigma_{off}^{\mu\mu}} \cdot \sigma_{off}^h$$

Insgesamt ist damit

$$\sigma_{dir}^h = \sigma_{on}^h - \sigma_{off}^h \cdot \frac{\sigma_{on}^{\mu\mu}}{\sigma_{off}^{\mu\mu}}$$

Differentielle Verteilungen  $d\sigma/dy$  für direkte Zerfälle, z.B. Impulsspektren, erhält man mit Hilfe der auf der Resonanz und im benachbarten Kontinuum gemessenen Verteilungen, indem man in jedem Intervall  $dy$  subtrahiert:

$$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{dir}^h = \left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{on}^h - \frac{\sigma_{on}^{\mu\mu}}{\sigma_{off}^{\mu\mu}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dy}\right)_{off}^h$$

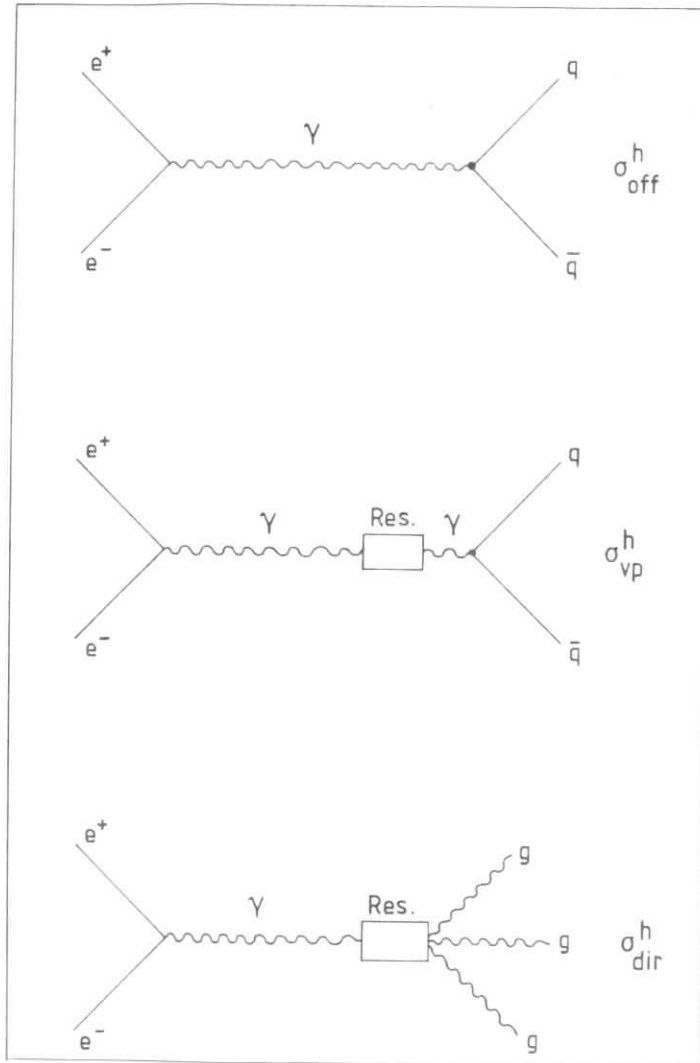


Abb. 7.1 : Die drei Beiträge zum gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitt im Resonanzbereich.

Das Verhältnis der  $\mu$ -Paar-Wirkungsquerschnitte wurde von H. Hasemann mit dem Innen- und Außendetektor ermittelt (HAS 81).

Für die  $T$ -Resonanz ergab sich:

$$\frac{\sigma_{on}^{\mu\mu}}{\sigma_{off}^{\mu\mu}} = 1.35 \pm .15.$$

Der entsprechende Wert für die  $T'$ -Resonanz lautet  $.98 \pm .13$ , ist also mit 1 verträglich.

## 8. DIE RESULTATE

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit dargestellt und diskutiert.

Zunächst sollen die inklusiven Impuls- und Energiespektren geladener Hadronen behandelt werden. Die im Kontinuum und auf den Resonanzen  $T$  und  $T'$  gemessenen Spektren werden miteinander verglichen. Außerdem werden Kontinuums- und Resonanzdaten den Resultaten anderer Experimente gegenübergestellt.

Mit Hilfe der Spektren wird anschließend die mittlere Multiplizität und die mittlere Energie geladener Hadronen pro Ereignis berechnet.

Es folgt eine Untersuchung über die relative Häufigkeit von Pionen, Kaonen und Antiprotonen sowie der topologischen Struktur von Ereignissen in den drei Energiebereichen.

Zum Abschluß wird versucht, durch einen Vergleich der Daten mit theoretischen Vorhersagen eine Aussage über die Existenz des Dreigluonvertex der Quantenchromodynamik zu erhalten.

## 8.1 Die Hadronspektren

### 8.1.1 Impulsspektren

Die Abbildungen 8.1a bis 8.1c zeigen die im nichtresonanten Kontinuum sowie auf den Resonanzen  $T$  und  $T'$  gemessenen Impulsspektren  $1/\sigma_{had} \cdot d\sigma/dp$  für die Summe aus positiven und negativen Pionen und Kaonen sowie der doppelten Antiprotonrate.

Im Kontinuum wurde für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{had}$  der mit dem Innendetektor gemessene Wert  $R = \sigma_{had}/\sigma_{\mu\mu} = 3.59 \pm 2$  verwendet (SCH80).

Für die Resonanzen  $T$  und  $T'$  wurde der totale hadronische Wirkungsquerschnitt ermittelt, indem man aus den mit dem Innendetektor gemessenen und korrigierten Resonanzkurven (s. Abb. 1.1) die Überhöhung über dem Kontinuum bestimmt und den Anteil der Vakuumpolarisation (s. Kap. 7.2) abgezogen hat. Der für jeden Energiepunkt im Resonanzbereich erhaltene Wert wurde mit der zugehörigen bei der Außendetektoranalyse verwendeten integrierten Luminosität bewichtet. Als Mittelwerte ergaben sich:

$$\sigma_{tot}^T = (9.6 \pm 4.8) \text{ nb}; \quad \sigma_{tot}^{T'} = (2.99 \pm 1.5) \text{ nb} .$$

Die Impulsspektren für die Resonanzen beziehen sich auf direkte Zerfälle.

Bei kleinen Impulsen liegen keine Daten vor, weil hier Teilchen wegen der begrenzten Magnetakzeptanz bzw. durch Zerfall oder Absorption verlorengehen. Die Unterscheidung von Pionen und Kaonen ist bis zu einem Impuls von 1.5 GeV/c, eine Unterscheidung von Kaonen und Antiprotonen bis 2.6 GeV/c möglich.

Ab etwa 0.5 GeV/c liegen die Wirkungsquerschnitte für alle drei Hadronarten in der halblogarithmischen Darstellung näherungsweise auf Geraden, d. h. die Spektren fallen exponentiell ab. Diese Abnahme ist allerdings für Pionen, Kaonen und Antiprotonen unterschiedlich stark, so daß sich mit dem Impuls der Anteil der einzelnen Hadronarten an der Gesamtzahl der Hadronen ändert. Diese Erscheinung wird in Abschnitt 8.4 näher untersucht.

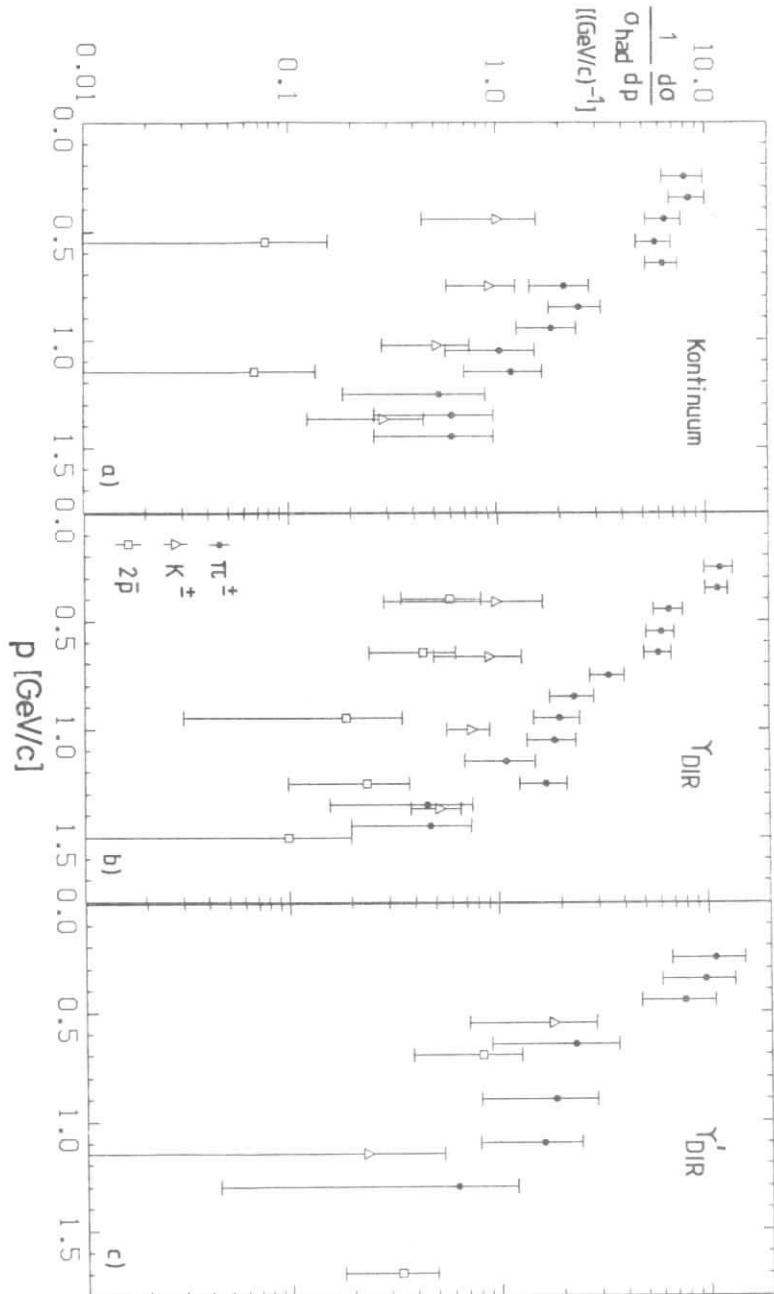


Abb. 8.1 : Differentielles Impulsspektrum geladener Hadronen aus den drei Energiebereichen.

In der folgenden Tabelle 4 sind die für die drei Energiebereiche errechneten mittleren Impulse angegeben. Die Zahlen beziehen sich für Pionen auf das Impulsintervall  $0.2 < p < 1.5$  GeV/c, für Kaonen auf das Intervall  $0.3 < p < 1.5$  GeV/c und für Antiprotonen auf das Intervall  $0.3 < p < 2.6$  GeV/c.

Tabelle 4: Mittlere Impulse MeV/c

	Kont	$T_{DIR}$	$T'_{DIR}$
$\pi^+ + \pi^-$	$560 \pm 60$	$547 \pm 45$	$442 \pm 121$
$K^+ + K^-$	$760 \pm 360$	$756 \pm 260$	$620 \pm 480$
$2 \bar{p}$	$830 \pm 830$	$740 \pm 220$	$1080 \pm 600$

Im Rahmen der statistischen Fehler zeigen die für jede Teilchenart errechneten Mittelwerte keine signifikanten Unterschiede in den drei Energiebereichen.

Für Pionen und Kaonen zeichnet sich allerdings die Tendenz ab, daß die mittleren Impulse auf den Resonanzen geringer sind als im Kontinuum und auf der  $T'$ -Resonanz wiederum geringer als auf dem  $T$ .

### 8.1.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion der SkalenvARIABLEN x

Für die gleichen Daten ist in den Abbildungen 8.2a bis 8.2c der Wirkungsquerschnitt  $1/\sigma_{had} \cdot s/\beta \cdot d\sigma/dx$  gegen x aufgetragen. Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie,  $\beta$  ist die Geschwindigkeit der Teilchen in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit und  $x = 2E/\sqrt{s}$  ist die SkalenvARIABLE (s. Kap. 6) mit  $E = \sqrt{p^2 + m_0^2}$  = Teilchenenergie ( $p$  = Impuls,  $m_0$  = Ruhemasse). Eine Unterscheidung von Pionen und Kaonen ist in dieser Darstellung etwa bis  $x = .35$  möglich.

Die Spektren zeigen in allen drei Energiebereichen qualitativ das gleiche Verhalten: sie fallen nahezu exponentiell ab und liegen für Pionen, Kaonen und Antiprotonen dicht beieinander.



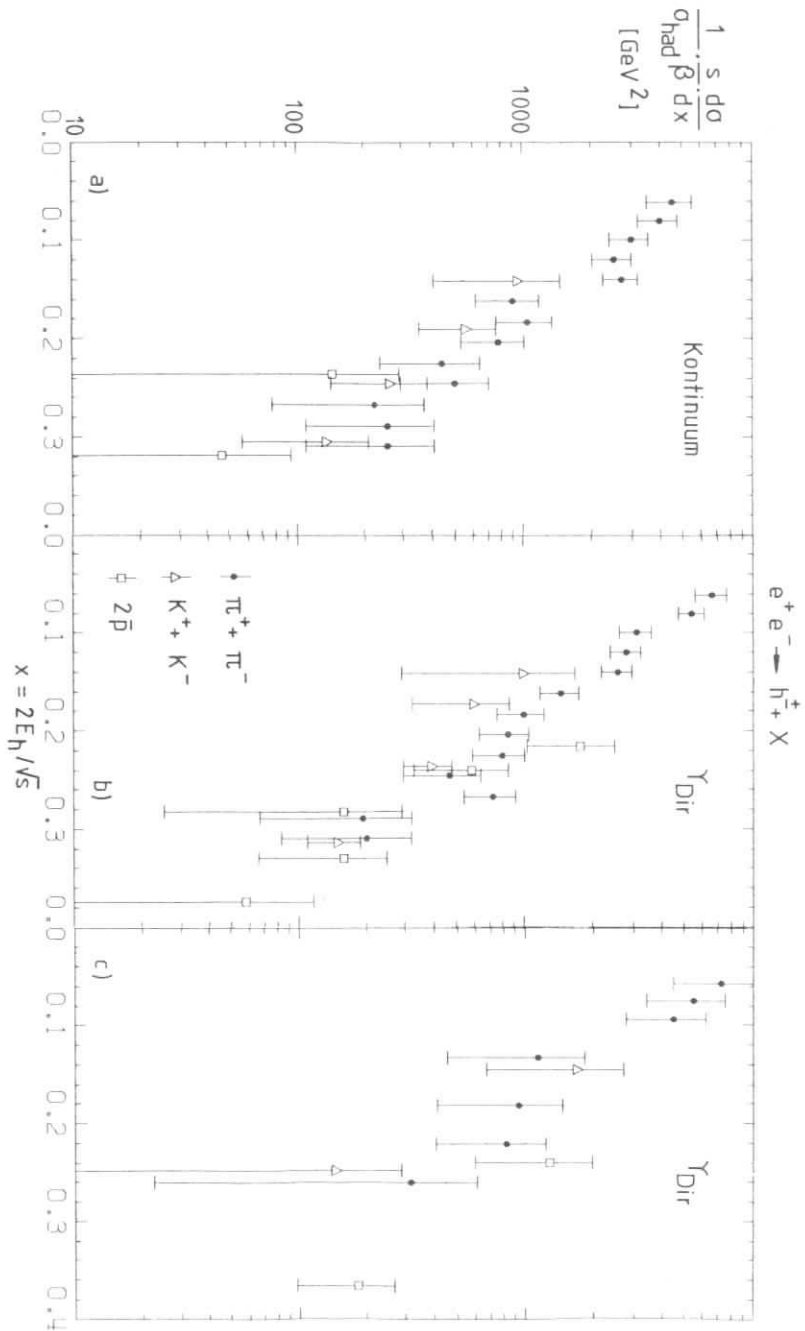


Abb. 8.2 : Differentieller Wirkungsquerschnitt geladener Hadronen als Funktion der SkalenvARIABLEN  $x$ .

Bevor die Spektren aus dem Kontinuum und dem Zerfall der Resonanzen direkt miteinander verglichen werden, sollen sie zunächst getrennt den Resultaten anderer Experimente gegenübergestellt werden.

#### 8.1.2.1 Vergleich der Kontinuumsdaten mit den Daten anderer Experimente

In Abb. 8.3 ist der in dieser Arbeit ermittelte Wirkungsquerschnitt  $s/\beta \cdot d\sigma/dx$  für Pionen aus dem Kontinuum gemeinsam mit den von DASP bei 3.6 und 5.2 GeV (FRI78) sowie von JADE bei 30 GeV (PAN80) und von TASSO bei 12 und 30 GeV (PAN80) gemessenen Spektren dargestellt. Oberhalb von  $x = 0.2$  stimmen die Wirkungsquerschnitte für alle Schwerpunktsenergien innerhalb eines Faktors 2 überein. Die 5.2-GeV-Daten zeigen bereits ab  $x = 0.1$  näherungsweise Übereinstimmung mit den Werten bei höheren Schwerpunktsenergien, liegen allerdings bei großen  $x$  systematisch oberhalb der übrigen Daten. Die Ergebnisse dieses Experiments stimmen bereits ab  $x = 0.05$  innerhalb eines Faktors 1.5 mit den von TASSO und JADE gemessenen Wirkungsquerschnitten überein. Je höher die Schwerpunktsenergie ist, desto größer ist damit auch der  $x$ -Bereich, innerhalb dessen das Skalverhalten näherungsweise erfüllt ist.

Ein Vergleich der entsprechenden Kaon- und Antiprotonenspektren dieser Arbeit mit den Ergebnissen von TASSO bei 12 GeV (PAN80, W0080) und 30 GeV (PAN80) wird in den Abbildungen 8.4a und 8.4b angestellt. Innerhalb der kleinen Überlappungsbereiche der Spektren in  $x$  ist auch hier die Übereinstimmung gut.

Man kann auf die Unterscheidung der Hadronen verzichten und an Stelle der bisher benutzten SkalenvARIABLEN  $x = x_E = 2E/\sqrt{s}$  die Größe  $x_p = 2p/\sqrt{s}$  verwenden. Diese Spektren erstrecken sich über einen größeren  $x$ -Bereich als durch die Teilchentrennung vorgegeben. Bei großen Impulsen, wo die Ruhemasse der Teilchen keine Rolle mehr spielt, ist der Unterschied zwischen  $x_p$  und  $x_E$  vernachlässigbar.

In Abb. 8.5 ist für die hier ausgewerteten Hadronendaten im Kontinuum der Wirkungsquerschnitt  $s \cdot d\sigma/dx_p$  als Funktion von  $x_p$  dargestellt. Außerdem sind die Ergebnisse von DASP bei 5 GeV (BRA79), der SLAC-LBL-Gruppe bei 7.4 GeV (HAN76) sowie der TASSO-Kollaboration bei 3 Energieintervallen

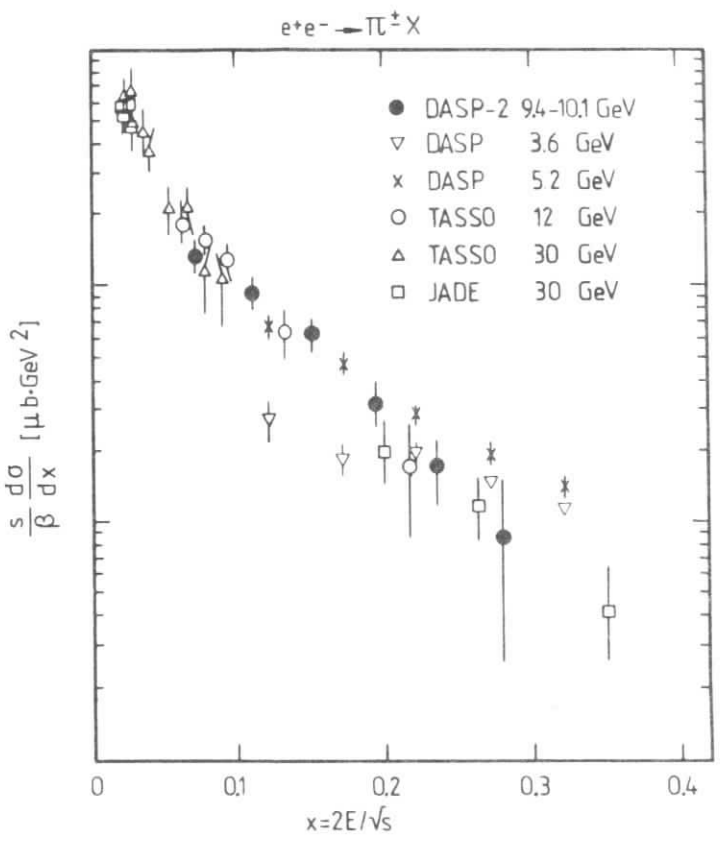


Abb. 8.3 : Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $s/\beta \cdot d\sigma/dx$  für Pionen aus dem Kontinuum mit den Daten von DASP, JADE und TASSO.

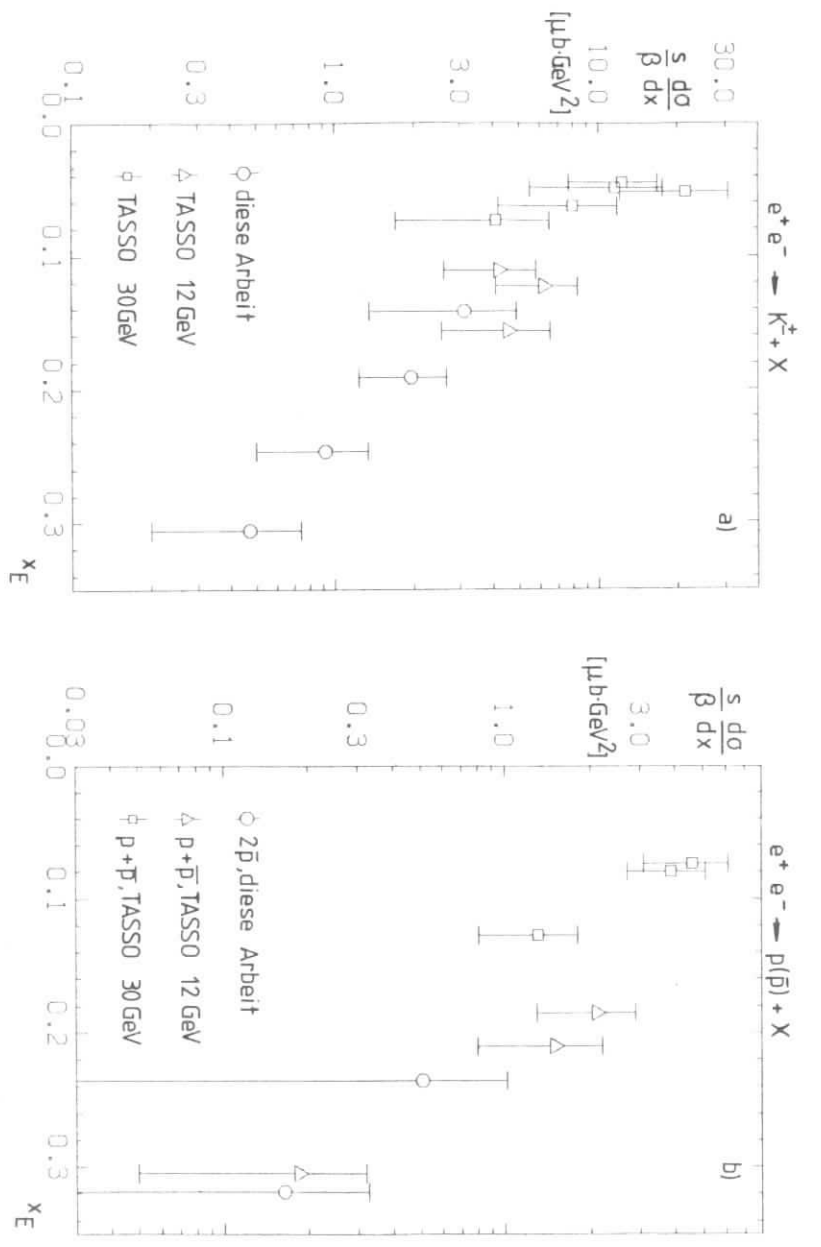


Abb. 8.4 : Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $s/\beta \cdot d\sigma/dx$  für Kaonen (a) und Antiprotonen (b) aus dem Kontinuum mit den Ergebnissen von TASSO.

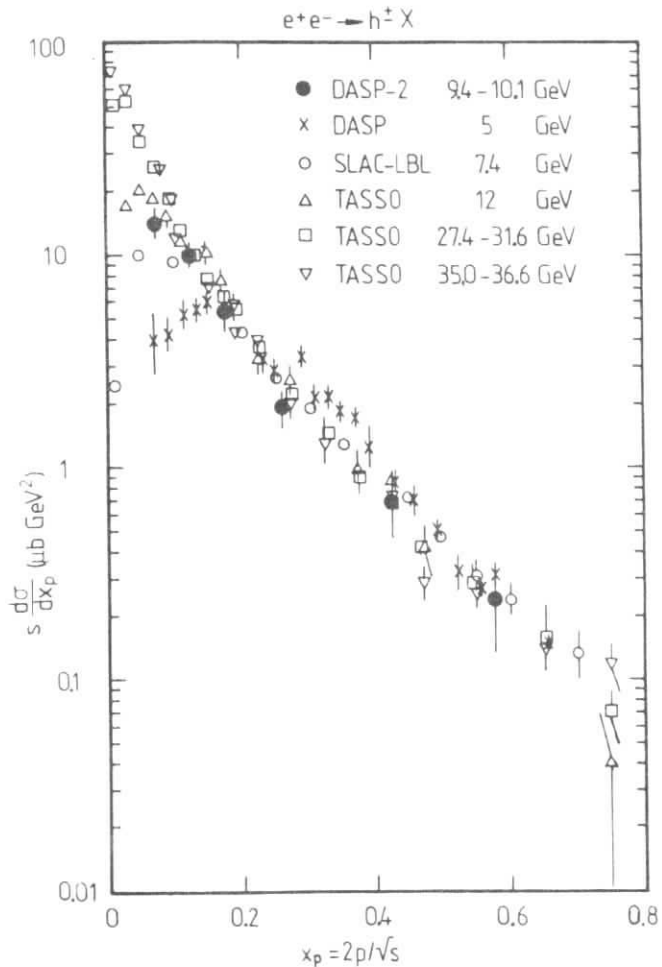


Abb. 8.5 : Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $s \cdot d\sigma/dx_p$  für geladene Hadronen aus dem Kontinuum mit den Ergebnissen von DASP, SLAC-LBL und TASSO.

zwischen 12 GeV und 36.6 GeV (PAN80) eingetragen. Der Wirkungsquerschnitt skaliert innerhalb von etwa 30 % für  $x_p > 0.2$ , d. h. Skaleninvarianz gilt hier mit dieser Genauigkeit. Für kleinere  $x_p$ -Werte zeigt sich ein sehr starker Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Die Daten dieser Arbeit, welche im Energiebereich von 9.4 GeV bis 10.1 GeV gesammelt wurden, fügen sich im Bereich kleiner  $x_p$ -Werte zwischen die bei 7.4 GeV und 12 GeV gemessenen Wirkungsquerschnitte von SLAC-LBL und TASSO ein.

Das Integral über den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $s \cdot d\sigma/dx$  ist verknüpft mit der mittleren geladenen Multiplizität pro Ereignis  $\langle n_{ch} \rangle$  sowie dem Verhältnis R des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{had}$  zum Myon-Paar-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\mu\mu}$ :

$$\int_0^1 s \frac{d\sigma}{dx} dx \sim \langle n_{ch} \rangle \cdot R, \quad \text{mit } R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_{\mu\mu}}$$

Da die Spektren nur im Bereich kleiner  $x_p$ -Werte von der Schwerpunktsenergie abhängen, ist die Zunahme der geladenen Multiplizität (BAC79) mit wachsender Schwerpunktsenergie im wesentlichen auf Teilchen mit kleinem  $x$  zurückzuführen.

Das beobachtete näherungsweise erfüllte Skalerverhalten bei großen  $x$  wird im Quarkfragmentationsmodell erwartet (FIE78): Bei großen Hadronenenergien (vernachlässigbarer Ruhemasse) ist die Anzahl von Hadronen  $h$ , die aus der Fragmentation eines Quarks  $q_i$  hervorgehen und den relativen Energieanteil  $x$  tragen, gegeben durch die Quarkfragmentationsfunktion  $D_{q_i}^h(x)$  und unabhängig von  $s$ . Dies führt zu:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx} (e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow h) &= \sigma_{q\bar{q}} \cdot D_{q_i}^h(x) \cdot 2 \\ &= \frac{8\pi\alpha^2}{s} \cdot Q_i^2 \cdot D_{q_i}^h(x) \end{aligned}$$

Dabei ist  $Q_i$  die Ladung des Quarks  $q_i$ .

### 8.1.2.2 Vergleich der Resonanzdaten mit den Cornell-Ergebnissen

Die bei dieser Auswertung erhaltenen Impulsspektren geladener Hadronen aus dem direkten Zerfall der Resonanzen  $T$  und  $T'$  sollen nun mit den Ergebnissen eines anderen Experiments verglichen werden.

Zur Zeit sind nur Daten des CLEO-Detektors veröffentlicht (TH080), die am Speicherring CESR in Cornell gesammelt wurden; dabei liegt allerdings keine Unterscheidung der Hadronen vor.

In Abb. 8.6 sind auf gleiche Fläche normierte Impulsspektren  $1/N \cdot dn/dx$  der beiden Experimente für beide Resonanzen gegen die Variable  $x = |p_{had}|/E_{beam}$  aufgetragen. Dabei wurde der nicht resonante Untergrund abgezogen. Die DASP-2- und CLEO-Daten stimmen im gemeinsam überdeckten  $x$ -Bereich von 0.05 bis 0.35 innerhalb der Fehler überein; die Spektren beider Resonanzen haben in diesem Bereich die gleiche Form. Auch bei dem kleinsten in diesem Experiment erfaßten  $x$ -Intervall zeigen das  $T$ - und das  $T'$ -Spektrum im Rahmen der Fehler keinen signifikanten Unterschied. Von CLEO liegen Daten bei noch kleineren  $x$ -Werten vor, und es wird eine deutliche Überhöhung des  $T'$ -Spektrums sichtbar. Diese Überhöhung wird interpretiert durch niederenergetische Pionen aus dem Kaskadenzerfall  $T' \rightarrow \pi^+ \pi^- T$ . Mit Hilfe einer Anpassung an das  $T'$ -Spektrum ermittelte die CLEO-Gruppe ein Verzweigungsverhältnis von  $(21.6 \pm 3.5) \%$  (TH080).

Aus den hier ermittelten Spektren kann wegen der sehr viel größeren statistischen Fehler kein Verzweigungsverhältnis hergeleitet werden.

### 8.1.2.3 Vergleich der DASP-2-Daten aus den drei Energiebereichen

Es werden im folgenden die in diesem Experiment gemessenen Spektren  $1/\sigma_{had} \cdot s/\beta \cdot d\sigma/dx$  aus allen drei Energiebereichen miteinander verglichen.

In Abb. 8.7a bis 8.7c sind die Ergebnisse aus dem Kontinuum sowie den Zerfällen der Resonanzen  $T$  und  $T'$  getrennt für Pionen, Kaonen und die doppelte Antiprotonzahl dargestellt. Der allgemeine Verlauf der Spektren ist für alle Teilchenarten und Energiebereiche ähnlich: die Spektren fallen bei den in diese Messung zugänglichen  $x$ -Intervallen nahezu exponentiell ab.

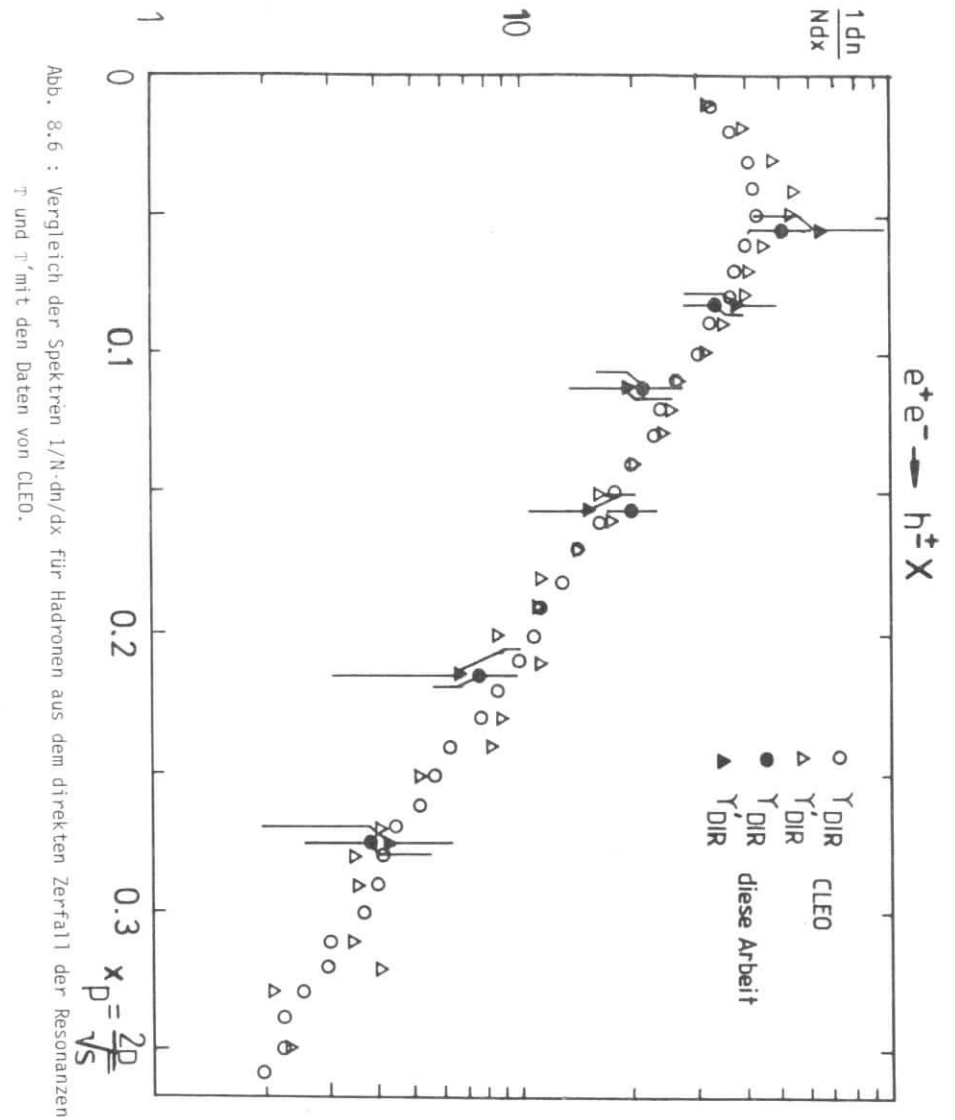


Abb. 8.6 : Vergleich der Spektren  $1/N \cdot dn/dx$  für Hadronen aus dem direkten Zerfall der Resonanzen  $T$  und  $T'$  mit den Daten von CLEO.

An alle Spektren wurden Exponentialfunktionen der Form

$$\frac{1}{B} \cdot \frac{d\sigma}{dx} = f(x) \sim e^{-Bx}$$

angepaßt. In Tabelle 5 sind die Ergebnisse für den Parameter B zusammengestellt.

Tabelle 5: Parameter B der Spektren  $\frac{1}{E} \cdot \frac{d\sigma}{dx} \sim e^{-Bx}$

	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$2 \bar{p}$
Kontinuum	$12.91 \pm 1.26$	$12.18 \pm 4.45$	$13.62 \pm 17$
$T_{DIR}^+$	$12.98 \pm 0.9$	$10.69 \pm 2.94$	$20.8 \pm 4.9$
$T_{DIR}^-$	$14.01 \pm 1.9^*$		
$T_{DIR}^+$	$14.76 \pm 2.87$	$24.1 \pm 11.44$	$15.5 \pm 5.6$

\*  $x < .18$

Die normierten Pion- und Kaonspektren aus den drei Energiebereichen liegen dicht beieinander. Dagegen zeigt Abb. 8.7c, daß die Antiprotonenspektren aus den Resonanzzerfällen systematisch über den Daten aus dem Kontinuum liegen.

### 8.1.3 Lorentzinvariante Wirkungsquerschnitte

Der in den drei betrachteten Energiebereichen gemessene lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt  $1/\sigma_{had} \cdot E \cdot d^3\sigma/dp^3 = 1/\sigma_{had} \cdot E/(4\pi p^2) \cdot d\sigma/dp$  (vgl. Kap. 7.1) ist in den Abbildungen 8.8a bis 8.8c als Funktion der Teilchenenergie dargestellt. Die Spektren lassen sich wiederum durch Exponentialfunktionen beschreiben:

$$f(E) \sim e^{-BE}$$

Die mit Hilfe einer Ausgleichsrechnung gewonnenen Werte für die Parameter B sind in der folgenden Tabelle 6 zusammengestellt.

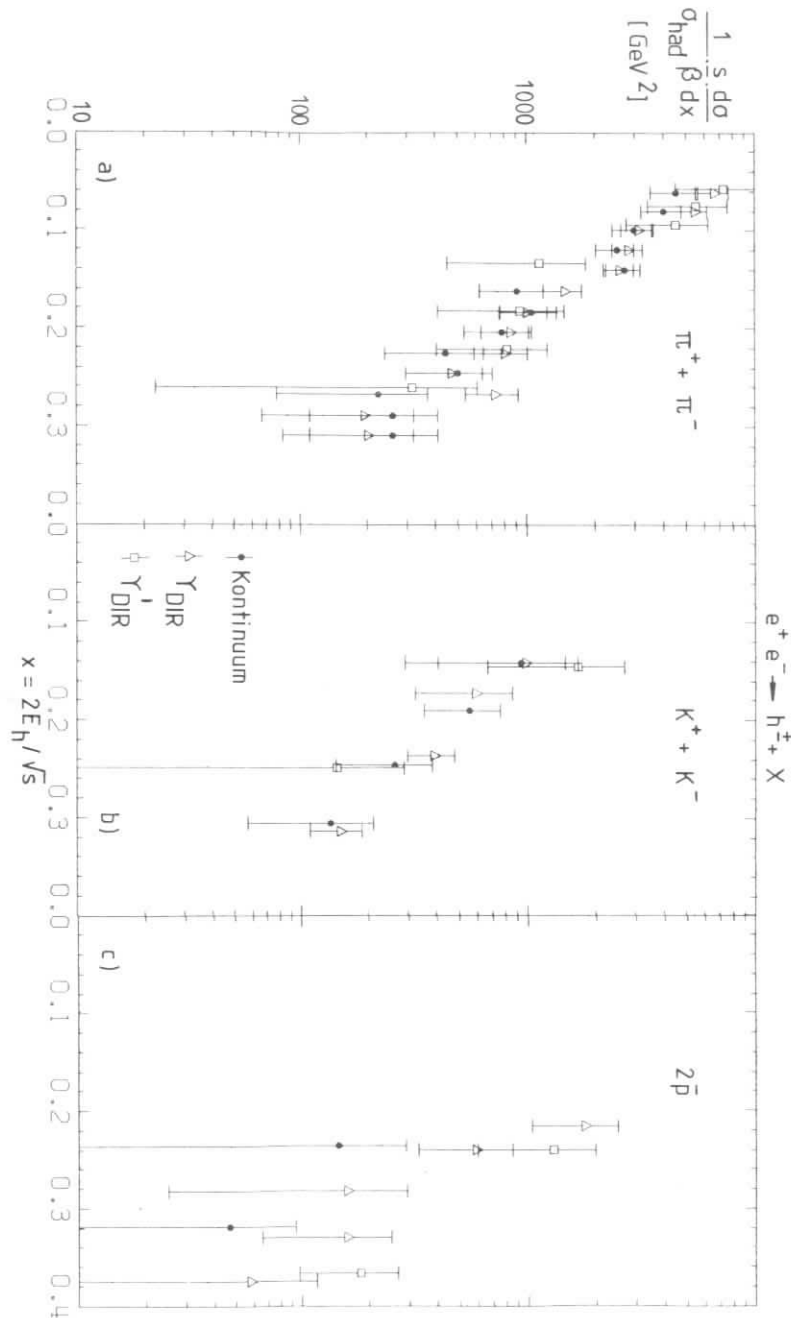


Abb. 8.7 : Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Skalenvariablen  $x$  für Pionen (a), Kaonen (b) und Antiprotonen (c) aus den drei Energiebereichen.

Tabelle 6: Parameter B der Spektren  $E/(4\pi p^2) \cdot d\sigma/dp \sim e^{-BE}$

	$\pi^+ + \pi^-$	$K^+ + K^-$	$2 \bar{p}$
Kontinuum	$4.40 \pm .30$	$3.6 \pm .95$	$3.64 \pm 3.63$
$\Upsilon_{DIR}$	$4.51 \pm .14$ $4.89 \pm .2^*$	$3.04 \pm .62$	$5.1 \pm .96$
$\Upsilon'_{DIR}$	$4.5 \pm .6$	$6.14 \pm 2.32$	$2.83 \pm .74$

\*  $E < 1 \text{ GeV}$

Es wird zunächst auf die Kontinuumspektren näher eingegangen; anschließend werden die Spektren der drei Energiebereiche miteinander verglichen.

Die im Kontinuum gemessenen lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte lassen sich für alle drei Teilchenarten näherungsweise durch die gleiche Gerade beschreiben. Dies bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen von der Energie der Teilchen und weniger von der speziellen Teilchenart abhängig ist.

Die Gleichheit der Steigungen der Pion-, Kaon- und Antiprotonspektren wird im statistischen Modell vorhergesagt (ENG73, GOR77). Hierbei geht man davon aus, daß sich die bei der Elektron-Positron-Vernichtung zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie in einem "Feuerball" hadronischer Materie manifestiert. Die bei der "Verdampfung" des Feuerballs freiwerdenden Hadronen besitzen eine exponentielle Energieverteilung:

$$f(E) = \text{const} \cdot e^{-E/kT}$$

Die Temperatur des Feuerballs ist dabei konstant, seine Masse ist abhängig von der Schwerpunktsenergie.

Aus der Steigung des Pion-Spektrums im Kontinuum ergibt sich eine hadronische Temperatur des Feuerballs von  $(227 \pm 15) \text{ MeV}$ . Das Kaon-Spektrum liefert  $(277^{+100}_{-57}) \text{ MeV}$ .

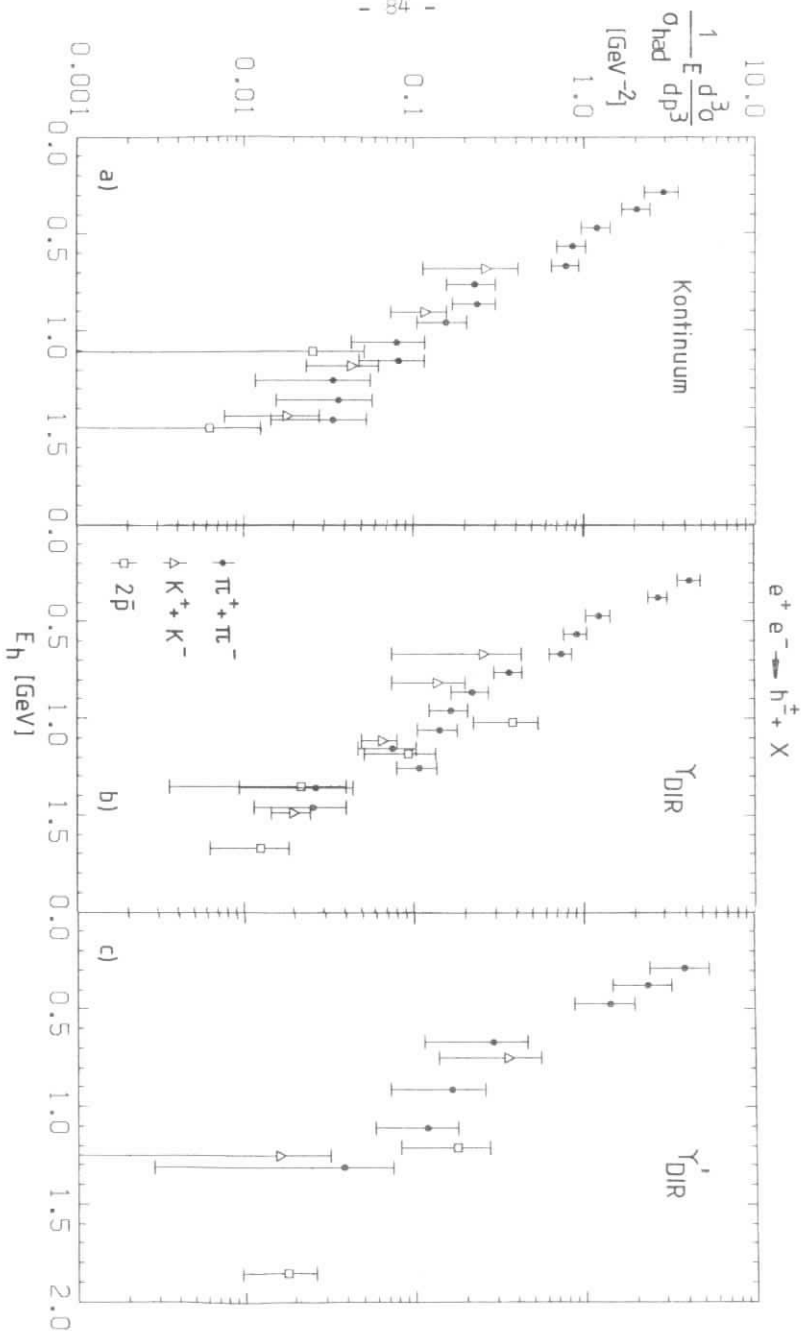


Abb. 8.8 : Die lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte als Funktion der Hadronenergie.

In den Abbildungen 8.9a und 8.9b werden die Steigungen der in diesem Experiment gemessenen lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen und Kaonen verglichen mit den von DASP zwischen 3.98 GeV und 4.9 GeV (FRI78) sowie den von TASSO bei 12 GeV und 30 GeV (PAN80, W0080) erhaltenen Ergebnissen. Es werden außerdem Meßwerte bei 7.6 GeV Schwerpunktsenergie angegeben; dabei handelt es sich um bisher unveröffentlichte Daten, die von der DASP-2-Kollaboration von Ende 1977 bis Anfang 1978 genommen wurden und die im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls teilweise ausgewertet worden sind.

Im gesamten Energiebereich zeigen die Steigungen der Spektren getrennt für beide Teilchenarten keine signifikanten Unterschiede und sind mit einem leichten Abfall bei zunehmender Schwerpunktsenergie verträglich.

Falls das Skalenverhalten (s. Kap. 6) streng erfüllt ist, erwartet man eine Abnahme der Steigungen proportional zu  $1/\sqrt{s}$ . Es gilt nämlich

$$\frac{E}{4\pi^2} \cdot \frac{d\sigma}{dp} \sim \frac{1}{sx} \cdot \frac{d\sigma}{dx} \sim e^{-BE}$$

und damit

$$s \cdot \frac{d\sigma}{dx} \sim s^2 \cdot x \cdot e^{-BE} = s^2 \cdot x \cdot e^{-B \cdot \sqrt{s}/2 \cdot x}$$

Ist  $s \cdot d\sigma/dx$  für alle  $x$  unabhängig von der Schwerpunktsenergie, muß das auch für  $B \cdot \sqrt{s}/2$  gelten, d. h.  $B \sim 1/\sqrt{s}$ .

Die in Abb. 8.9 gezeigten Meßwerte fallen schwächer als mit  $1/\sqrt{s}$  ab.

Die Abbildungen 8.10a bis 8.10c zeigen die lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma \cdot E/(4\pi^2) \cdot d\sigma/dp$  aus den drei in diesem Experiment betrachteten Energiebereichen (Kontinuum,  $T_{DIR}$ ,  $T'_{DIR}$ ) getrennt für Pionen, Kaonen und Antiprotonen.

Die Steigungen der Pion-Spektren aus allen drei Bereichen sind innerhalb der Fehler gleich. Betrachtet man aber beim  $T$ -Spektrum nur die Meßpunkte unterhalb von 1 GeV Teilchenenergie, so ergibt die Anpassung einer Expo-

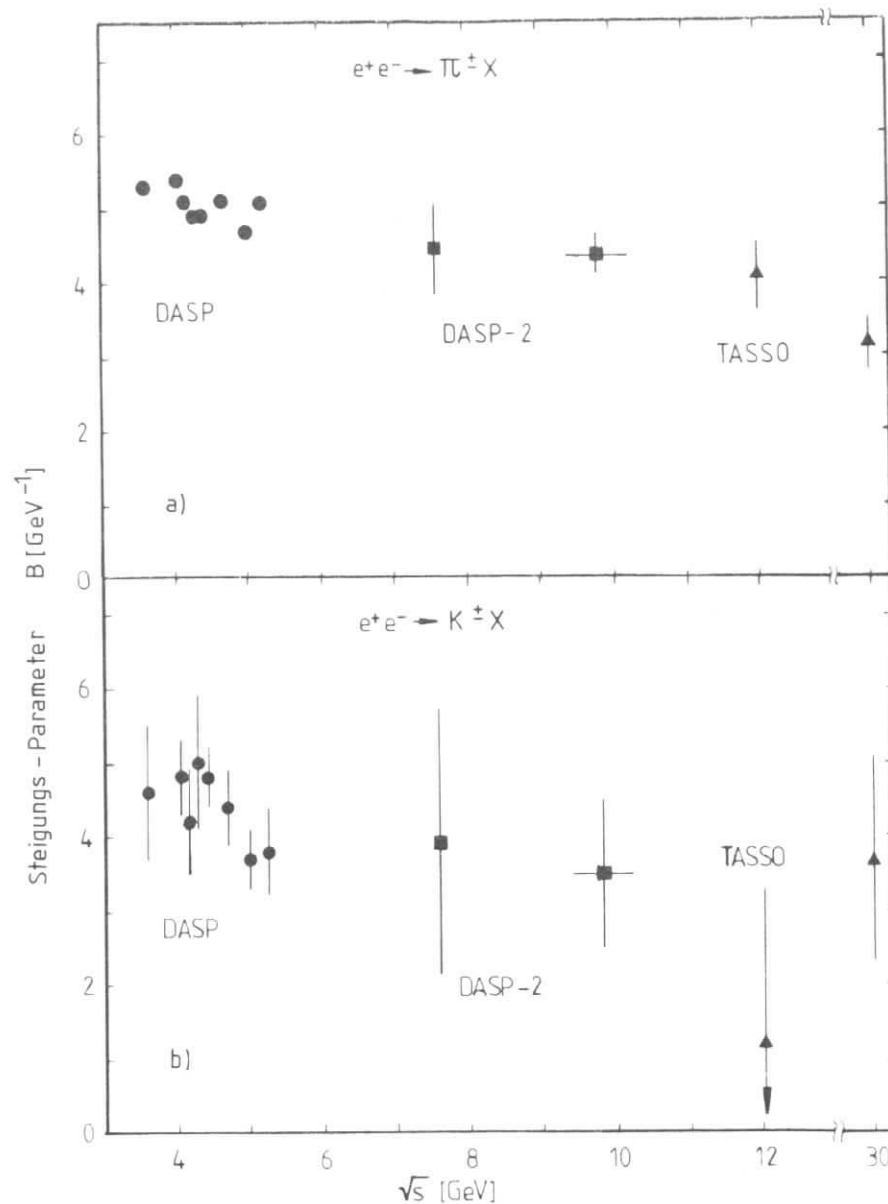


Abb. 8.9 : Vergleich der Steigungen der lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen (a) und Kaonen (b) aus dem Kontinuum mit den Werten von DASP und TASSO.

ponentialfunktion eine größere Steigung als beim Pion-Spektrum aus dem Kontinuum (vgl. Tabelle 6).

Während die Pion- und Kaonspektren aus den drei Energiebereichen sehr dicht beieinander liegen, sind die Antiproton-Wirkungsquerschnitte aus dem Zerfall der Resonanzen systematisch größer als die Kontinuumswerte.

Dies bedeutet, daß beim Zerfall der Resonanzen relativ mehr Antiprotonen erzeugt werden als im Kontinuum.

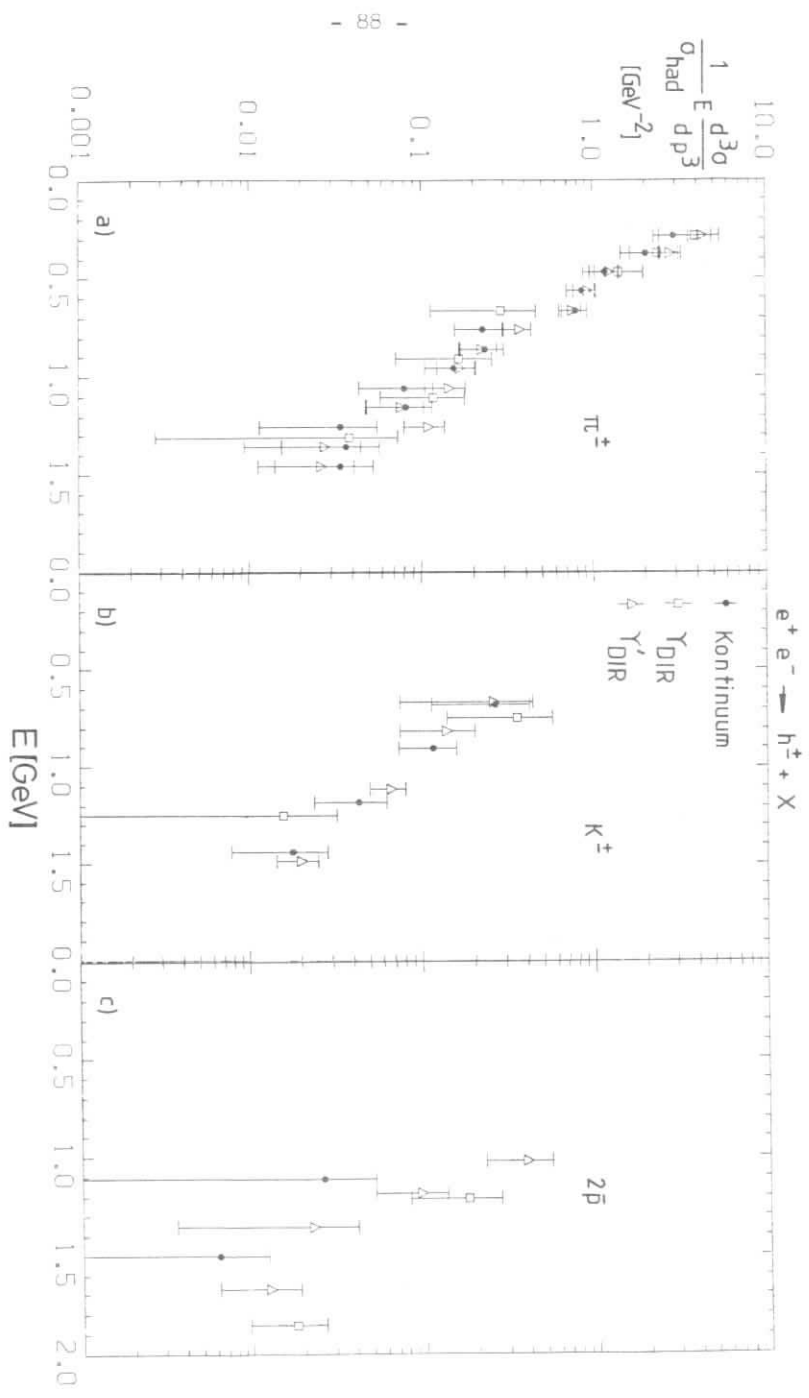


Abb. 8.10 : Vergleich der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen (a), Kaonen (b) und Antiprotonen (c) aus den drei Energiebereichen.



## 8.2 Mittlere geladene Multiplizität

### 8.2.1 Experimentelle Bestimmung

Durch Integration der inklusiven Impulsspektren ist man in der Lage, die mittlere Anzahl geladener Hadronen pro Ereignis zu ermitteln:

$$\langle n_{ch} \rangle = \frac{\int_0^{p_{max}} d\sigma/dp(e^+e^- \rightarrow h^\pm X) dp}{\sigma_{had}}$$

Die numerische Integration erfolgt in drei Schritten: In den Impulsbereichen, wo Daten vorliegen und eine Teilchenidentifizierung möglich ist, wird die Integration für Pionen, Kaonen und Antiprotonen getrennt durchgeführt. Die Extrapolation zu null erfolgt ebenfalls getrennt mit Hilfe der an die lorentzinvarianten Spektren angepaßten Exponentialfunktionen (s. Kap. 8.1.3). Im Bereich großer Impulse, wo keine Teilchentrennung mehr möglich ist, wird über das gemeinsame Impulsspektrum aller Hadronen integriert. Die Extrapolation zu  $p_{max}$  geschieht mit Hilfe eines Exponentialfits.

Für die mittlere Multiplizität geladener Hadronen ergibt sich mit den in Kap. 8.1.1 angegebenen Werten für  $\sigma_{had}$ :

$$\begin{aligned} \text{Kontinuum: } \langle n_{ch} \rangle &= \frac{(24.14 \pm 1.9) \text{ nb}}{(3.5 \pm .2) \text{ nb}} = 6.9 \pm .64 \\ \tau_{DIR}: \langle n_{ch} \rangle &= \frac{(76.26 \pm 3.82) \text{ nb}}{(9.6 \pm .48) \text{ nb}} = 7.94 \pm .56 \\ \tau_{DIR}^1: \langle n_{ch} \rangle &= \frac{(22.1 \pm 5.5) \text{ nb}}{(2.99 \pm .15) \text{ nb}} = 7.39 \pm 1.74 \end{aligned}$$

Dabei ist jeweils der statistische Fehler angegeben. Der Anteil des systematischen Fehlers, der von Unsicherheiten in der Luminositätsbestimmung herrührt, kürzt sich heraus.

Der Multiplizitätsunterschied zwischen  $\tau$ -Ereignissen und Ereignissen aus dem Kontinuum beträgt  $\Delta n = (1.04 \pm .85)$ .

### 8.2.2 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Da bis heute nicht geklärt ist, auf welche Weise Gluonen in Hadronen fragmentieren, kann man keine präzisen Vorhersagen für die mittlere geladene Multiplizität von hadronischen Ereignissen aus dem Zerfall der  $\tau$ -Resonanz erwarten.

Es gibt in der Literatur aber grobe Abschätzungen, von denen hier zwei Extremfälle betrachtet werden sollen.

- a) Die einfachste Annahme ist die, daß ein Gluon genauso in Hadronen fragmentiert wie ein Quark der gleichen Energie (KOL77). Diese Vorstellung wird zur Zeit bei den meisten Monte-Carlo-Simulationen von  $\tau$ -Zerfällen verwendet (HEI79, BER80/2).

Geht man davon aus, daß die  $\tau$ -Resonanz primär in 3 Gluonen zerfällt und jedes Gluon im Mittel eine Energie von 3 GeV besitzt, so ergibt sich die Multiplizität für  $\tau$ -Ereignisse, indem man die Multiplizität von 2-Quark-Jet-Ereignissen bei 6 GeV Schwerpunktsenergie im Kontinuum mit 3/2 multipliziert:

$$\langle n \rangle(\tau \rightarrow 3 g) = \frac{3}{2} \langle n \rangle(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, \sqrt{s} = 6 \text{ GeV}).$$

Unterhalb von 7 GeV Schwerpunktsenergie ergibt eine Anpassung an Meßwerte folgende Abhängigkeit der mittleren Multiplizität von der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  im Kontinuum (BAC79):

$$\langle n \rangle(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, \sqrt{s}) = 2.1 + 0.85 \cdot \ln s.$$

Damit erhält man:

$$\langle n \rangle(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, \sqrt{s} = 6 \text{ GeV}) = 5.15$$

und somit

$$\langle n \rangle(\tau \rightarrow 3 g) = \frac{3}{2} \cdot 5.15 \approx 8.$$

b) Berücksichtigt man, daß Gluonen nach der Quantenchromodynamik Color-Oktetts sind (Quarks sind Color-Triplets), dann ergibt sich aus SU(3)-Color-Rechnungen, daß in Gluon-Jets die Multiplizität im hadronischen Rapiditätsplanteau um einen Faktor 9/4 größer sein sollte verglichen mit Quark-Jets (BR078).

Die Multiplizität von T-Ereignissen sollte danach mindestens 27/8 (= 9/4 · 3/2) mal so groß sein wie die Multiplizität bei 6 GeV Schwerpunktsenergie im Kontinuum, was bedeutet:

$$\langle n \rangle (T \rightarrow 3 g) \approx 17$$

Die Daten stimmen sehr gut mit Vorhersage a) überein. Daraus kann man allerdings nicht schließen, daß der Prozeß der Gluonfragmentation auch im Detail mit dem der Quarkfragmentation übereinstimmen muß.

### 8.3 Mittlere geladene Energie

Der Anteil der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , der bei jedem hadronischen Ereignis im Mittel von geladenen Teilchen getragen wird, kann ebenfalls durch Integration der inklusiven Spektren geladener Hadronen ermittelt werden. Hierzu werden die als Funktion der Skalenvariablen  $x = 2E_h/\sqrt{s}$  dargestellten Spektren benutzt.

Es gilt:

$$\frac{\langle E_{ch} \rangle}{\sqrt{s}} = \frac{\langle x \rangle \cdot \langle n \rangle}{2}$$

Dabei ist  $\langle E_{ch} \rangle$  die mittlere geladene Energie und  $\langle n \rangle$  die mittlere geladene Multiplizität pro Ereignis. Wegen

$$\langle x \rangle = \frac{\int x \cdot d\sigma/dx \cdot dx}{\int d\sigma/dx \cdot dx}$$

und  $\langle n \rangle = \frac{\int d\sigma/dx \cdot dx}{\sigma_{had}}$

kann man schreiben

$$\frac{\langle E_{ch} \rangle}{\sqrt{s}} = \frac{\int x \cdot d\sigma/dx \cdot dx}{2 \cdot \sigma_{had}}$$

Die numerische Integration erfolgt auf die gleiche Weise, wie zuvor bei der Bestimmung der mittleren Multiplizität beschrieben wurde. Im Bereich großer Teilchenenergien, wo keine Identifizierung der Hadronen mehr möglich ist, wird  $x$  ersetzt durch  $x_p = 2p/\sqrt{s}$ .

Für den Kontinuumsbereich und den direkten Zerfall der T-Resonanz ergeben sich folgende Werte:

Kontinuum:  $\frac{\langle E_{ch} \rangle}{\sqrt{s}} = (51.8 \pm 8) \%$

$T_{DIR}$ :  $\frac{\langle E_{ch} \rangle}{\sqrt{s}} = (48.0 \pm 3.6) \%$

Innerhalb der statistischen Fehler sind die Ergebnisse für beide Energiebereiche gleich.

Vom PLUTO-Detektor liegen noch unkorrigierte Werte für die mittleren Energieanteile vor (GER80). Sie lauten  $(48.2 \pm 1.0) \%$  für das Kontinuum und  $(45.7 \pm 0.8) \%$  für die  $T$ -Resonanz, stimmen also mit den Ergebnissen dieser Arbeit gut überein.

In Abb. 8.11 sind entsprechende Daten der SLAC-LBL-Kollaboration (SCH75), bei denen für alle Teilchen Pion-Massen angenommen wurden, im Bereich von 2.5 GeV bis 7.5 GeV Schwerpunktsenergie zusammen mit den Resultaten dieses Experiments dargestellt. Die SLAC-LBL-Daten zeigen einen abnehmenden Anteil geladener Energie mit zunehmender Schwerpunktsenergie. Extrapoliert man diese Ergebnisse zu höheren Schwerpunktsenergien, so zeigt sich innerhalb der Fehler Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit erhaltenen Kontinuumswert.

Neuere Ergebnisse des JADE-Detektors bei PETRA-Energien (PAN80) weisen dagegen einen höheren Anteil geladener Energie relativ zur Schwerpunktsenergie aus:  $(68.8 \pm 4.1) \%$  bei 12 GeV,  $(62.5 \pm 3.7) \%$  bei 37.5 GeV,  $(56.2 \pm 4.1) \%$  bei 34.9 GeV.

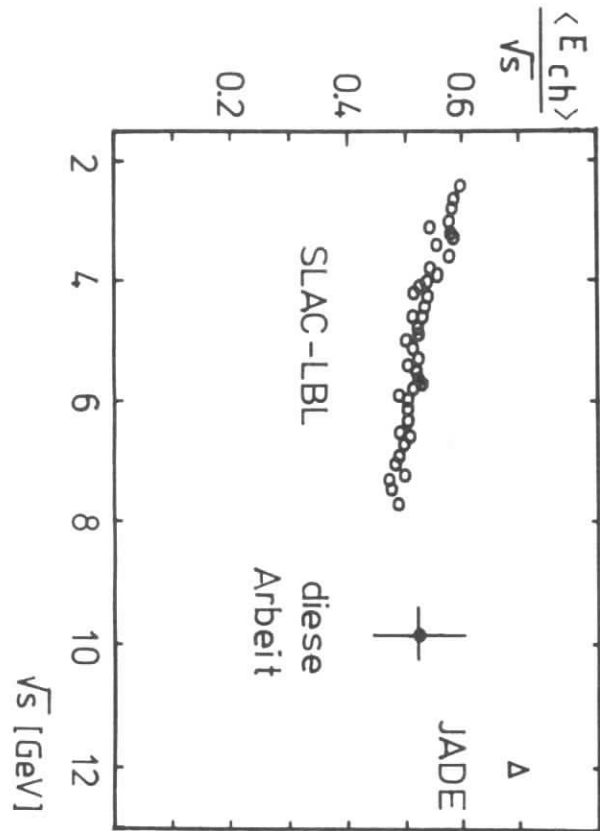


Abb. 8.11 : Mittlere geladene Energie pro Ereignis relativ zur Schwerpunktsenergie. Vergleich der Kontinuumdaten dieser Arbeit mit den Ergebnissen von SLAC-LBL und JADE.

### 8.4 Teilchenverhältnisse

In Kapitel 8.1.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß wegen des unterschiedlichen Verlaufes der Impulsspektren für geladene Pionen und Kaonen sowie Antiprotonen der relative Anteil dieser drei Hadronarten bezogen auf die Gesamtzahl der Hadronen vom Impuls abhängt. Wir definieren das Teilchenzahlverhältnis  $T(h)$  für die Hadronart  $h (= \pi^\pm, K^\pm, 2\bar{p})$  in einem Impulsintervall  $(p_1, p_2)$  auf folgende Weise:

$$T(h) = \frac{\int_{p_1}^{p_2} \frac{d\sigma(h)}{dp} dp}{\int_{p_1}^{p_2} \frac{d\sigma(\pi^\pm)}{dp} dp + \int_{p_1}^{p_2} \frac{d\sigma(K^\pm)}{dp} dp + \int_{p_1}^{p_2} \frac{d\sigma(2\bar{p})}{dp} dp}$$

Es gilt:  $T(\pi) + T(K) + T(2\bar{p}) = 100 \%$ .

In den Abbildungen 8.12a) und 8.12b) sind die im Kontinuum sowie beim direkten Zerfall der  $T$ -Resonanz gemessenen Teilchenverhältnisse für verschiedene Impulsintervalle dargestellt.

In beiden Energiebereichen gibt es bei kleinen Impulsen vorwiegend Pionen; mit zunehmendem Impuls sinkt der Pionanteil ab, während der Anteil an Kaonen deutlich zunimmt. Der Antiprotonanteil aus der  $T$ -Resonanz ist innerhalb der Fehler für alle Impulse nahezu konstant und auch verträglich mit einem leichten Anstieg bei wachsendem Impuls.

Integriert man die Teilchenverhältnisse im Impulsbereich von 0.3 GeV/c bis 1.5 GeV/c, wo von allen 3 Hadronarten Daten vorliegen und eine Teilchenidentifizierung möglich ist, so erhält man für die Kontinuumsdaten sowie die direkten Zerfälle der Resonanzen  $T$  und  $T'$  die in Tabelle 7 angegebenen Werte.

Tabelle 7 Teilchenverhältnisse im Bereich  $0.3 < p < 1.5$  GeV/c in %

	$T(\pi^\pm)$	$T(K^\pm)$	$T(2\bar{p})$
Kontinuum:	$80.2 \pm 5.9$	$18.3 \pm 3.9$	$1.5 \pm 1.1$
$T_{DIR}$ :	$76.5 \pm 4.8$	$15.4 \pm 2.7$	$8.1 \pm 2.1$
$T'_{DIR}$ :	$69.2 \pm 12.9$	$11.9 \pm 7.2$	$18.9 \pm 6.9$

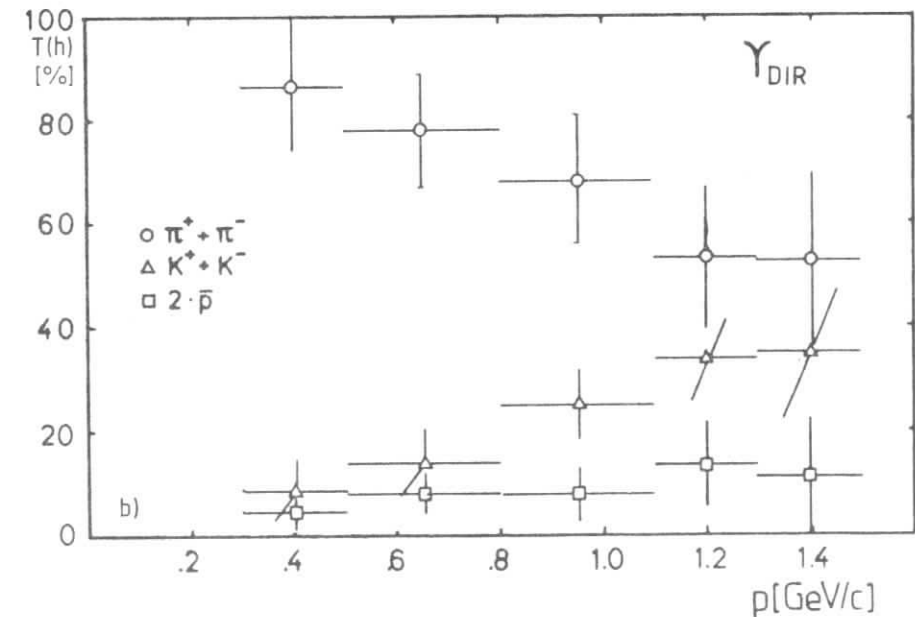
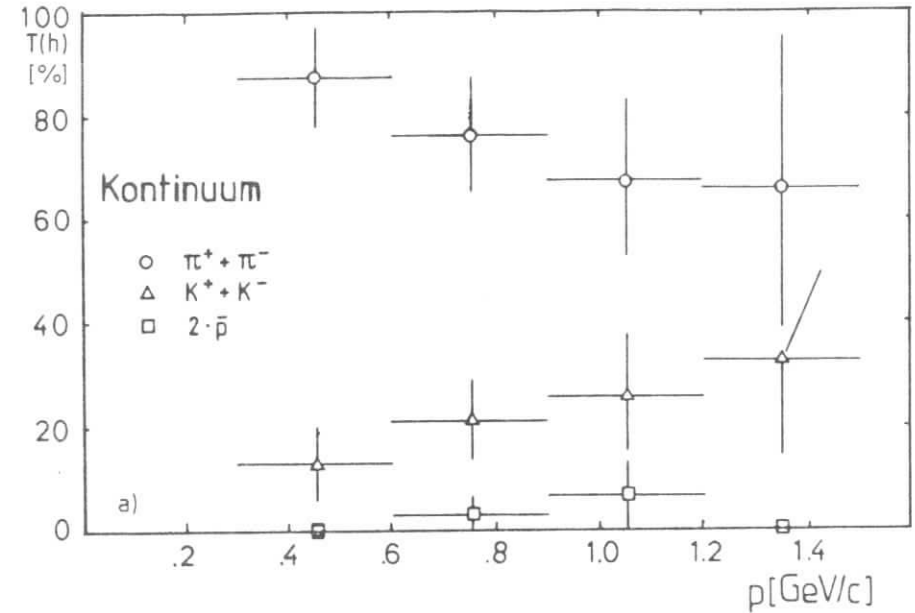


Abb. 8.12 : Teilchenzahlverhältnisse als Funktion des Impulses für die Kontinuumsdaten (a) und die direkten Zerfälle der  $T$ -Resonanz (b).

Es fällt auf, daß der beim Zerfall der Resonanzen beobachtete Antiprotonanteil höher ist als der des benachbarten Kontinuums. Im folgenden soll zunächst die statistische Signifikanz dieses Effektes abgeschätzt werden:

Der Unterschied der Antiprotonanteile zwischen dem Kontinuum und der  $T$ -Resonanz beträgt  $(6.6 \pm 2.4) \%$ ; dieser Effekt entspricht 2.8 Standardabweichungen. Vergleicht man den Kontinuumsanteil mit dem der  $T'$ -Resonanz, ergibt sich eine Differenz von  $(17.4 \pm 7) \%$ , entsprechend 2.5 Standardabweichungen. Wenn man den gewichteten Mittelwert der Antiprotonanteile aus beiden Resonanzen bildet, ergibt sich  $T(2\bar{p}) = (9.01 \pm 2) \%$ . Der Unterschied zum entsprechenden Wert im Kontinuum ist  $(7.51 \pm 2.28) \%$ , was 3.3 Standardabweichungen entspricht.

Die Größe des gesehenen Antiprotonüberschusses auf den Resonanzen hängt ab vom gemessenen Antiprotonwirkungsquerschnitt im Kontinuum, weil man die Resonanzwerte direkt damit vergleicht und weil die Kontinuumsdaten auch bei der Berechnung der Verteilungen für direkte Resonanzzerfälle eingehen.

Die Antiprotondaten aus dem Kontinuum sollen mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden.

In Kapitel 8.1.2 haben wir gesehen, daß der in dieser Arbeit ermittelte differentielle Wirkungsquerschnitt  $s/\epsilon \cdot d\sigma/dx$  für Antiprotonen aus dem Kontinuum innerhalb der Fehler übereinstimmt mit dem entsprechenden Spektrum von TASSO (PAN80) bei 12 GeV Schwerpunktsenergie.

Integriert man nun das Impulsspektrum der Antiprotonen und dividiert man durch den Myonpaarwirkungsquerschnitt, so ergibt sich aus den hier gemessenen Kontinuumsdaten  $R_{2\bar{p}} = 2 \sigma(\bar{p})/\sigma_{\mu\mu} = .33 \pm .23$ . Der große statistische Fehler beruht auf der Tatsache, daß im Kontinuum nur zwei Antiprotonen beobachtet worden sind. Dieser Wert kann verglichen werden mit den Ergebnissen anderer Experimente unterhalb und oberhalb des hier betrachteten Energiebereiches:

Mit dem SLAC-LBL-Detektor wurde bei 7.36 GeV Schwerpunktsenergie der Wert  $R_{2\bar{p}} = .60 \pm .05$  ermittelt (PIC77). Die TASSO-Kollaboration hat Protonen und Antiprotonen getrennt identifiziert und gibt bei 12 GeV den Wert

$R_{p,\bar{p}} = 0.9 \pm 0.3$  an (BRA80). Innerhalb der Fehler sind diese drei Vergleichswerte miteinander verträglich.

Unter der Voraussetzung, daß die über das Impulsintervall von 0.3 GeV/c bis 1.5 GeV/c gemittelten Teilchenverhältnisse auch im gesamten kinematisch möglichen Impulsbereich gelten, kann man die mittleren Anzahlen von geladenen Pionen, Kaonen sowie Protonen oder Antiprotonen je Ereignis angeben:

$$\langle n_{\pi,K,p} \rangle = T_{\pi,K,p} \cdot \langle n_{ch} \rangle$$

Dabei ist  $T$  das entsprechende Teilchenzahlverhältnis, und  $\langle n_{ch} \rangle$  ist die mittlere geladene Multiplizität je Ereignis, die in Kapitel 8.2 berechnet wurde. Auf diese Weise ermittelte Werte sind in Tabelle 8 für alle drei Energiebereiche angegeben:

Tabelle 8: Mittlere Anzahl der verschiedenen Hadronen je Ereignis

	$\langle n_{\pi^{\pm}} \rangle$	$\langle n_{K^{\pm}} \rangle$	$\langle n_{p,\bar{p}} \rangle$
Kontinuum:	$5.53 \pm .65$	$1.26 \pm .29$	$.104 \pm .077$
$T_{DIR}$ :	$6.07 \pm .57$	$1.22 \pm .23$	$.643 \pm .173$
$T'_{DIR}$ :	$5.11 \pm 1.53$	$.879 \pm .571$	$1.397 \pm .607$

Der in diesem Experiment gesehene höhere Antiprotonanteil beim direkten Zerfall der Resonanzen  $T$  und  $T'$  könnte ein Hinweis darauf sein, daß bei Gluon-Jets, in welche die Resonanzen primär zerfallen, die Produktion von Baryonen mit höherer Wahrscheinlichkeit erfolgt als bei Quark-Jets.

Es ist sehr bemerkenswert, daß von der DASP-Kollaboration (BRA79) beim Vergleich der Daten aus dem 3-Gluon-Zerfall der  $J/\psi$ -Resonanz mit denen des benachbarten Kontinuums der gleiche Effekt mit ähnlicher statistischer Signifikanz beobachtet worden ist.

Bei den PETRA-Experimenten TASSO und JADE wurde beobachtet, daß mit wachsender Schwerpunktsenergie, wo der Anteil energiereicher Bremsstrahlungsgluonen zunimmt, auch der Anteil von Ereignissen mit Baryonen im Endzustand ansteigt.

Es haben bereits theoretische Untersuchungen mit dem Ziel begonnen, eine erhöhte Baryonproduktion in Gluon-Jets beim Vergleich mit Quark-Jets zu erklären (HOF81, SCH81).

Erste erfolversprechende Ergebnisse wurden von W.Hofmann (HOF81) mit Hilfe des Quark-Rekombinationsmodells (TAK79) erzielt. Dabei wird eine erhöhte Baryonerzeugung in Gluon-Jets im wesentlichen darauf zurückgeführt, daß die Quarkdichte im Phasenraum höher ist als bei Quark-Jets. Andere Arbeiten (SCH81) gehen vom "String"-Modell (AND79, SJO80) und der Erzeugung von Diquark-Systemen aus.

### 8.5 Haben Antiproton-Ereignisse andere topologische Eigenschaften?

Im folgenden soll untersucht werden, ob Ereignisse aus dem Zerfall der Resonanzen  $\bar{T}$  und  $T'$ , bei denen ein Antiproton nachgewiesen wurde, eine besondere Signatur besitzen und sie sich von dem Durchschnitt aller Resonanzereignisse mit einem beliebigen Hadron im Außendetektor unterscheiden. Hierzu untersuchen wir die Ereignistopologie:

Als Maß für die topologische Struktur, d.h. die räumliche Verteilung der Spuren eines Ereignisses, benutzen wir die Sphericity  $S$ . Diese Größe ist wie folgt definiert:

$$S = \frac{3}{2} \cdot \min \left( \frac{\sum p_{\perp i}^2}{\sum p_i^2} \right)$$

Dabei ist  $p_{\perp i}$  die transversale Impulskomponente der  $i$ -ten Spur bezüglich der Jetachse. Diese ist so gewählt, daß die Summe der Quadrate der Impulskomponenten senkrecht zu ihr minimal wird. Die Summation erstreckt sich über alle geladenen Spuren des Ereignisses.

Für ein extrem jetartiges Ereignis geht  $S \rightarrow 0$ ; sind die Spuren dagegen isotrop im Raum verteilt, geht  $S \rightarrow 1$ .

Die experimentelle Bestimmung der Sphericity mit dem DASP-Detektor ist nur sinnvoll, wenn man zusätzlich zu den im Außendetektor gemessenen Spuren auch die Spuren im Innendetektor berücksichtigt; denn der Innendetektor überdeckt einen weitaus größeren Raumwinkelbereich.

Da wir jedoch mit dem Innendetektor keine Impulse messen können, ersetzen wir  $p$  durch einen "Pseudoimpuls":

$$\tilde{p} = E \cdot \vec{e}$$

wobei  $E$  die in den Schauerzählern deponierte Energie der Spur und  $\vec{e}$  der Einheitsvektor ist, der die gemessene Spurrichtung angibt.

Für diejenigen Spuren, die in den Außendetektor gelangen, wird der aus Impuls und Ruhemasse ermittelte Energiewert verwendet.

Die praktische Bestimmung der Sphericity geschieht nach einer Tensormethode, indem wir den Tensor

$$T^{\alpha\beta} = \frac{n}{\sum_1^n} \left( \tilde{p}_i^{\alpha} \tilde{p}_i^{\beta} - \tilde{p}_i^{\alpha} \tilde{p}_i^{\beta} \right) \quad \text{diagonalisieren.}$$

Dabei ist  $\tilde{p}_i^\alpha$  die  $\alpha$ -Komponente des Pseudoimpulses der  $i$ -ten Spur.

Als Ergebnis der Diagonalisierung erhält man Eigenwerte

$$\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$$

und drei orthogonale Eigenvektoren  $X_1, X_2, X_3$ , nämlich die Achsen des Impulsellipsoids (BOE80).

Der Eigenvektor  $X_1$  wird mit der Jetachse identifiziert.

Die Eigenwerte  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  erlauben die Bestimmung der Sphericity zu

$$S = \frac{3 \cdot \lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}$$

Die so erhaltenen Pseudo-Sphericity-Werte sind beeinflusst von den speziellen Eigenschaften des DASP-Detektors.

Detektorunabhängige Ergebnisse, die sowohl mit den Resultaten anderer Experimente als auch mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden können, kann man mit Hilfe von Modellrechnungen erhalten, welche sowohl den zugrundeliegenden physikalischen Prozeß als auch die Detektoreigenschaften berücksichtigen. Dies wird in einer anderen Arbeit behandelt (WAL81).

Im Rahmen dieser Arbeit genügt es, die topologischen Eigenschaften mit Hilfe der unkorrigierten Größen zu studieren. Da die Winkel der Spuren eines Ereignisses einen großen Teil der Information über seine Topologie tragen, sollten Unterschiede in der Topologie auch bei den hier definierten Pseudogrößen sichtbar werden.

Die Abbildungen 8.13a) bis 8.13c) zeigen die Verteilungen  $1/N \cdot dN/dS$  der unkorrigierten Pseudosphericity  $S$  für die Daten aus dem Kontinuum sowie für direkte Zerfälle der Resonanzen  $T$  und  $T'$ . Dabei wurden nur solche Ereignisse verwendet, die mindestens eine bei dieser Auswertung akzeptierte Hadronspur im Außendetektor und mindestens zwei rekonstruierte Spuren im Innendetektor aufwiesen.

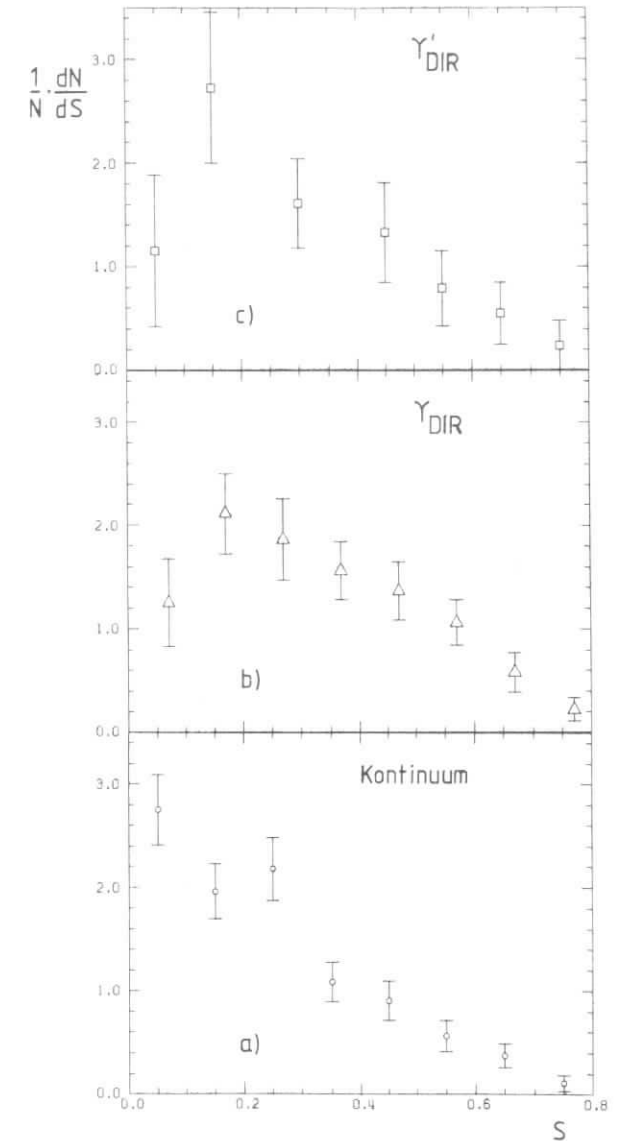


Abb. 8.13 : Verteilung der unkorrigierten Pseudosphericity

Die gemessenen Verteilungen zeigen, daß es im Kontinuum relativ mehr Ereignisse mit kleinem S gibt als bei den Resonanzdaten. Dies wird durch die Zwei-Jet-Struktur der Kontinuumsereignisse hervorgerufen. Bei den Ereignissen aus den Resonanzen sind die Spuren isotroper im Raum verteilt, was als Konsequenz des Zerfalls in drei Gluon-Jets angesehen werden kann.

Daß diese Unterschiede bei unseren Pseudogrößen sichtbar werden, zeigt deren Brauchbarkeit zum Studium der Ereignistopologien.

In der folgenden Tabelle 9 sind die Mittelwerte der gezeigten Sphericity-Verteilungen aus den drei Energiebereichen zusammen mit den Mittelwerten für Resonanzereignisse, bei denen ein Antiproton im Außendetektor nachgewiesen wurde, angegeben.

Tabelle 9: Mittlere unkorrigierte Pseudosphericity

	Kontinuum	$T_{DIR}$	$T'_{DIR}$
$\bar{S}(\text{alle})$	.241 ±.024	.313 ±.04	.30 ±.05
$\bar{S}(\bar{p})$	-	.24 ±.08	.232 ±.09

Innerhalb der Fehler besitzen die Antiprotonereignisse die gleiche topologische Struktur wie der Durchschnitt aller Resonanzereignisse. Insbesondere handelt es sich nicht um Proton-Antiproton-Paarereignisse. Die Antiprotondaten sind auch verträglich mit den mittleren Sphericitydaten für Kontinuumsereignisse.

### 8.6 Gibt es einen experimentellen Hinweis auf die Existenz des 3-Gluon-Vertex der QCD?

Eines der grundlegenden Elemente der Quantenchromodynamik (QCD) ist die Selbstkopplung der Gluonen, für die es in der Quantenelektrodynamik kein Analogon gibt (FRI73, GR073, WEI73).

Ein experimenteller Beweis für die Existenz dieses sogenannten 3-Gluon-Vertex wäre daher von großer Bedeutung.

Koller, Walsh und Zerwas schlagen in einer theoretischen Arbeit (KOL79) vor, durch die Untersuchung inklusiver Hadronspektren aus dem Zerfall der  $1^3S_1$ -Zustände zweier gebundener Quark-Antiquark-Systeme verschiedener Masse einen indirekten Hinweis dafür abzuleiten, ob es den 3-Gluon-Vertex gibt. Da das Toponium bisher nicht gefunden worden ist (BAR81), kommen für eine derartige Untersuchung zur Zeit nur die schmalen Resonanzen  $J/\psi$  und  $T$  in Frage.

Die zugrundeliegende Idee ist die folgende (KOL79): Beide Resonanzen zerfallen primär in drei Gluonen, die ihrerseits in Hadronen fragmentieren:

$$e^+ e^- \rightarrow 1^3S_1 q\bar{q} \rightarrow 3g + h(p) + X$$

mit  $q(\bar{q})$  = Quark (Antiquark)

$g$  = Gluon

$h(p)$  = inklusives Hadron mit Impuls  $p$ .

Die Impulsverteilung der im Experiment beobachtbaren Hadronen ist abhängig von der Impulsverteilung der primären Gluonen sowie von der Gluonfragmentationsfunktion.

Es werden Momente der Impulsverteilungen beobachtbarer Hadronen auf folgende Weise definiert:

$$M(n, m_0) = \frac{1}{\sigma_{tot}} \int_0^1 x^{n-1} \frac{d\sigma}{dx} dx$$



mit  $x = 2p/m_0$   
 $p =$  Hadronimpuls  
 $m_0 =$  Resonanzmasse

Die meßbare Größe  $M(n, m_0)$  läßt sich ausdrücken als Produkt des entsprechend definierten  $n$ -ten Momentes der auf die Resonanzmasse normierten Impulsverteilung der Zerfallsgluonen  $\gamma(n, m_0)$  und dem  $n$ -ten Moment der Gluonfragmentationsfunktion  $D_G(n, m_0)$ :

$$M(n, J/\psi) = \gamma(n, J/\psi) \cdot D_G(n, J/\psi)$$

$$M(n, T) = \gamma(n, T) \cdot D_G(n, T)$$

Nach der QCD sind die auf  $m_0$  normierten Impulsverteilungen der Zerfallsgluonen unabhängig von der Resonanzmasse, d. h. es gilt:  
 $\gamma(n, J/\psi) = \gamma(n, T)$ .

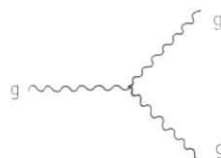
Daraus folgt:

$$\frac{M(n, J/\psi)}{M(n, T)} = \frac{D_G(n, J/\psi)}{D_G(n, T)}$$

Das Verhältnis der Momente der Gluonfragmentationsfunktionen ist damit der Messung zugänglich. Falls es den 3-Gluon-Vertex gibt, erwartet man eine starke Abhängigkeit dieser Momente von der Resonanzmasse.

In der genannten Arbeit wird unter anderem der Quotient  $D_G(n, J/\psi)/D_G(n, T)$  für zwei verschiedene Fälle berechnet:

- 1) Unter Zugrundelegung der "normalen" QCD und Berücksichtigung der Gluon-Selbstkopplung mit dem Graphen



und der Annahme, daß der  $\Lambda$ -Parameter der QCD den Wert 0.5 GeV hat.

- 2) Für eine "modifizierte" QCD ohne Gluon-Selbstkopplung und mit konstanter Kopplungskonstante  $\alpha_s$ .

Die theoretischen Vorhersagen für beide Fälle sind in Abb. 8.14 als Funktion des Parameters  $n$  dargestellt. Während in dem Falle ohne 3-Gluon-Vertex sich das Verhältnis der Momente nur sehr wenig ändert, zeigt sich im anderen Falle ein deutlicher Anstieg mit wachsendem  $n$ .

Diese theoretischen Kurven sollen im folgenden mit den experimentellen Daten verglichen werden:

Zu diesem Zwecke wurden aus den in dieser Arbeit gewonnenen Hadronspektren für direkte Zerfälle der  $T$ -Resonanz die Momente  $M(n, T)$  berechnet. Dabei erfolgte die numerische Integration der Spektren auf die gleiche Weise, wie es bereits bei der Bestimmung der mittleren geladenen Energie in Kapitel 8.3 beschrieben wurde.

Die Momente  $M(n, J/\psi)$  wurden mit Hilfe der von der DASP-Kollaboration gemessenen Hadronspektren beim Zerfall der  $J/\psi$ -Resonanz (BRA76/2, WOL81) auf die gleiche Weise bestimmt. Die auf das Integral über die Resonanzkurve bezogenen  $J/\psi$ -Spektren wurden so normiert, daß sich  $M(2, J/\psi) = 1$  ergab.

In Tabelle 10 sind die für beide Resonanzen ermittelten Momente der Impulsspektren geladener Hadronen angegeben.

Tabelle 10: Momente der Impulsverteilungen von Hadronen aus dem Zerfall der Resonanzen  $J/\psi$  und  $T$

	$M(n, J/\psi)$	$M(n, T)$
$n = 2$	1.0 ± 0.01	0.96 ± 0.08
$n = 3$	0.344 ± 0.003	0.181 ± 0.022
$n = 4$	0.144 ± 0.002	0.05 ± 0.009
$n = 5$	0.086 ± 0.002	0.034 ± 0.012

Die Quotienten  $M(n, J/\psi)/M(n, T)$  sind in Abb. 8.14 als Funktion des Parameters  $n$  dargestellt.

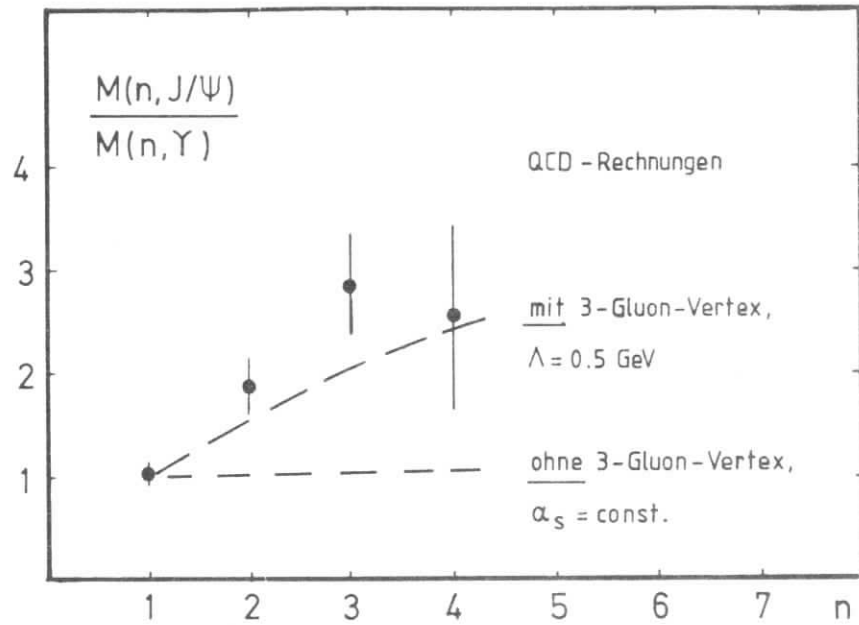


Abb. 8.14 : Vergleich des Verhältnisses der Momente der Impulsspektren von Hadronen aus der  $J/\psi$  - und der  $\Upsilon$  - Resonanz mit theoretischen Vorhersagen.

Die Meßwerte folgen derjenigen theoretischen Kurve, bei welcher der 3-Gluon-Vertex der QCD zugrundegelegt wurde, innerhalb der Fehler recht gut. Dagegen zeigt sich keinerlei Übereinstimmung der Daten mit der ohne Berücksichtigung des 3-Gluon-Vertex berechneten Kurve.

Wenn beim Zerfall der  $J/\psi$ -Resonanz trotz der geringen Energie der Gluonen eine störungstheoretische Behandlung innerhalb der QCD sinnvoll und damit die Verwendung dieser Resonanz für die oben angestellten Vergleiche gerechtfertigt ist, können die hier ermittelten Ergebnisse als Hinweise auf die Existenz der Selbstkopplung von Gluonen angesehen werden.

## 9. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde die Auswertung von Daten beschrieben, welche mit dem Außendetektor des Doppelarmspektrometers DASP am Speicherring DORIS im Energiebereich der Resonanzen  $T$  und  $T'$  sowie im benachbarten Kontinuum genommen wurden.

Mit Hilfe einer Impuls- und Flugzeitmessung war es möglich, geladene Hadronen zu identifizieren.

Durch die Gegenüberstellung inklusiver Hadronspektren aus dem 3-Gluon-Zerfall der Resonanzen und aus dem Kontinuum konnten Gluonfragmentation und Quarkfragmentation direkt miteinander verglichen werden.

Die Steigungen der Hadronspektren aus den drei Energiebereichen zeigten innerhalb der Fehler keine signifikanten Unterschiede. Das gleiche gilt für die durch Integration der Spektren erhaltenen mittleren geladenen Multiplizitäten und die mittleren geladenen Energien pro Ereignis.

Dagegen wurden beim Zerfall der Resonanzen relativ mehr Antiprotonen beobachtet als im Kontinuum. Die Signifikanz dieser Beobachtung beträgt 3.3 Standardabweichungen, wenn man die Daten aus beiden Resonanzen zusammenfaßt. Dieser Effekt deutet darauf hin, daß Baryonen bei der Gluonfragmentation mit einer größeren Wahrscheinlichkeit erzeugt werden als bei der Quarkfragmentation.

Ein Vergleich der Verhältnisse der Momente von Hadronspektren aus dem Zerfall der Resonanzen  $J/\psi$  und  $T$  mit theoretischen Vorhersagen lieferte einen indirekten Hinweis auf die Existenz des 3-Gluon-Vertex der Quantenchromodynamik.

## DANKSAGUNG

Ich danke Herrn Professor Dr. G. Weber und Herrn Professor Dr. H. Schopper dafür, daß sie mir die Mitarbeit am DASP-2-Experiment ermöglicht haben.

Ich danke allen Mitgliedern der DASP-2-Kollaboration, die zum Gelingen des Experiments beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W. Schmidt-Parzefall für die Betreuung der Arbeit sowie Herrn Dr. H. Schröder für seine ständige Diskussionsbereitschaft und viele nützliche Hinweise.

Den Mitgliedern der ehemaligen DASP-Kollaboration danke ich für die Überlassung von Auswerteprogrammen.

Herrn B. Hildebrandt danke ich für seine Unterstützung bei der Datenverarbeitung.

Nicht zuletzt möchte ich Frau Platz, Frau Schwartz und Frau Siemer für die Reinschrift der Arbeit danken.

VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tabelle 1 Parameter des umgebauten Speicherringes DORIS ab Herbst 1977.

Tabelle 2 Impulsabhängige Zerfallskorrektur für Pionen und Kaonen.

Tabelle 3 Impulsabhängige Wahrscheinlichkeit dafür, daß Pionen oder Kaonen den Eisenabsorber durchdringen und den Reichweite-zähler setzen (punch-through).

Tabelle 4 Mittlere Impulse für Pionen, Kaonen und Antiprotonen aus dem Kontinuum sowie dem direkten Zerfall der Resonanzen T und T'. Betrachtete Impulsintervalle:  
 $\pi$ :  $0.2 < p < 1.5 \text{ GeV}/c$   
 $k$ :  $0.3 < p < 1.5 \text{ GeV}/c$   
 $\bar{p}$ :  $0.3 < p < 2.6 \text{ GeV}/c$

Tabelle 5 Parameter B der Spektren:  
 $\frac{1}{B} \cdot \frac{d\sigma}{dx} \sim e^{-Bx}$

Tabelle 6 Parameter B der Spektren:  
 $\frac{E}{4\pi p^2} \cdot \frac{d\sigma}{dp} \sim e^{-BE}$

Tabelle 7 Teilchenverhältnisse im Impulsbereich  
 $0.3 < p < 1.5 \text{ GeV}/c$ .

Tabelle 8 Mittlere Anzahl der verschiedenen Hadronen je Ereignis.

Tabelle 9 Mittlere unkorrigierte Pseudosphericity für alle Ereignisse und für Ereignisse mit einem nachgewiesenen Antiproton.

Tabelle 10 Momente der Impulsverteilungen von geladenen Hadronen aus dem Zerfall der Resonanzen J/ψ und T.

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abb. 1.1 Mit dem DASP-Innendetektor gemessener hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Resonanzen T und T'.

Abb. 2.1 DORIS als Doppelring-Maschine.  
 2.2 DORIS als Ein-Ring-Maschine ab Herbst 1977.  
 2.3 Der Luminositätsmonitor.  
 2.4 Der DASP-Detektor (Seitenansicht, Blick entlang der Strahlachse).  
 2.5 Das DASP-Koordinatensystem.  
 2.6 Der Innendetektor des DASP (Blick entlang der Strahlachse).  
 2.7 Verlauf des DASP-Magnetfeldes (mehrere Schnitte).  
 2.8 Aufsicht auf das Doppelarmspektrometer DASP.

Abb. 3.1 Auf eine Flugstrecke von 473 cm normiertes Flugzeit-spektrum von Teilchen mit  $\beta \sim 1$ .  
 3.2 Verteilung von  $\beta$  für schnelle Elektronen und Myonen.  
 3.3 Die mit Hilfe der Impuls- und Flugzeitauflösung errechnete Massenauflösung als Funktion des Impulses für Pionen, Kaonen und Protonen.  
 3.4 Gemessene  $m^2$ -Verteilung von geladenen Pionen im Impulsbereich von 0.2 GeV/c bis 0.5 GeV/c.  
 3.5 Gemessene  $m^2$ -Verteilung geladener Hadronen als Funktion von (Impuls · Ladung).  
 3.6 Gemessene  $m^2$ -Verteilung geladener Hadronen im Impulsbereich von 0.5 GeV/c bis 1 GeV/c.  
 3.7  $(1/\beta^2 - 1)$  als Funktion von  $(1/p^2)$  für geladene Hadronen.

- Abb. 4.1 Integrierte Luminosität gegen Schwerpunktsenergie.  
 4.2  $y$ - gegen  $z$ -Koordinate des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes.  
 4.3 Verteilung der  $y$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes.  
 4.4 Verteilung der  $z$ -Koordinate des Wechselwirkungspunktes.  
 4.5 Verteilung (Impuls  $\cdot$  Ladung) geladener Hadronen.  
 4.6  $m^2$  gegen (Impuls  $\cdot$  Ladung) für geladene Hadronen.  
 4.7 a) - d)  $z$ -Verteilung für Pionen, Kaonen, Protonen, Antiprotonen vor dem  $y$ -Schnitt.  
 e) - h)  $z$ -Verteilung für Pionen, Kaonen, Protonen, Antiprotonen nach dem  $y$ -Schnitt.  
 4.8 Impulsspektrum von Pionen innerhalb und außerhalb des Wechselwirkungsbereiches.
- Abb. 5.1  $\cos\theta$ -Akzeptanz des Außendetektors als Funktion des Impulses bei 300 A Magnetstrom für positive und negative Teilchen.  
 5.2 Akzeptierter Raumwinkelbereich als Funktion des Impulses.  
 5.3 Für die Strahlungskorrekturen benutzte Energieverteilung abgestrahlter Photonen.  
 5.4 Vergleich:  
 Gemessenes Impulsspektrum von Pionen im Kontinuum  
 --- 2-Jet-Monte-Carlo-Spektrum für Pionen.
- Abb. 7.1 Die drei Beiträge zum gemessenen hadronischen Wirkungsquerschnitt im Resonanzbereich.
- Abb. 8.1 a) - c) Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{had} \cdot d\sigma/dp$  gegen  $p$  für  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $2\bar{p}$  aus den drei Energiebereichen Kontinuum,  $T_{DIR}$ ,  $T'_{DIR}$ .  
 8.2 a) - c) Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{had} \cdot s/\beta \cdot d\sigma/dx$  gegen  $x$ .  
 8.3 Vergleich des Wirkungsquerschnitts  $s/\beta \cdot d\sigma/dx$  für Pionen aus dem Kontinuum mit Daten von DASP bei 3.6 und 5.2 GeV, JADE bei 30 GeV und TASSO bei 12 und 30 GeV.

- Abb. 8.4 a),b) Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $s/\beta \cdot d\sigma/dx$  gegen  $x$  für Kaonen (a) und Antiprotonen (b) aus dem Kontinuum mit den Ergebnissen von TASSO bei 12 und 30 GeV.  
 8.5 Vergleich des Wirkungsquerschnittes  $s \cdot d\sigma/dx_p$  gegen  $x_p$  für Hadronen aus dem Kontinuum mit den Ergebnissen von DASP (5 GeV), SLAC-LBL (7.4 GeV) und TASSO (12 - 36.6 GeV).  
 8.6 Vergleich der Impulsspektren  $1/N \cdot dn/dx$  gegen  $x$  für Hadronen aus dem direkten Zerfall der Resonanzen  $T$  und  $T'$  mit den entsprechenden Cornell-Daten.  
 8.7 a) - c) Die Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{had} \cdot s/\beta \cdot d\sigma/dx$  gegen  $x$  für Pionen (a), Kaonen (b) und Antiprotonen (c), aus den drei Energiebereichen Kontinuum,  $T_{DIR}$ ,  $T'_{DIR}$ .  
 8.8 a) - c) Die lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{had} \cdot E/(4\pi p^2) \cdot d\sigma/dp$  gegen  $E$  für Pionen, Kaonen, Antiprotonen aus dem Kontinuum (a),  $T_{DIR}$  (b) und  $T'_{DIR}$  (c).  
 8.9 a),b) Vergleich der Steigungen der lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte für Pionen (a) und Kaonen (b) aus dem Kontinuum mit den Ergebnissen von DASP und TASSO.  
 8.10 a) - c) Vergleich der lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte  $1/\sigma_{had} \cdot E/(4\pi p^2) \cdot d\sigma/dp$  gegen  $E$  für Pionen (a), Kaonen (b) und Antiprotonen (c) aus den drei Energiebereichen.  
 8.11 Vergleich des Anteils der mittleren geladenen Energie pro Ereignis relativ zur Schwerpunktsenergie mit den Ergebnissen der SLAC-LBL-Gruppe und von JADE.  
 8.12 a),b) Teilchenzahlverhältnisse als Funktion des Impulses für die Kontinuumsdaten (a) und die direkten Zerfälle der  $T$ -Resonanz (b).  
 8.13 a) - c) Verteilung der unkorrigierten Pseudosphericity für die Daten aus dem Kontinuum (a) sowie die direkten Zerfälle der  $T$ -Resonanz (b) und der  $T'$ -Resonanz (c).  
 8.14 Vergleich des Verhältnisses der Momente der Impulsspektren von Hadronen aus der  $J/\psi$ - und der  $T$ -Resonanz mit theoretischen Vorhersagen.

LITERATURVERZEICHNIS

- ALB80 H. Albrecht et al., DASP2-Kollaboration, Phys. Lett. 93B (1980) 500
- AND79 B. Andersson et al., Z. Phys. C1 (1979) 105
- APP75 T. Appelquist, H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 43, und Phys. Rev. D12 (1975) 1404
- AUB74 J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- AUG74 J.-E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- BAD79 C. Bacci et al., Phys. Lett. 86B (1979) 234
- BAR80 D.B. Barber et al., Aachen Preprint PITHA 80/8 (1980)
- BAR81 W. Bartel et al., JADE-Kollaboration, DESY 81/006 (Januar 1981)
- BER78 Ch. Berger et al., PLUTO-Kollaboration, Phys. Lett. 76B (1978) 243
- BER78/1 Ch. Berger et al., PLUTO-Kollaboration, Phys. Lett. 86B (1979) 418
- BER80 F.A. Berends und R. Kleiss, DESY 80/66 (Juli 1980)
- BER80/1 F.A. Berends und R. Kleiss, DESY 80/73 (Juli 1980)
- BER80/2 Ch. Berger et al., PLUTO-Kollaboration, DESY 80/117 (Dezember 1980), zur Veröffentlichung gesandt an Zeitschrift für Physik C
- BJ070 D.J. Bjorken und S.J. Brodsky, Phys. Rev. D1 (1970) 1416
- BOE80 Ich danke Herrn P. Böckmann dafür, daß er mir sein Topologie-Programm überlassen hat.
- BRA76/1 W. Braunschweig et al.: A Large Area Time-of-Flight System with a Resolution of 0.5 nsec FWHM, NIM 134 (1976) 261 - 266
- BRA76/2 W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 63B (1976) 115
- BRA79/1 R. Brandelik et al., DASP-Kollaboration, Nucl. Phys. B148 (1979) 189
- BRA79/2 R. Brandelik et al., TASSO-Kollaboration, Phys. Lett. 86B (1979) 243
- BRA80/1 R. Brandelik et al., TASSO-Kollaboration, Phys. Lett. 92B (1980) 199
- BRA80/2 R. Brandelik et al., TASSO-Kollaboration, Phys. Lett. 94B (1980) 444
- BRO78 S.J. Brodsky et al., Phys. Lett. 73B (1978) 203
- DAR78/1 C.W. Darden et al., DASP2-Kollaboration, Phys. Lett. 76B (1978) 246
- DAR78/2 C.W. Darden et al., DASP2-Kollaboration, Phys. Lett. 78B (1978) 364
- DAR79 C.W. Darden et al., DASP2-Kollaboration, Phys. Lett. 80B (1979) 419
- DAS74 DESY-Handbuch: Doppelarmspektrometer DASP (1974)
- DIN79 M. Dine, J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668
- DOR67 Vorschlag zum Bau des Doppelspeicherringes DORIS, September 1967
- DOR79 The DORIS Storage Ring Group: DORIS at 5 GeV, DESY 79/08 (Februar 1979)

- DRE69 S.D. Drell, D. Levy, R.M. Yan, Phys. Rev. 187 (1969) 2159
- DRE70 S.D. Drell, D. Levy, T.M. Yan, Phys. Rev. D1 (1970) 1035, 1617, 2402
- ENG73 J. Engels et al., Nuovo Cim. 17A (1973) 535
- FIE78 R.D. Field und R.P. Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978) 1
- FRI73 H. Fritzsche et al., Phys. Lett. 47B (1973) 365
- FIR78 R. Fries, DASP-Kollaboration: Messung inklusiver Hadronerzeugung durch  $e^+e^-$ -Vernichtung zwischen 3.6 und 5.2 GeV mit dem Doppelarmspektrometer DASP, Dissertation Universität Hamburg (1978), Interner Bericht DESY F1-78/01
- GER80 Ch. Gerke, PLUTO-Kollaboration: Messung des totalen Wirkungsquerschnittes der  $e^+e^-$ -Annihilation im Energiebereich der  $T$ -Resonanz, Dissertation Universität Hamburg (1980)
- GOR77 M.I. Gorenstein et al., Phys. Lett. 68B (1977) 467
- GRO73 D.J. Gross et al., Phys. Rev. D8 (1973) 3497
- HAN76 G.G. Hanson,  $e^+e^-$ -Hadron Production and Jet Structure at SPEAR, Proceedings of the 18th International Conference on High Energy Physics, Tbilisi (1976) und SLAC-PUB-1814 (1976)
- HAS81 H. Hasemann, DASP2-Kollaboration: Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes der Resonanzen  $T$  und  $T'$  und Bestimmung der totalen Zerfallsbreite des  $T$ , Dissertation Hamburg (1981), in Vorbereitung.
- HEI79 F.H. Heimlich et al., LENA-Kollaboration, Phys. Lett. 86B (1979) 399
- HOF81 W. Hofmann, Universität Dortmund, priv. Mitteilung

- HUL74 H. Hultschig: DASP-int. Notiz 11 (1974)
- KOL77 K. Koller und T.F. Walsh, Phys. Lett. 72B (1977) 227
- LIE77 H. Lierl: Messung des Zerfalls der Resonanzen  $J/\psi(3.1)$  und  $\Psi'(3.7)$  in Hadron-Paare, Dissertation Universität Hamburg (1977), MPI-PAE/EXP.EL.65
- ORE49 A. Ore, J.L. Powell, Phys. Rev. 75 (1949) 1696
- PAN80 D. Pandoulas, Rapporteur Talk at the 20th International Conference on High Energy Physics, Madison, Wisconsin (1980), and Imperial College preprint IC/HENP/80/5 (1980)
- PAR71 J. Parisi et al., Phys. Rev. D4 (1971) 2927
- PAR80 Particle Data Group, Review of Particle Properties, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 2
- PER76 M.L. Peri et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489 und 38 (1976) 117
- PIC77 M. Piccolo et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1503
- RIN78 J. Ringel: Untersuchung der Paarproduktion des schweren Leptons  $\tau$  im inklusiven e-X-Endzustand der Elektron-Positron-Vernichtung am Speicherring DORIS, Dissertation Universität Hamburg (1978), Interner Bericht DESY F35-78/02
- ROE76 O. Roemer: Entwurf und Bau von Gas-Schwellen-Cerenkovzählern mit sehr großer Winkelakzeptanz für DASP, Diplomarbeit Universität Hamburg (1976), Interner Bericht DESY F35-76/01
- RUE78 R. Ruesch: Untersuchung der myonischen Zerfälle des schweren Leptons  $\tau$  mit dem Doppelarmspektrometer DASP, Dissertation Universität Hamburg (1978), Interner Bericht DESY F1-78/02

- SAN74 H.G. Sander: Myon-Identifikation mit Hilfe eines Reichweitendetektors, Diplomarbeit RWTH Aachen (1974), RWTH HEP 74/07
- SAU74 K. Sauerberg: Untersuchung der Meßgenauigkeit eines Monitorsystems am  $e^+e^-$ -Speicherring DORIS, Diplomarbeit Universität Hamburg (1974), Interner Bericht DESY F22-74/2
- SCH75 R. Schwitters, Stanford Conference 1975, Seite 5
- SCH79 M. Schliwa: Hadronische Zweikörper- und Quasi-Zweikörper-Endzustände im Zerfall der  $J/\psi$ - und  $\psi'$ -Resonanzen sowie bei Schwerpunktsenergien zwischen 4.0 und 5.2 GeV, Dissertation Universität Hamburg (1979), Interner Bericht DESY F1-79/01
- SCH80 K.R. Schubert: New  $T$ -Results from DASP-2, Vortrag beim 1980 Rencontre de Moriond, Les Arcs, 1980
- SCH81 G. Schierholz, DESY, private Mitteilung
- SJ079 T. Sjostrand et al., Universität Lund, LU-TP-79-8 (1979)
- SJ080 T. Sjostrand, Universität Lund, LU-TP-80-3 (1980)
- STU77 W. Sturm, DASP-Kollaboration: Inklusive Hadronspektren der  $J/\psi$ - und  $\psi'$ -Resonanzen am DASP, Dissertation RWTH Aachen (1977), RWTH HEP 77/07
- TAK79 E. Takosugi et al., Phys. Rev. D20 (1979) 211
- TH080 E.H. Thorndike, Proceedings of the 20th International Conference on High Energy Physics, Madison, Wisconsin, Juli 1980
- TIM80 U. Timm: Total Hadronic Cross Section, Multiplicity and Inclusive Particle Spectra from  $e^+e^-$  Annihilation at PETRA, DESY 80/70 (Juli 1980)
- WAL81 R. Waldi, Dissertation Universität Heidelberg (1981), in Vorbereitung

- WE173 S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 31
- WES81 S. Weseler: Eine Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes der  $e^+e^-$ -Vernichtung bei 9.5 GeV, Diplomarbeit Universität Heidelberg (1981), in Vorbereitung
- WIE73 H. Wiedemann: Einführung in die Physik der  $e^+e^-$ -Speicherringe, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1973)
- WOL75 G. Wolf: Experimenteller Stand der  $e^+e^-$ -Vernichtung, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1975)
- WOL81 Herr Dr. G. Wolf hat mir freundlicherweise die Tabellen der mit DASP gemessenen inklusiven  $J/\psi$ -Wirkungsquerschnitte zur Verfügung gestellt.
- W0080 P.L. Woodworth, TASSO-Kollaboration, private Mitteilung ( $K^+K^-$ -Spektren von TASSO bei 12 GeV)