

Interner Bericht
DESY F22-78/06
November 1978

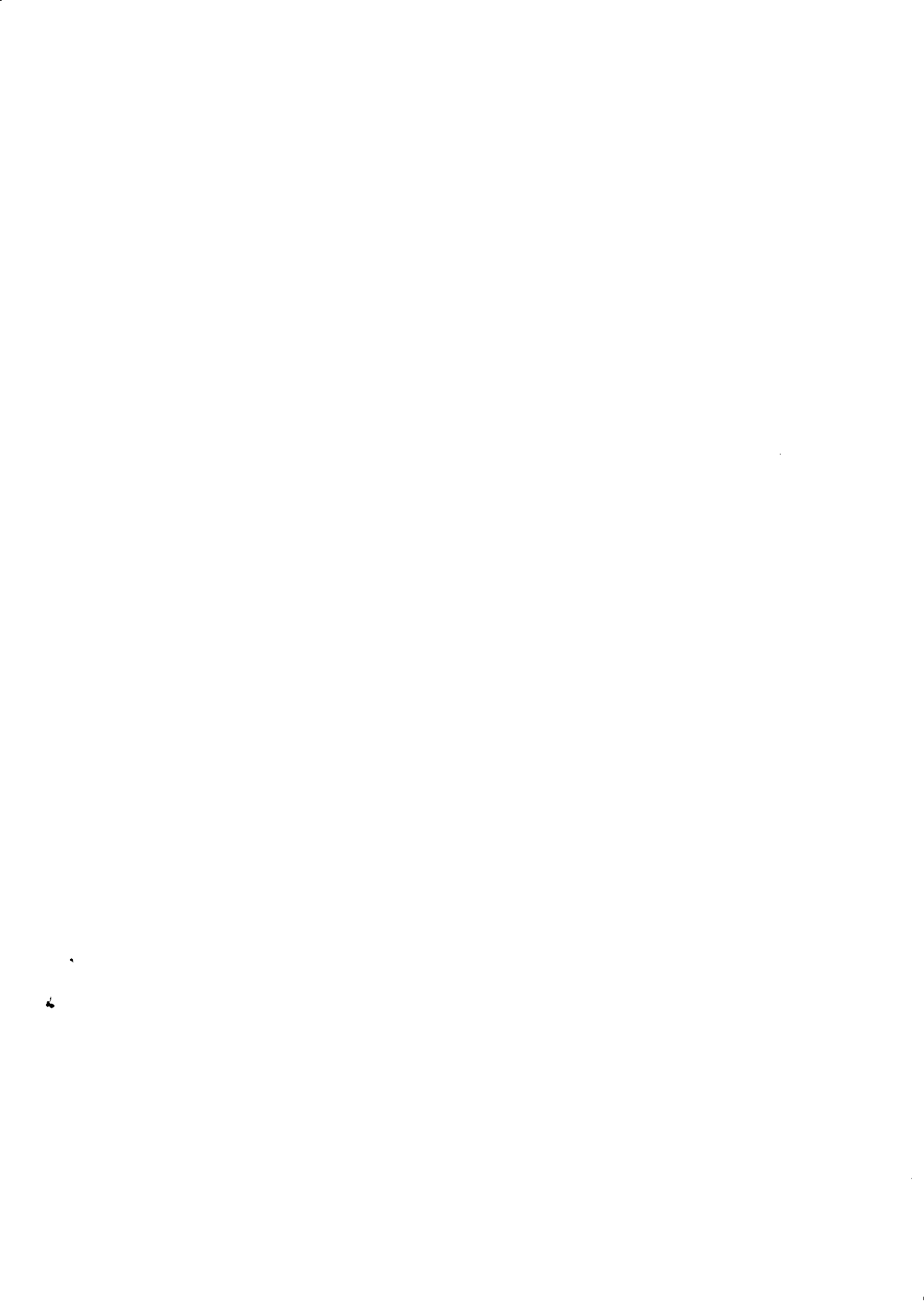
DESY-Bibliothek

3. JAN. 1979

DIE MESSUNG DES TOTALEN HADRONISCHEN WIRKUNGSQUERSCHNITTES
IN DER e^+e^- -VERNICHTUNG BEI SCHWERPUNKTSENERGIEN VON 3,6 GeV bis 5,2 GeV

von

Alfred Petersen



Die Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes in der
 e^+e^- -Vernichtung bei Schwerpunktsenergien von 3,6 GeV bis 5,2 GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Alfred Petersen
aus Lüchow

Hamburg

1978

Nichts ist schwerer, als Gedanken
so auszudrücken, daß jeder sie
verstehen muß.

nach Schopenhauer

Überblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes bei Schwerpunktsenergien zwischen 3,6 GeV und 5,2 GeV am DESY-Speicherring beschrieben. Die Daten wurden innerhalb der DASP-Kollaboration mit dem nichtmagnetischen Innendetektor des DoppelarmSpektrometers aufgenommen. Dieser besitzt ähnliche Trigger- und Nachweiswahrscheinlichkeiten für Photonen und geladene Teilchen. Das gemessene Verhältnis $R = \sigma_{\text{Hadronen}} / \sigma_{e^+e^-}$ steigt von $2,3 \pm 0,3$ bei $E_{\text{cm}} = 3,6$ GeV auf $4,3 \pm 0,5$ bei $E_{\text{cm}} = 5,2$ GeV. Die Werte beinhalten nicht den Anteil des schweren Leptons. Außerdem werden drei resonanzartige Strukturen bei Schwerpunktsenergien von 4,06 GeV, 4,16 GeV und 4,41 GeV beobachtet.

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Schopper

Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. P. Schmüser

Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation: 20. November 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses und Sprecher
des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. H.V. von Geramb

Inhaltsverzeichnis

	Seite		
1. Einleitung	1	7. Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit	45
2. Theoretische Betrachtungen	3	7.1. Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit über inklusive Ereignisse	46
2.1. Das Quarkmodell	3	8. Die Monte-Carlo-Simulation	50
2.2. Quantenchromodynamik	6	8.1. Das Monte-Carlo-Programm	51
2.3. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt	9	8.1.1. Ereigniserzeugung	51
2.4. Andere Prozesse mit hadronischen Endzuständen	10	8.1.2. Simulation der Teilchen im Detektor	53
2.4.1. Das schwere Lepton	10	8.1.3. Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektorelemente	55
2.4.2. Elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung	11	8.1.4. Simulation des Triggers	58
2.4.3. Zwei-Photon-Prozesse	12	9. Multihadronische Modellrechnungen	61
3. Der Doppelringspeicher DORIS	14	9.1. Vergleich der Impulsverteilungen zwischen Monte-Carlo-Simulation und Experiment	65
4. Beschreibung des Doppelarm spektrometers (DASP)	18	9.2. Reproduktion der inklusiven Nachweiswahrscheinlichkeiten	70
4.1. Strahlrohr und Luminositätsmonitor	18	9.3. Bestimmung des Korrekturfaktors F	74
4.2. Der Innendetektor	20	10. Ergebnisse	80
4.3. Der DASP-Magnet	24	10.1. Strahlungskorrekturen	81
4.4. Der Außendetektor	24	10.2. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt	83
4.5. Trigger und räumliche Akzeptanz	27	10.3. Anpassung an die resonanzartigen Strukturen	86
4.6. Datennahme	29	10.4. Vergleich des Wirkungsquerschnittes mit anderen Messungen	88
5. Datenreduktion	30	11. Diskussion der Ergebnisse im Rahmen der Theorie	93
5.1. Spurfindung im Innendetektor	31	11.1. Resonanzartige Strukturen oberhalb der Charm-Schwelle	93
5.2. Ereignisauswahl	34	11.1.1. Produktionsschwellen	94
6. Untergrundabschätzung	37	11.1.2. Zustände im "naiven" Charmonium-Modell	96
6.1. Inklusive Ereignisse als Testmenge	37	11.1.3. Erweitertes Charmonium-Modell	97
6.2. Strahl-Gas-Untergrund	37	11.2. Asymptotisches Verhalten im Wirkungsquerschnitt	99
6.3. Kosmische Strahlung	40	12. Zusammenfassung	102
6.4. Elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung	42	13. Literaturverzeichnis	103

1. Einleitung

Die Überlegungen, die zum Bau der ersten Speicherringe für Elektronen und Positronen in der Zeit von 1958 bis 1962 in Stanford und Frascati¹⁾ führten, zielten auf eine Überprüfung der Quantenelektrodynamik (QED). Doch bald darauf verlagerte sich bei e^+e^- -Speicherringen das Interesse auf die Produktion von Hadronen, denn Prozesse der Art $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen lassen sich in erster Näherung durch die Erzeugung und den Zerfall eines virtuellen Photons beschreiben, so daß das hadronische System mit eindeutigen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ erzeugt wird. Außerdem ist die invariante Masse des hadronischen Systems durch die Energie der einlaufenden Elektronen und Positronen scharf definiert.

Die ersten Messungen an e^+e^- -Speicherringen in Orsay²⁾ und Novosibirsk³⁾ zielten auf eine genaue Untersuchung der Vektormesonen (ρ , ω , ϕ). Es zeigte sich, daß bei Schwerpunktsenergien (E_{cm}) bis 1,2 GeV der Wirkungsquerschnitt dominant durch die Erzeugung dieser Vektormesonen bestimmt wird. Weiterführende Ergebnisse von Frascati⁴⁾ und CERN⁵⁾ ergaben, daß oberhalb von $E_{cm} = 1,2$ GeV der totale hadronische Wirkungsquerschnitt überraschend groß ist und nur eine schwache Energieabhängigkeit zeigt - wie für Teilchen ohne innere Struktur. Trägt man den hadronischen Wirkungsquerschnitt in Einheiten des $\mu^+\mu^-$ -Wirkungsquerschnittes auf ($R = \sigma_{\text{Hadronen}} / \sigma_{\mu^+\mu^-}$), so ergibt sich bis zu Schwerpunktsenergien von 3 GeV ein relativ konstanter Wert von $2,0 - 2,5$.

Durch den Bau neuer Speicherringe (SPEAR, DORIS) wurde es möglich, mit den Untersuchungen in neue Energiebereiche bis 7,4 bzw. 10,0 GeV Schwerpunktsenergie vorzustoßen. Messungen zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt wurden beim SPEAR von der SLAC-LBL-Gruppe mit dem Detektor MAFS I und am DORIS von zwei Kollaborationen, die den PLUTO- bzw. DASP - Detektor aufbauten, durchgeführt.

Die bisher von der SLAC-LBL⁶⁾ und PLUTO⁷⁾-Kollaboration veröffentlichten Ergebnisse stimmen im Energieverhalten grob überein, zeigen jedoch im

Detail Unterschiede bis zu 30%. Die Messungen zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt, die innerhalb der DASP - Kollaboration⁸⁾ gemacht wurden, werden in dieser Arbeit behandelt.

Der Aufbau unseres Detektors unterscheidet sich dabei grundlegend von den beiden vorher genannten. Während es sich bei MARK I⁹⁾ und PLUTO¹⁰⁾ um magnetische Detektoren handelt, die hauptsächlich auf geladene Teilchen ansprechen, wurden unsere Messungen mit dem nicht-magnetischen Innendetektor durchgeführt, der fast gleiche Ansprechwahrscheinlichkeiten für geladene und neutrale Teilchen besitzt. Außerdem wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse in erster Näherung experimentell und nur in zweiter Näherung durch Monte Carlo-Rechnungen bestimmt.

Auch wenn die Genauigkeit unserer Ergebnisse im Bereich der der anderen beiden Experimente liegt, so besitzen sie doch andere systematische Unsicherheiten und sollten deshalb zur besseren Kenntnis des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes beitragen.

2. Theoretische Betrachtungen

Die in Elektron-Positron-Speicherringen entstehenden physikalischen Prozesse verlaufen nach dem Schema:

$$e^+ e^- \rightarrow X$$

Dabei steht das X für beliebige Endzustandssysteme aus Leptonen und Hadronen. Die Feynmangraphen für Prozesse, die in dieser Arbeit besonders interessieren, sind in Abb. 2.1. dargestellt.

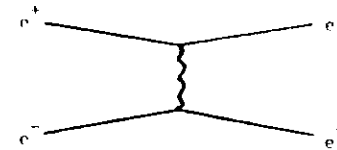
Die Graphen a.) und b.) lassen sich durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschreiben, die in den bisherigen Messungen sehr gut bestätigt wurde. $L^+ L^-$ steht dabei für ein beliebiges Leptonenpaar.

Die Kopplungskonstante in der QED ist an jedem Vertex proportional der Feinstrukturkonstanten α . Die Wirkungsquerschnitte dieser Reaktionen verlaufen damit größenordnungsmäßig $\sim \alpha^2 / s$ ($s = E_{cm}^2 =$ Quadrat der Schwerpunktsenergie).

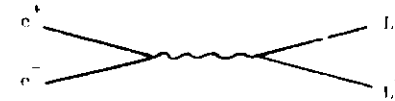
Zur Beschreibung der Hadronproduktion durch die Graphen c.) und d.) reicht der Formalismus der QED nicht aus, da die hadronische Struktur des zweiten Vertex zu einer noch unbekanntem Funktion von s führt.

2.1. Das Quarkmodell

In der Theorie zur Struktur der Hadronen ist das Quarkmodell^{11,12)} bisher sehr gut bestätigt worden. Es geht davon aus, daß Mesonen aus zwei, bzw. Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind. Zur Beschreibung des gesamten "Hadron - Zoos" benötigt man zunächst nur drei Quarks (u, d, s). Die Entdeckungen der J/ψ ^{13,14)} und ψ' ¹⁵⁾ - Resonanzen führten zur Erweiterung des Modells um ein viertes Quark (c). Die Quantenzahlen der vier Quarks (auch Flavours genannt) sind in Tab. 2.2. aufgelistet.



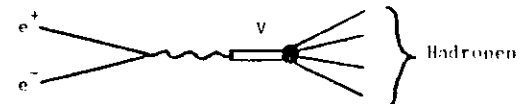
a.) Raumartiger Impulsübertrag in der Bhabhastreuung.



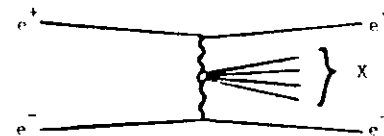
b.) Leptonproduktion durch zeitartigen Impulsübertrag.



c.) Hadronproduktion über virtuelles Photon.



d.) Hadronproduktion über eine Vektormeson-Resonanz.



e.) Zwei-Photon-Prozeß

Abb.2.1. Feynman - Graphen für verschiedene $e^+ e^-$ - Prozesse.

Flavour	Q	B	S	C	I_3	Y
u	2/3	1/3	0	0	1/2	1/3
d	-1/3	1/3	0	0	-1/2	1/3
s	-1/3	1/3	-1	0	0	-2/3
c	2/3	1/3	0	1	0	0

- Q = Ladung
- B = Baryonenzahl
- S = Strangeness
- C = Charmladung
- I_3 = Z-Komponente des Isospins
- Y = Hyperladung

Tab.2.2. Die Quantenzahlen der Quarks

Neueste Ergebnisse von Fermilab¹⁶⁾ und DORIS^{17,18)} geben Evidenz für ein fünftes Quark.

Zusätzlich gab es Anzeichen für die Existenz einer neuen verborgenen Quantenzahl "Color", die unter anderem die Lösung folgender Probleme ermöglichte:

- 1.) Erhaltung des Pauli-Prinzips für Baryonen,
- 2.) Existenz von nur Quark-Antiquark- bzw. Drei-Quark-Zustände als die energetisch niedrigsten Eigenzustände (Color-Singlet-Zustand).

Obwohl Color eine verborgene Quantenzahl ist, gibt es experimentelle Ergebnisse, die auf ihre Existenz hinweisen:

- 1.) Der theoretische Wert für das Verhältnis $R = \sigma_{\text{Had.}} / \sigma_{\mu^+\mu^-}$ vergrößert sich um einen Faktor 3 in besserer Übereinstimmung mit den Experimenten.
- 2.) Es wird eine bessere quantitative Beschreibung der Zerfallsbreite für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ erreicht.
- 3.) Bei der Berechnung der Zerfallsbreiten des "schweren" Leptons (τ)

(siehe auch Abschnitt 2.4.1) verringert sich der Wert für $\Gamma(\tau \rightarrow \mu\nu)/\Gamma(\tau \rightarrow \text{alles})$ von 33% auf 20% und beschreibt damit recht gut den experimentellen Wert von $17,9\% \pm 2,8\%$.

Es wird davon ausgegangen, daß jedes Quark gleich häufig in den drei verschiedenen Color-Zuständen auftritt. Ein Baryon, das aus drei Quarks mit jeweils unterschiedlicher Color-Zahl aufgebaut ist, erscheint nach außen Color-neutral.

Das Quarkmodell in seiner momentanen Fassung mit fünf Flavour- und drei Color-Zuständen ermöglicht insgesamt die Darstellung von 15 verschiedenen Quark-Zuständen (und die gleiche Anzahl von Antiquark-Zuständen). Die Anzahl der Flavour-Zustände ist im Modell jedoch nicht fest vorgegeben, so daß es ohne Schwierigkeiten auf n verschiedene Quark-Flavour erweitert werden kann.

2.2. Quantenchromodynamik (QCD)

Die einfachste Feldtheorie, die die Color-abhängigen Kräfte zwischen den Quarks beschreibt, ist die Quantenchromodynamik¹⁹⁾ - eine nicht-abelsche Eichfeldtheorie. Dabei wird die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von Vektorbosonen - den Gluonen erklärt, die die Color-Ladung tragen.

Es ist eine Verallgemeinerung der abelschen QED als U(1) Symmetriegruppe zur nichtabelschen Eichtheorie mit einer SU(3) Color-Symmetriegruppe (SU(3)^C).

Die hauptsächlichsten Unterschiede zwischen QED und QCD sind:

- 1.) Acht masselose Gluonen, die jeweils eine Color-Quantenzahl tragen, im Vergleich zu einem masselosen Photon, das keine elektrische Ladung trägt.
- 2.) Die Kopplungskonstanten α_s und α zeigen entgegengesetztes Verhalten zu hohen Energien hin.

Da ein einzelnes Elektron von einer infinitesimalen Wolke von Elektron-Positron-Paaren umgeben ist, schirmen diese einen Teil der Ladung ab,

so daß die Kopplungskonstante α bei "normalen" Abständen kleiner ist als bei extrem kleinen Distanzen. Mit Hilfe der Störungsrechnung läßt sich zeigen, daß die Kopplungskonstante nur in den unteren Energiebereichen als Universalkonstante betrachtet werden kann, während sie bei sehr großen Impulsüberträgen mit der Energie anwächst.

In der QCD ist das Verhalten der Kopplungskonstanten α_s nahezu entgegengesetzt, da die Gluonen auch untereinander wechselwirken. Aus der Vakuumpolarisation in der Gluon-Wechselwirkung läßt sich mit der Störungsrechnung die Energieabhängigkeit von α_s berechnen⁽²⁰⁾:

$$\alpha_s(s) = \frac{\alpha_s(s_0)}{1 + B \frac{\alpha_s(s_0)}{4\pi} \ln \frac{s}{s_0}} \quad (2.1)$$

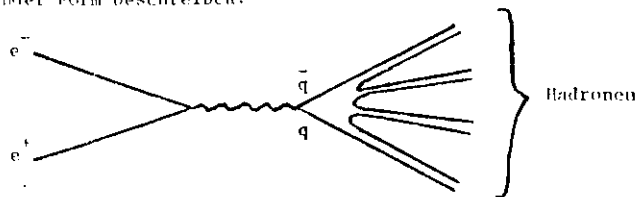
$$B = (11 - 2/3 n)/4\pi$$

n = Anzahl der Flavours

Dabei wird s_0 als Normalisationspunkt benutzt. Der logarithmische Term bewirkt einen Abfall von α_s mit der Wechselwirkungsenergie. Bei sehr kleinen Abständen der beiden Reaktionspartner (hohen Energien) wird $\alpha_s \ll 1$, und die Prozesse zeigen ähnliches Verhalten wie in der QED ("asymptotische Freiheit").

Bei größer werdenden Abständen (kleineren Energien) steigt α_s zu immer größeren Werten an. Dadurch wird verhindert, daß die Quarks sich aus ihrer Bindung lösen und frei bewegen können ("infrarot Sklaverei").

Nach dem hier beschriebenen Quarkmodell läßt sich der Graph in Abb. 2.1.b in folgender Form beschreiben:

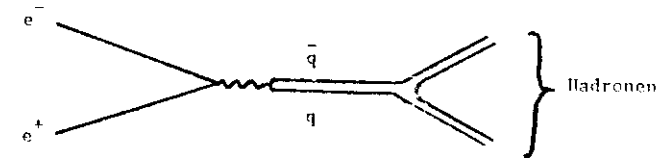


Das virtuelle Photon koppelt an ein $q\bar{q}$ -Paar. Die gegenseitige Anziehung

der Color-Feldlinien bewirkt, daß bei größer werdenden Abständen des $q\bar{q}$ -Paares die Feldlinien nahezu parallel verlaufen und damit die Energie linear mit dem Abstand anwächst (chromoelektrischer Meissner-Effekt). Sobald die in dem Color-Feld gespeicherte Energie groß genug ist, werden neue $q\bar{q}$ -Paare erzeugt, die schließlich in den hadronischen Endzustand aufgehen.

Man kann die Prozesse im Endzustand als Zerfall der beiden Primärquarks auffassen. Die vektorielle Summe der Impulse dieser Zerfallssysteme zeigt in die Flugrichtung der Primärquarks (Jet-Struktur).

Bei der Vektor-Meson-Produktion bildet das an das virtuelle Photon ankoppelnde $q\bar{q}$ -Paar zunächst das entsprechende Vektor-Meson, um dann nach Bildung von neuen $q\bar{q}$ -Paaren in Hadronen zu zerfallen.



Dabei kann sich das $q\bar{q}$ -System im Grundzustand oder auch in einem höheren angeregten Zustand befinden, was einer V^* -Resonanz entspricht.

2.3. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt

Als totaler hadronischer Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Vernichtung wird der Wirkungsquerschnitt für folgende Reaktion bezeichnet:

$$e^+e^- \rightarrow \text{ein virtuelles Photon} \rightarrow \text{beliebiges hadronisches System}$$

Abb. 2.1.c und 2.1.d zeigen die beiden möglichen Graphen für den Prozeß.

Außerhalb von Resonanzen sollte sich die Größe der elektromagnetischen Kopplung des virtuellen Photons an das $q\bar{q}$ -Paar nur durch die unterschiedliche Ladung von der der Lepton-Paar-Produktion unterscheiden.

$$\sigma_{\mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot 1 \quad \mu^+\mu^- \text{ - Wirkungsquerschnitt} \quad (2.2)$$

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot Q^2 \quad q\bar{q} \text{ - Wirkungsquerschnitt} \quad (2.3)$$

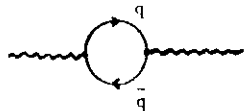
Q = Quarkladung

Bei Berücksichtigung aller Quarkzustände ist über Color und Flavour zu summieren, um so den hadronischen Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Damit ergibt sich das Verhältnis $R = \sigma_{\text{Hadronen}} / \sigma_{\mu\mu}$ zu:

$$R = \frac{\sigma_{\text{Hadronen}}}{\sigma_{\mu^+\mu^-}} = \sum_{\text{Color}} \cdot \sum_{\text{Flavour}} Q_i^2 \quad (2.4)$$

Diese Formel gilt nur in erster Näherung, da in der QCD dieses Ergebnis noch durch innere Strahlungskorrekturen modifiziert werden muß.

Die "Vakuumpolarisation durch Quark-Paarbildung" als erste Ordnung der Störungsrechnung entspricht der Formel (2.4):



Die nächst höhere Ordnung enthält zusätzliche Gluonlinien innerhalb der Vakuumpolarisation:



Unter Einbeziehung dieser Graphen läßt sich das Ergebnis der Berechnung folgendermaßen darstellen:

$$R = 3 \cdot \sum_{\text{Flavour}} Q_i^2 (1 + \alpha_s(s)/\pi) \quad (2.5)$$

Dabei entspricht α_s der Quark-Gluon-Kopplungskonstanten aus (2.1).

Bei der Annahme, daß "asymptotische Freiheit" schon in der Umgebung der Produktionsschwelle für $c\bar{c}$ -Paare gilt, lassen sich folgende Werte für R abschätzen:

$$R = 2 \quad \text{unterhalb der Charm-Produktion}$$

$$R = 3 \frac{1}{3} \quad \text{oberhalb der Charm-Produktion}$$

2.4. Andere Prozesse mit hadronischen Endzuständen

Außer der direkten Hadronproduktion nach Abb. 2.1.c und 2.1.d gibt es noch andere Prozesse, die zu hadronischen Endzuständen führen. Dazu gehören die Produktion von schweren Leptonen, elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung und der Zwei-Photon-Prozeß.

2.4.1. Das schwere Lepton (τ)

Bis vor wenigen Jahren war die Existenz von vier Leptonen bekannt - das Elektron, das Myon und die beiden entsprechenden Neutrinos. Neuere Experimente brachten Evidenz für ein neues schweres "Lepton"²²⁾ (τ), das offensichtlich auch sein eigenes Neutrino besitzt. Während die Massen der alten Leptonen unterhalb der kleinsten Meson-Massen liegen, besitzt das neue Lepton eine Masse von 1,8 GeV²³⁾. Damit kann es auch in Hadronen zerfallen²⁴⁾.

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von schweren Leptonen in der

e^+e^- - Vernichtung hat in der Nähe der Produktionsschwelle ($2E = 3,6 \text{ GeV}$) folgende Form:

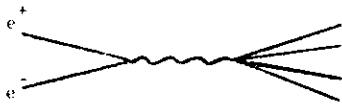
$$\sigma_{\text{I}}^{+ -} = \sigma_{\text{U}}^{+ -} \cdot (3R - \beta^2) / 2 \quad (2.6)$$

$$\beta = \frac{p}{E}$$

Bei Energien weit oberhalb der Schwelle entspricht er dem $\mu\mu$ - Wirkungsquerschnitt und damit einer Einheit in R.

2.4.2. Elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung

Der Austausch eines virtuellen Photons beschreibt die Produktion von hadronischen Endzuständen in erster Näherung.



Dieser in niedrigster nicht verschwindender Ordnung der Störungsrechnung ermittelte Wirkungsquerschnitt wird mit σ_0 bezeichnet. Der experimentell bestimmbare Wirkungsquerschnitt σ_{exp} enthält außer σ_0 noch die Beiträge aller höheren Ordnungen der Störungsrechnung. Da man annimmt, daß die Störungsreihe schnell konvergiert, reicht es im allgemeinen, noch die nächst höhere Ordnung in α zu berücksichtigen. In der Sprache der Feynman-Graphen sind es die Interferenzen zwischen dem Grundgraphen und solchen mit zusätzlichen inneren Linien (siehe Abb.2.3.a). Außerdem werden die Graphen berücksichtigt, bei denen zum Grundprozeß noch zusätzlich ein reelles Photon emittiert wird (siehe Abb.2.3.b). Die Beiträge aller höheren Ordnungen zum meßbaren Wirkungsquerschnitt werden als Strahlungskorrekturen bezeichnet und im allgemeinen durch einen additiven Term δ beschrieben.

$$\sigma_{\text{exp}} = \sigma_0 \cdot (1 + \delta) \quad (2.7)$$

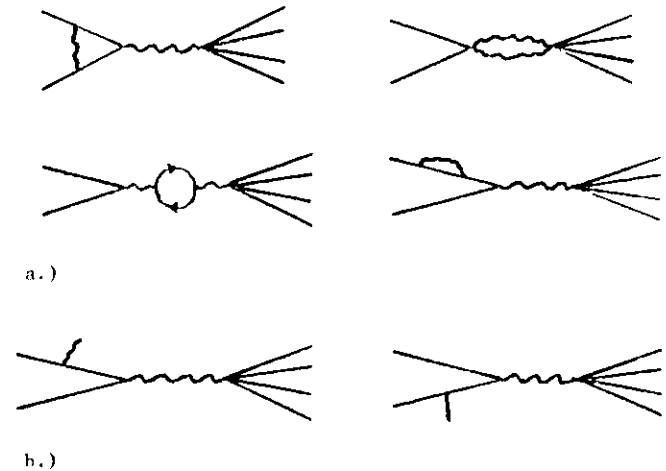
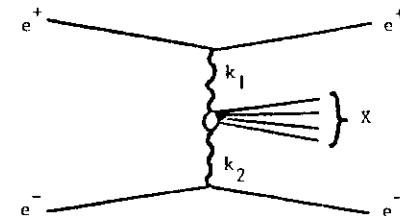


Abb.2.3. Elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung.

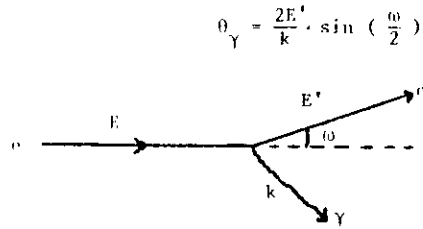
2.4.3. Zwei-Photon-Prozesse

Die einlaufenden Elektronen und Positronen werden von einer Wolke virtueller Photonen begleitet. Daher besteht die Möglichkeit, daß zwei virtuelle Photonen miteinander wechselwirken, was einer Photon-Photon-Vernichtung entspricht.



Das virtuelle Photonspektrum, das durch die ultrarelativistischen Elektronen ausgesendet wird, läßt sich folgendermaßen beschreiben²⁵⁾:

$$\Gamma(k) dk = \frac{2\pi}{n} \cdot \left(\ln \frac{E}{m_e \gamma_{\max}} - \frac{1}{2} \right) \cdot \left(1 - \frac{k}{E} - \frac{k^2}{2E^2} \right) \cdot \frac{dk}{k} \quad (2.8)$$



$$\theta_Y = \frac{2E'}{k} \cdot \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- X$ ergibt sich damit zu^(2b):

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- X) = \iint P(k_1) \cdot P(k_2) d\Omega_{YY+X}(k_1, k_2) dk_1 dk_2 \quad (2.9)$$

Da der Wirkungsquerschnitt für σ_{YY+X} proportional α^2 ist, entspricht der gesamte Prozeß nur der Größenordnung α^4 und wäre demnach zu vernachlässigen. Die Integration über die Photonspektren führt zum Faktor $\left(\ln \left(\frac{E}{m_e} \right) \right)^2$, so daß der Wirkungsquerschnitt mit steigender Schwerpunktsenergie ansteigt. Dadurch wird bei Energien um $E_{cm} = 5 \text{ GeV}$ fast eine Größenordnung in α kompensiert, und der Prozeß ist bei den Experimenten zu berücksichtigen.

Kinematisch gesehen erleiden die gestreuten Elektronen und Positronen im Mittel nur eine geringe Ablenkung, so daß sie fast geradlinig im Strahlrohr weiterfliegen. Außerdem erhalten die im mittleren Vertex erzeugten Teilchen nur einen Bruchteil der gesamten Schwerpunktsenergie.

3. Der Doppelspeicherring DORIS

DORIS⁽²⁷⁾ besteht aus zwei übereinander angeordneten ovalen Vakuumröhren, in denen jeweils Positronen und Elektronen umlaufen (siehe Abb. 3.1.). Magnete umschließen die Röhre, um die Teilchenstrahlen auf ihren Sollbahnen zu halten. Zur Nachbeschleunigung und zur Kompensation der Verluste durch Synchrotronstrahlung sind in den geraden Strecken Hohlraumresonatoren angebracht, die mit Hilfe eines elektromagnetischen Wechselfeldes den Teilchen wieder Energie zuführen. Bedingt durch die Hochfrequenz können in jedem Ring maximal 480 Teilchenpakete von ca. 3 cm Länge gespeichert werden.

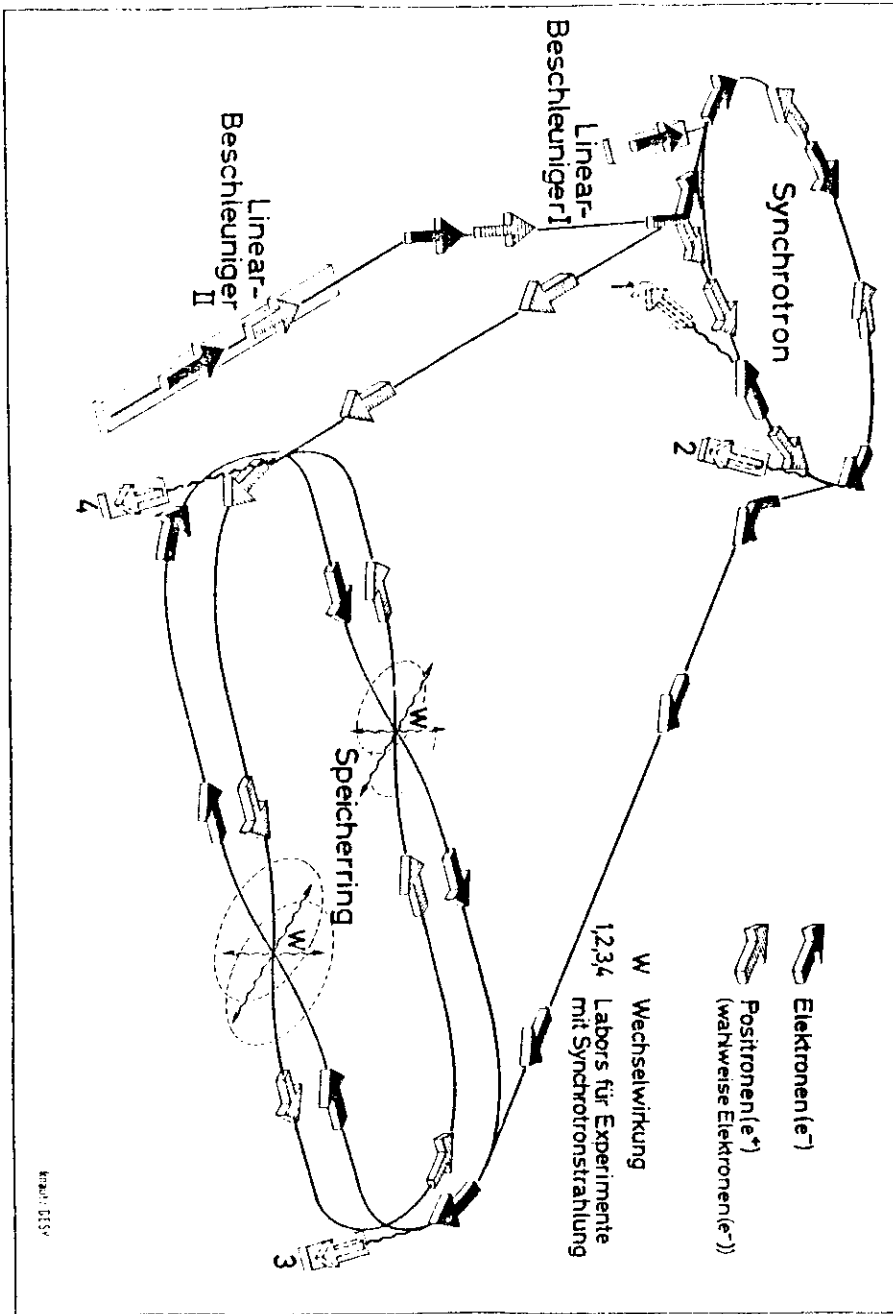
In den Mitten der geraden Strecken vereinigen sich die beiden Vakuumröhre und bilden somit die Wechselwirkungszonen (WWP) der nahezu frontal kollidierenden Elektronen und Positronen. Zwei Quadrupole im Abstand von 5 m beiderseits des Wechselwirkungspunktes optimieren die Strahloptik beim Durchdringen der beiden Teilchenpakete.

Im Mittel sinkt der gespeicherte Strom pro Strahl bei einer Füllung von zunächst 200 mA auf ca. 100 mA, wobei der Elektronenstrom, bedingt durch Wechselwirkung mit positiven Ionen des Restgases, schneller abnimmt. Das Vakuum im Strahlrohr beträgt einige 10^{-9} Torr, was zu einer Lebensdauer der Strahlen von 5 bis 7 Stunden führt.

Tabelle 3.2. gibt eine Zusammenstellung der wichtigsten Parameter von DORIS.

Zur Messung der Strahlenergie dient ein Referenzmagnet, der mit den Ablenkmagneten im Speicherring identisch und mit ihnen in Reihe geschaltet ist. Mit der Kernresonanzmethode läßt sich so außerhalb des Rings die Feldstärke und daraus die Energie der Teilchen bestimmen. Randfelder und Ungenauigkeiten in den Abmessungen der Magnetjoche haben einen systematischen Fehler von 0,1% zur Folge.

Ein wichtiger Parameter eines Speicherrings ist seine Luminosität. Sie bestimmt für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ die zu erwartende



2373

Abb. 3.1. Schematische Strahlführung bei NSR13

Zählrate N , entsprechend der Formel:

$$N = \sigma \cdot I, \quad (3.1)$$

Die Luminosität gibt die "Teilchendurchdringungsdichte" pro Zeit an den Wechselwirkungspunkten wieder.

$$L = \frac{N_1 N_2 \cdot n_b \cdot f}{F_{\text{eff}}} \quad (3.2)$$

N_1 = Zahl der Elektronen pro Bunch

N_2 = Zahl der Positronen pro Bunch

n_b = Zahl der Bunche pro Strahl

f = Umlauffrequenz

F_{eff} = effektiver Strahlquerschnitt

Da die geometrischen Strahlabmessungen nicht mit der geforderten Genauigkeit berechnet werden können, wird die Luminosität über den physikalischen Prozeß der Kleinwinkelbhahastreuung bestimmt. Während der Messungen wurden Luminositäten von $5 - 10 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ erreicht.

Umfang	288 m
Halbkreis ϕ	55 m
Länge der geraden Stücke	55 m
Ablenkradius	12,2 m = R
Länge der nutzbarer W-Zone	5 m
Schwerpunktsenergien	$1 < 2E < 8 \text{ GeV}$
Kreuzungswinkel	24 mrad
Hochfrequenz	499,67 MHz
Zahl der Bunche/Strahl	max. 480 (überwiegend 120)
Strom/Strahl	100-200 mA bei 1,5-2 GeV pro Strahl
Lebensdauer	5 bis 7 Stunden
Strahlabmessungen am Wechselwirkungspunkt	Höhe: $\sim 0,22 \text{ mm}$ Breite: $\sim 0,36 \text{ mm}$
Bunchlänge	$\sim 3 \text{ cm}$
Energieverlust/Umlauf	$\Delta E \approx 39 \cdot 10^{-6} R^4/R(E \text{ in GeV}, R \text{ in m})$ (37 keV bei 1,5 GeV)
Energiebreite/Strahl	$G_E \text{ (MeV)} \approx 0,24 \cdot B^2(E \text{ in GeV})$ (0,5 MeV bei 1,5 GeV)
typische Luminosität	$5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \approx 1,8 \text{ nb}^{-1}/\text{Std.}$
Vakuum	$\sim 3 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$

Tab. 3.2. Speicherringparameter

4. Beschreibung des Doppelarm-spektrometers DASP

In einer der beiden Wechselwirkungszone von DORIS ist das Doppelarm-spektrometer DASP²⁸⁾ aufgebaut. Bei dem Entwurf des Detektorsystems bewillte man sich folgende Forderungen zu erfüllen:

1.) Innerhalb eines kleinen Raumwinkels mit Hilfe eines Magnetfeldes eine gute Impulsauflösung und Teilchenentrennung zu erreichen.

11.) Über einen großen Raumwinkel die Richtungen von sowohl geladenen Teilchen als auch Photonen zu bestimmen und die Energie von schauernden Teilchen zu messen.

Bedingt durch diese Konzeption läßt sich der Detektor in zwei Einheiten unterteilen: Den nichtmagnetischen Innendetektor und die beiden Spektromerarme des Außendetektors, die durch das Magnetsystem getrennt werden. Abb. 4.1. zeigt eine Gesamtansicht des Detektors.

4.1. Strahlrohr und Luminositätsmonitor

In der Wechselwirkungszone besteht das Vakuumrohr, in dem sich die beiden Teilchenstrahlen durchkreuzen, aus einem zylindrischen Rohr mit einem Durchmesser von 20,6 cm und einer Länge von 60 cm. Als Material wurde zunächst VZA Stahl mit 0,08 Strahlungsängen und später Aluminium mit 0,01 Strahlungsängen verwendet. Im Anschluß an das Mittelteil erweitert sich das Strahlrohr zu beiden Seiten zu Kegelsäulchen, in deren Enden jeweils zwei Austrittsfenster in Richtung der Luminositätsmonitore²⁹⁾ eingebaut sind (siehe Abb. 4.2.).

Die Luminosität wird über die Reaktion der Kleinwinkel-Rhabastreuung unter einem Winkel von 8° gemessen. Für deren Benutzung sprechen folgende Gründe:

1.) Die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik (QED) bei kleinem Impulsübertrag ist hinreichend überprüft.

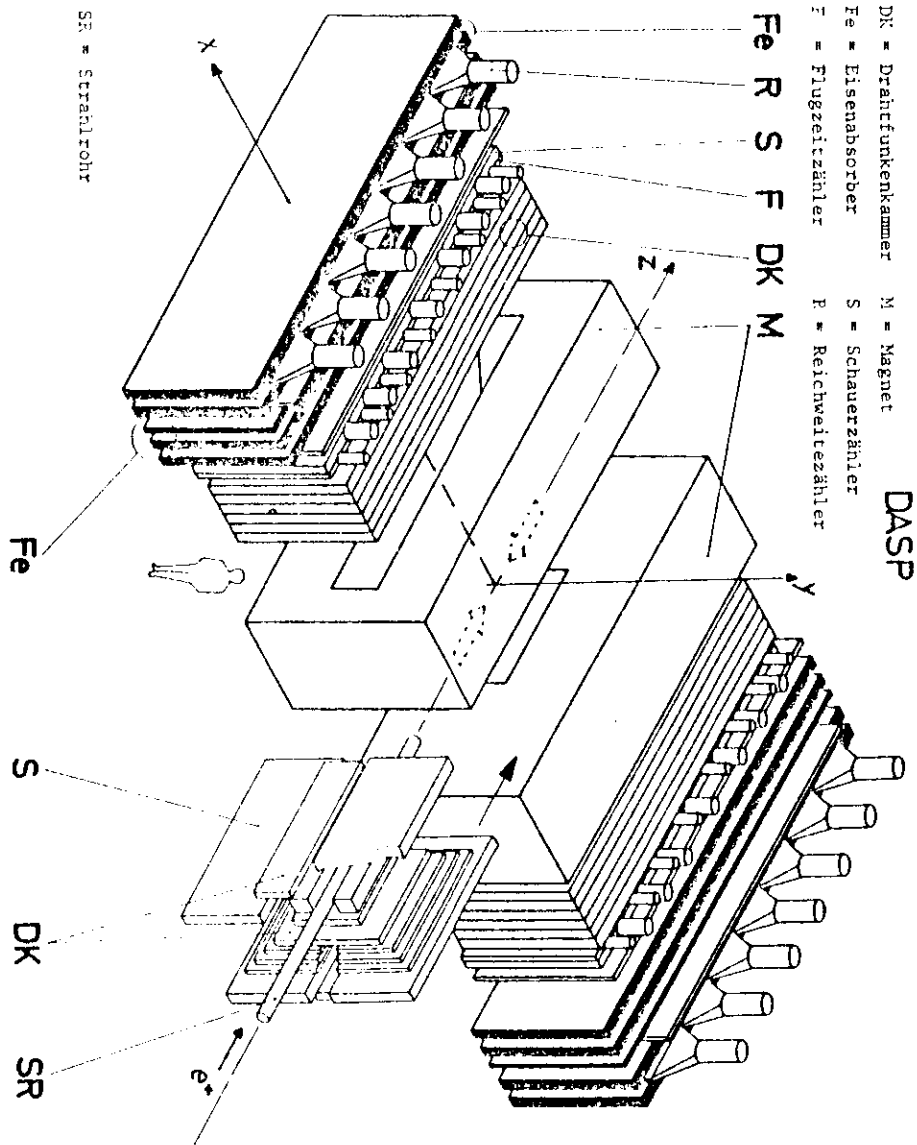


Abb.4.1. Gesamtansicht des DASP - Detektors

2.) Der Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung ist relativ groß und ergibt somit hohe Zählraten,

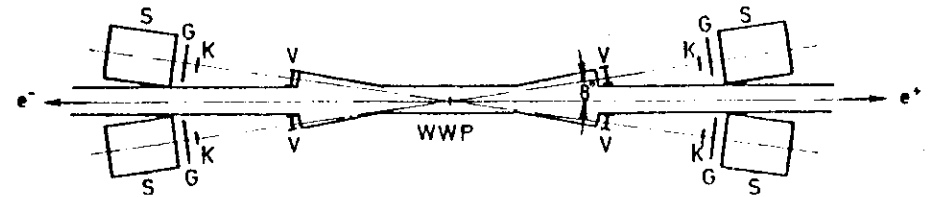


Abb.4.2. Strahlrohr und Luminositätsmonitor

Als Luminositätsmonitor sind vier identische Zählerteleskope symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angebracht. Dadurch ist die Zählrate in erster Näherung unabhängig von Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes. Das Ansprechen von zwei gegenüberliegenden Teleskopen in Koinzidenz definiert ein Bhabha-Ereignis. Um Strahlungseffekte, Strahldivergenzen und Vielfachstreuung zu eliminieren, verlangt man Koinzidenz zwischen einem kleinen Zähler K und dem gegenüberliegenden großen Zähler G. Zur Diskrimination des niedereuergetischen Untergrundes wird die Koinzidenz durch die Vorzähler V und die Schauerzähler S verschärft. Typische Zählraten sind 200 Bhabha-Ereignisse pro Stunde Meßzeit.

4.2. Der Innendetektor

Der freie Raum zwischen den Magneten, Flußbrücken und Strahlführungsquadrupolen wird fast vollständig vom nichtmagnetischen Innendetektor eingenommen. Abb. 4.3. und 4.4. zeigen einen Schnitt senkrecht bzw. parallel zur Strahlrichtung.

Das Strahlrohr wird von 22 ebenen Szintillationszählern umschlossen, von denen 20 einen Azimutalwinkel (ϕ) von jeweils 15° (1S-Zähler) und zwei einen Winkel von 30° (ØS-Zähler) überdecken. Letztere entsprechen der Akzeptanz des Außendetektors. Dieses Strahlrohrhodoskop dient zur

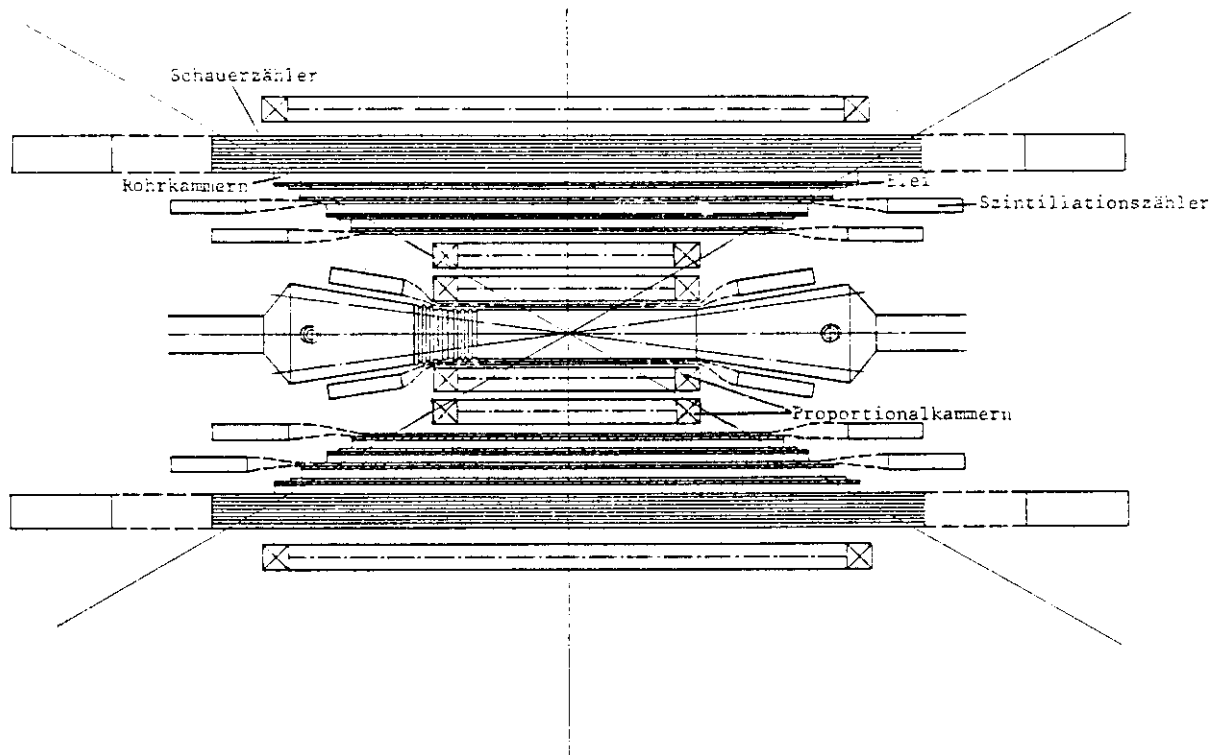


Abb.4.4. Der Innendetektor im waagerechten Schnitt

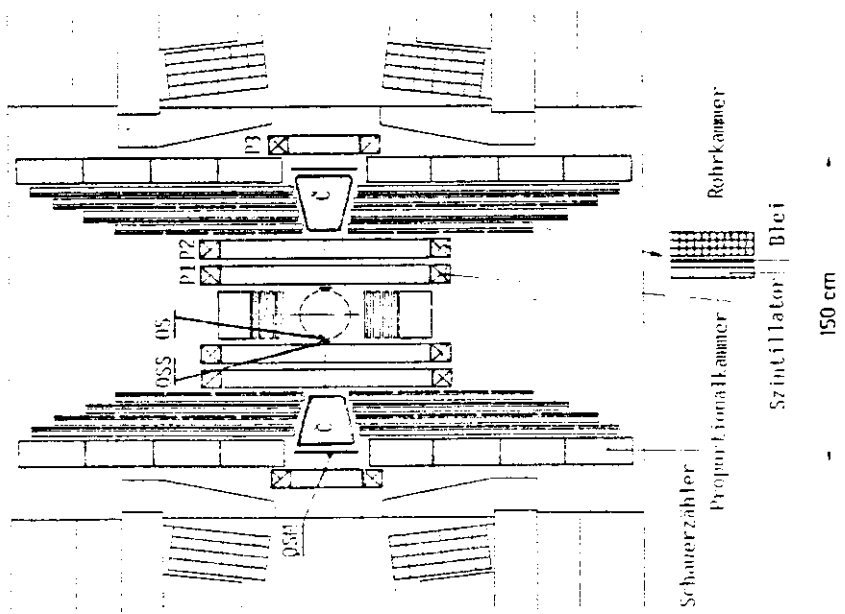


Abb.4.3. DASP - Innendetektor

Unterscheidung von geladenen und neutralen Teilchen und wird bei dem später beschriebenen Aufbau des Triggers benutzt.

Zu beiden Seiten schließen sich je 2 gleich große Viardrahtproportionalkammern³⁰⁾ an. Jede besitzt 3 Signalebenen, deren Drähte unter 0° , 90° und $12,8^\circ$ zur Senkrechten in 2 mm Abstand gespannt sind.

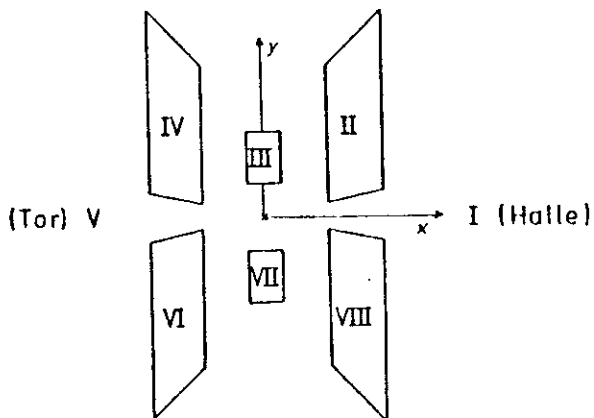


Abb.4.5. Aufteilung des Innendetektors in Oktanten

Abb. 4.5. zeigt die azimutale Aufteilung des Innendetektors in Oktanten. In den Oktanten I und V, die die Akzeptanz der Magnetöffnungen überdecken, können nur die Spuren geladener Teilchen durch die Proportionalkammern P1 und P2 und die Drahtfunkenkammer P3 bestimmt werden. Ein Szintillationszähler vor den Kammern (\emptyset SS-Zähler) und ein zweiter vor der Magnetöffnung (\emptyset SM-Zähler) werden für den später beschriebenen Inklusiv-Trigger benutzt. Die übrigen 6 Oktanten sind aus je 4 hintereinanderliegenden Sandwich-Modulen aufgebaut, die aus einem 1 cm dicken Szintillationszählerhodoskop, einer 0.5 cm starken Bleilage und einer Proportionalrohrkammer³¹⁾ bestehen. Den Abschluß der Oktanten bilden Hodoskope aus Blei-Szintillator-Sandwich-Schauerzählern mit 3,5 cm Blei.

Bei senkrechtem Einfall müssen die Teilchen in diesen Oktanten eine Materialdicke von mindestens 11 Strahlungslängen durchdringen, so daß eine gute Aufschauierung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen erfolgt, und eine Energiebestimmung möglich ist.

Die Szintillationszähler sind in den Modulen alternierend waagrecht und senkrecht angeordnet. Abb. 4.6. zeigt die schematische Anordnung der Szintillationszähler im Innendetektor.

Mit Hilfe der Rohrkammern läßt sich die Ortsbestimmung geladener Spuren und konvertierter Photonen durchführen. In den Oktanten III und VII bilden je 3 Rohrlagen, die zu $+30^\circ$, 0° und -30° bzgl. der Z-Achse orientiert sind, eine Kammereinheit. Ein Teilchen kann somit maximal 12 Ebenen durchdringen. Die Oktanten II, IV, VI und VIII besitzen nur eine Kammer mit 3 Rohrlagen und drei mit je 2 Rohrlagen unter $+30^\circ$ und -30° . Da diese Oktanten zum Teil auch von den Proportionalkammern überdeckt werden, kann die Ortsbestimmung geladener Teilchen durch 9-15 Ebenen erfolgen.

4.3. Der DASP-Magnet

Der DASP-Magnet³²⁾ ist aus zwei symmetrisch zum Strahlrohr platzierten H-Magneteinheiten mit normalleitenden Spulen aufgebaut, die durch Flußbrücken miteinander verbunden sind. Die räumliche Akzeptanz überdeckt im Azimut $\phi \pm 10^\circ$ und im Polarwinkel θ einen Bereich von $48^\circ - 132^\circ$. Beide Einheiten sind entgegengesetzt gepolt. Die integrierte magnetische Länge beträgt bei maximaler Erregung 18 KGm.

4.4. Der Außendetektor

Die beiden Spektrometerarme hinter den Magneten (siehe Abb. 4.7.) dienen zur Bestimmung des Impulses und zur Identifizierung der geladenen Teilchen^{33,34)}. Die Vermessung der Spur erfolgt durch 5 magnetostriktive Drahtfunkenkammern, die unmittelbar hinter dem Magneten stehen. Jede Kammer besteht aus zwei Ebenen, deren Drähte unter 0° und $6,98^\circ$ zur Senkrechten im Abstand von 1 mm gespannt sind. Aus der magnetischen Ablenkung der Teilchen können die Impulse auf p_p (GeV/c) = $0,01 \cdot p^2$ (GeV²/c²) bestimmt werden.

Strahlrohr und Innendetektor

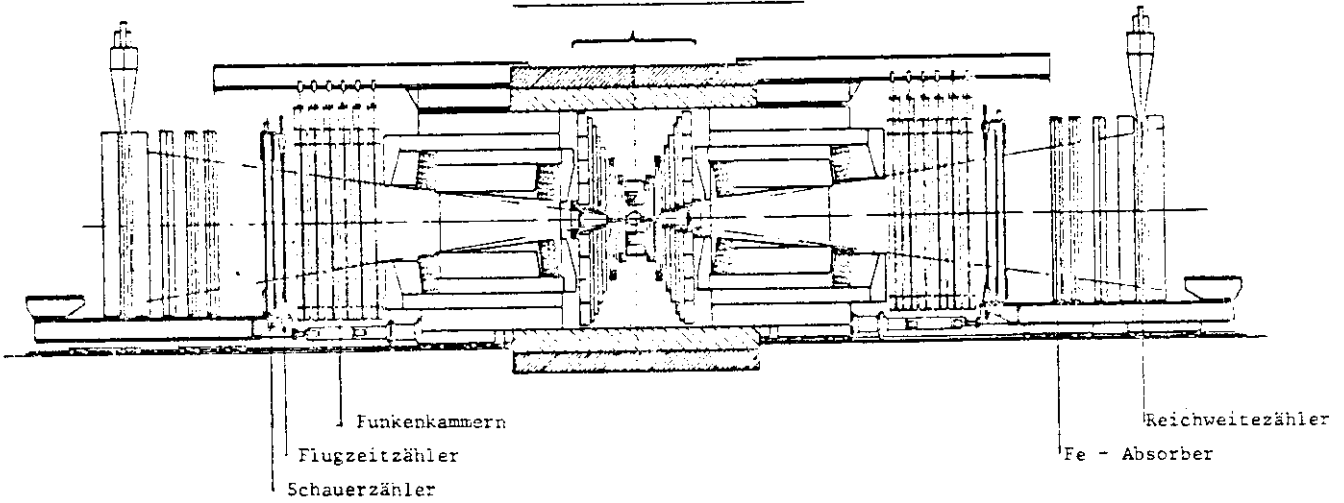


Abb.4.7. Senkrechter Schnitt durch den DASP-Detektor

Zähleranordnung im Innendetektor (schematisch)
Stand 22.10.73

TOR

HALLE

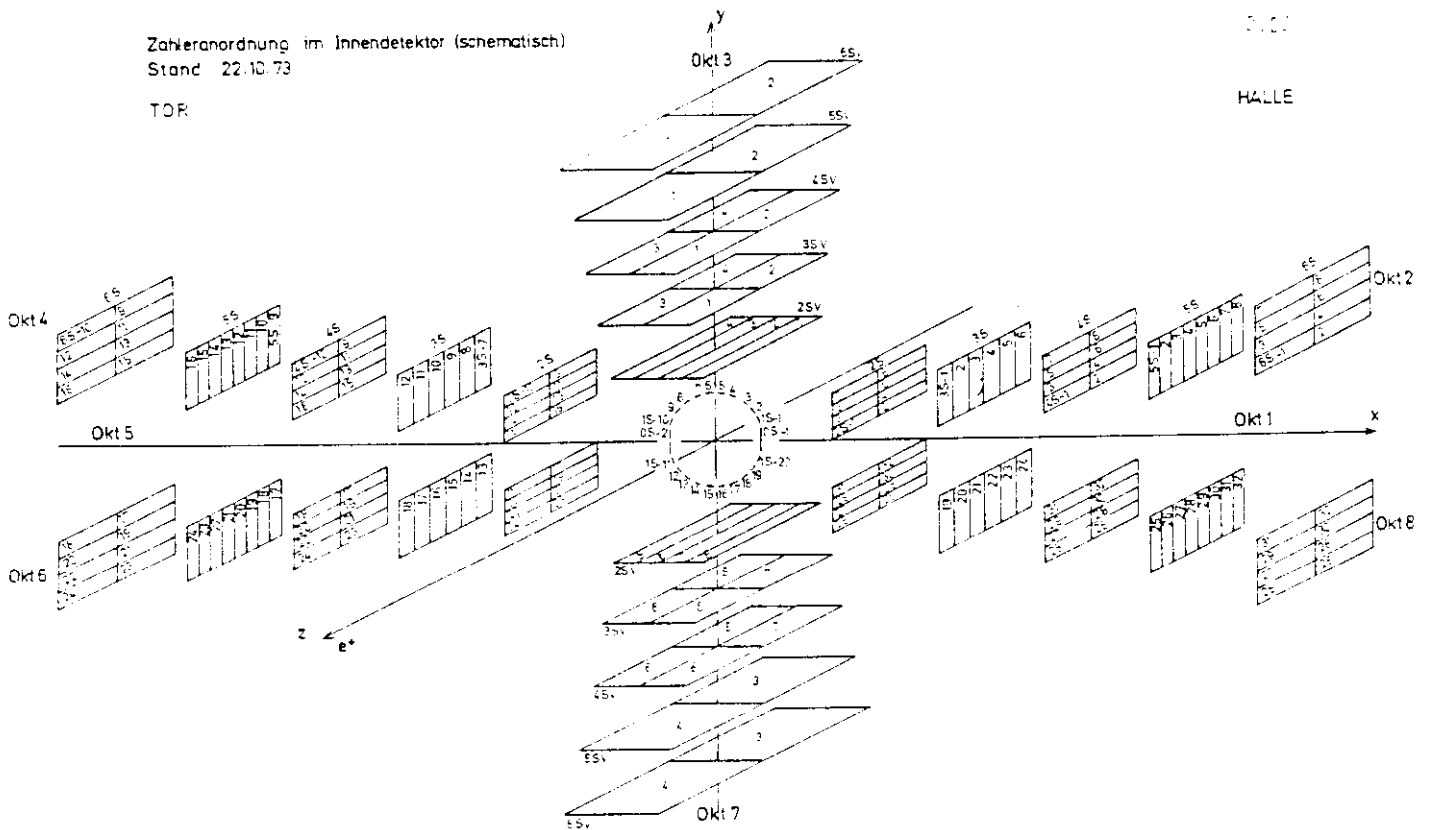


Abb.4.8. Schematische Darstellung der Szintillationszähler im Innendetektor.

Daran schließt sich ein Flugzeitzählerhodoskop, welches aus 31 vertikalen Szintillationszählern besteht. Der Flugweg zwischen den Zählern und dem Strahlrohr beträgt $\approx 4,75$ m. Die Laufzeit läßt sich mit einer Genauigkeit von $\pm 0,26$ nsec messen. Damit ist es möglich, Pionen von Kaonen bis $p \approx 1,5$ GeV/c und Kaonen von Protonen bis $p \approx 3$ GeV/c zu trennen.

Hinter den Flugzeitzählern steht ein Hodoskop, das aus 11 Blei-Szintillator-Sandwich-Schauerzählern mit einer Dicke von 6.2 Strahlungslängen aufgebaut ist. Diese ermöglichen eine Trennung der Elektronen von nicht-schauernden Teilchen.

Den Abschluß bildet ein Müonfilter, das aus 90 cm Eisen als Absorptionsmaterial besteht. Die nur schwach wechselwirkenden Müonen durchdringen mit definierter Reichweite das Eisen, während die Zahl der stark wechselwirkenden Hadronen exponentiell mit der Absorberdicke abnimmt. Eine Funkenkammer nach 40 cm und ein Szintillationszählerhodoskop nach 60 cm Eisen ermöglichen die Bestimmung der Reichweite.

4.5. Trigger und räumliche Akzeptanz

Aufgrund der vielfältigen Zusammensetzung des DASP-Detektors sind mehrere Triggerbedingungen^{30,33)} zur Messung möglichst aller Reaktionskanäle konstruiert worden, die alle simultan und unabhängig voneinander arbeiten. Hier sollen nur die für diese Messungen wichtigen Trigger beschrieben werden.

Für den Nachweis von multihadronischen Ereignissen wurde für den Innendetektor der 3-Spur-Trigger aufgebaut. Als triggeraktive Fläche werden nur die Oktanten II, III, IV, VI, VII und VIII benutzt. Jedes dieser Segmente ist in Bezug auf die Strahlrichtung in +Z und -Z aufgeteilt, so daß insgesamt 12 Einheiten (Dodekanten) vorhanden sind. Innerhalb der Dodekanten wird eine Koinzidenz aufgebaut. Zunächst wird das "Oder" der Szintillationszähler in den 4S, 5S und 6S-Hodoskopen gebildet und dann eine Koinzidenz von mindestens 2 der 3 Lagen gefordert.

$$(4S, 5S, 6S)_{2/3} = (4S, 5S) + (4S, 6S) + (5S, 6S)$$

Bedingt durch die Strahlführung fällt in den Oktanten VII sehr viel niederenergetische Strahlung. Um ein Ausprechen auf diesen Untergrund zu verhindern, wird in VII eine Koinzidenz von 5S + 6S verlangt.

Für den Multihadrontrigger müssen mindestens drei Dodekanten und mindestens einer der 22 Ringzähler angesprochen haben.

Der Raumwinkel, der durch triggerempfindliche Fläche abgedeckt wird, beträgt 56% von 4π . Da eine Spurerkennung schon nach wenigen ortsauflösenden Ebenen möglich ist, ist die räumliche Akzeptanz für Spuren höher. Sie beträgt für photoninduzierte Spuren 61% und für geladene Spuren 76% von 4π , da geladene Teilchen auch in den Oktanten I und V nachgewiesen werden können.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Dodekanten für den Trigger hängt von der Energie der durchlaufenden Teilchen ab. Um ein Triggersegment zu setzen, muß ein minimal ionisierendes Teilchen mindestens 40 MeV abgelagert haben. In Abb. 4.8 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Segmentes für Photonen in Abhängigkeit vom Impuls aufgetragen. Die Messungen wurden am Teststrahl durchgeführt und in der Arbeit von J. Ludwig³⁰⁾ näher beschrieben.

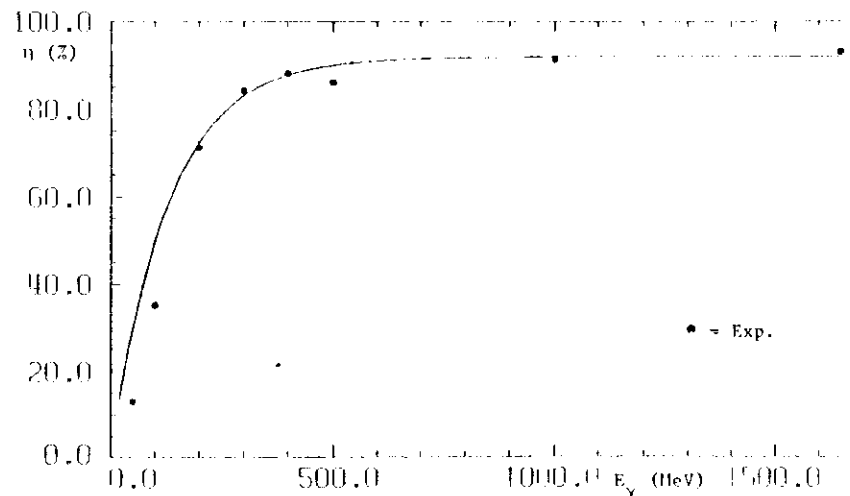


Abb. 4.8. Ansprechwahrscheinlichkeit eines Triggersegmentes für Photonen gemäß Testmessung

Der später für die Normierung benutzte Inklusivtrigger³⁴⁾ verlangt folgende Koinzidenz auf einer der beiden Spektrometerseiten: Im Innendetektor das Ausprechen der $\emptyset S$ -, $\emptyset S S$ - und $\emptyset S M$ -Zähler und hinter dem Magneten das eines Flugzeitzählers und Schauerzählers.

4.6. Datennahme

Hat einer der Trigger auf ein Ereignis angesprochen, so läuft folgender Mechanismus ab:

- 1.) Weitere Datennahme bis nach der Verarbeitung des Ereignisses stoppen.
- 2.) Gate-Signale für ADC's und TDC's und Strobe-Signale für Proportionalkammern und -rohre bereitstellen.
- 3.) Einlese der Detektorinformationen in den Rechner PDP 11/45.
- 4.) Totzeit für den Luminositätsmonitor steuern.
- 5.) Nach Beendigung der Dateneinlese die alten Informationen löschen und Trigger für weitere Datennahme bereithalten.

Während bei einem Innentriquer nur die Information des Innendetektors ausgelesen wird, bewirkt ein Inklusivtrigger die Abspeicherung der Information aller Detektorelemente. Der Rechner bildet aus den einlaufenden Daten nach einem vorgegebenen Format ein "Ereignisrecord", in dem die Informationen der einzelnen Detektorelemente verschlüsselt sind. Über eine "online" Verbindung werden diese "Records" zur IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums geschickt und dort zunächst auf Magnetplatte und dann auf Magnetbänder abgespeichert.

5. Datenreduktion

Daten, die in dieser Arbeit analysiert werden, wurden von der DASP-Kollaboration in einem Meßzeitraum von Januar 1976 bis August 1977 gewonnen. Messungen, die zur Untersuchung der J/ψ und ψ' -Resonanzen dienen, werden nicht in die Analyse mit einbezogen. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt auf den J/ψ und ψ' -Resonanzen wird in der Arbeit von K. Sauerberg³⁵⁾ behandelt. Nach Abzug von schlechten Meßläufen (defekte Detektorteile, Bedienungsfehler usw.) verbleibt eine Datenmenge, die einer integrierten Luminosität von ungefähr 7500 nb^{-1} entspricht. Die Abb. 5.1. zeigt die Luminositätsverteilung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

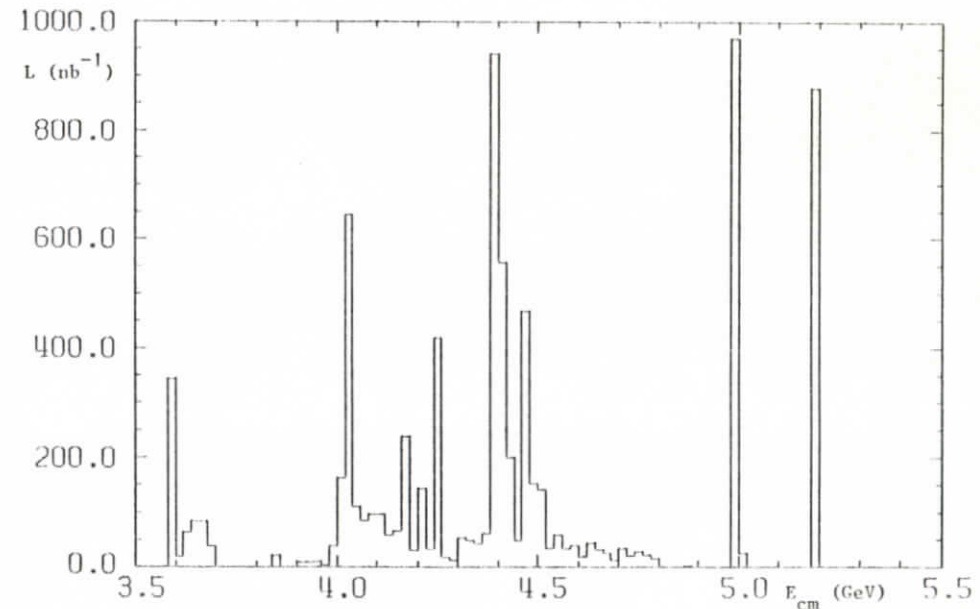


Abb.5.1. Verteilung der Luminosität über den gemessenen Energiebereich

Insgesamt stehen über 10 Millionen multihadronische Triggerereignisse für die Analyse zur Verfügung. Sie bestehen zum größten Teil aus Untergrund, der von kosmischen Spuren, Strahl-Gas-Reaktionen und Synchrotronstrahlung verursacht wird. Der Anteil der wirklichen multihadronischen Ereignisse beträgt nur 1 - 3%. Dieser geringe Anteil ist aus der Datenmenge herauszufiltern. Dafür muß zunächst eine möglichst gute Rekonstruktion der Ereignisse aus den Detektorinformationen erreicht werden, um dann mit effektiven Selektionskriterien den Anteil des Untergrundes um mehrere Zehnerpotenzen zu drücken.

5.1. Spurfindung im Innendetektor

Um das Ereignis möglichst genau zu rekonstruieren, muß mit Hilfe der ortsauflösenden Kamern versucht werden, die Richtungen aller geladenen Teilchen und konvertierter Photonen zu bestimmen. Gegenüber anderen ortsauflösenden Detektoren erschwert die relativ hohe Materiedichte im DASP-Innendetektor eine exakte Erkennung und Trennung der Spuren. Zusätzlich behindern die unterschiedlichen Geometrien der Kamern eine schnelle und einfache Spurfindung. Das im folgenden beschriebene Verfahren ist zwar zeitintensiver als andere, liefert aber am Ende gute Ergebnisse. Es soll hier nur kurz beschrieben werden.

Die Suche beginnt in den Rohrkammern, wo ein Oktant nach dem anderen abgearbeitet wird. Zunächst werden in den Ebenen alle angesprochenen Rohre, die eine zusammenhängende Einheit bilden, zu Clustern zusammengefaßt. Verschiedene Cluster liegen vor, wenn zwischen ihnen mindestens zwei Rohre nicht angesprochen haben.

Da ein Kammerdraht nur in einer Koordinate auflöst, werden zuerst Spurebenen unter -30° , $+30^\circ$ und 0° in den vier Kammerlagen gesucht. Ausgehend von der ersten Lage wird jedes Cluster mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt geradlinig verbunden (Abb. 5.2.a). Nach der Extrapolation dieser Spurebene in die nächste Lage werden dort die Abstände jeder Spurebene mit jedem Cluster berechnet und in aufsteigender Reihenfolge abgespeichert. Sind die Differenzen zwischen ihnen kleiner als 10 mm, werden beide als zusammengehörig definiert. Bei Abständen zwischen 10 - 40 mm werden sie

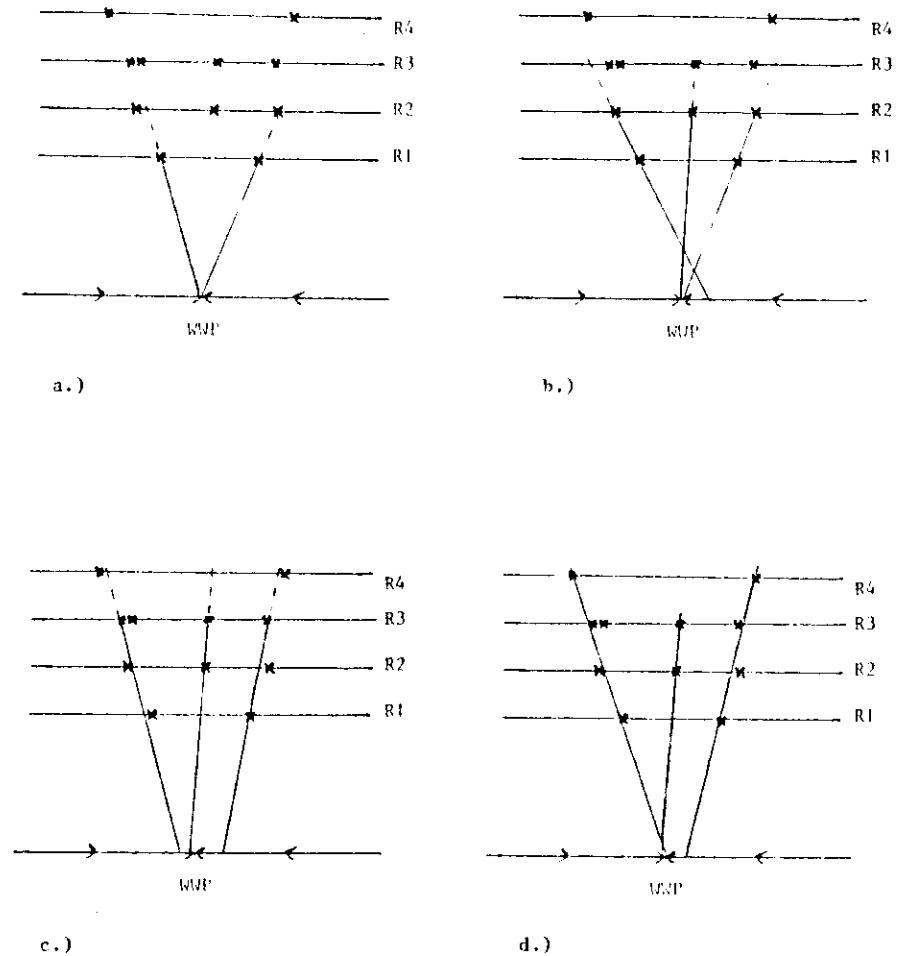


Abb.5.2. Schematischer Ablauf der Spursuche in den Rohrlagen eines Oktanten

nur zusammengefaßt, wenn das Cluster bisher noch keiner anderen Spur zugeteilt wurde. Bei Differenzen von 40 - 160 mm wird nur dann vereinigt, wenn Spur und Cluster noch zu keiner anderen Kombination gepaßt haben. In allen anderen Fällen wird das Cluster als Anfang einer neuen Spurebene definiert.

Die Spurebenen, die anhand eines Clusters weiterverfolgt werden konnten, werden jetzt mit Hilfe dieser Information neu berechnet und in die nächste Lage extrapoliert (Abb. 5.2.b). Dort wiederholt sich der gleiche Vorgang, bis alle Lagen abgearbeitet sind (Abb. 5.2.c + d).

Um eine räumliche Spur zu erhalten, müssen die richtigen Spurebenen von -30° , $+30^{\circ}$ und 0° zusammengefaßt werden. Dafür wird der Schnittpunkt der -30° und $+30^{\circ}$ Spurebenen in der dritten Kammerlage berechnet und dessen Abstand zur 0° Spurebene bestimmt. Wieder werden die Differenzen aller Kombinationen ermittelt. Ausgehend von den kleinsten Abständen werden die Kombinationen als zusammengehörig betrachtet, deren Spurebenen noch keiner anderen Spur zugesprochen wurden.

Ein räumlicher Fit über alle Cluster in den drei Ebenen liefert dann, unabhängig vom nominellen Wechselwirkungspunkt, die θ - und ϕ -Richtungen und den Schnittpunkt in der XZ bzw. YZ-Ebene sowie deren Fehler.

In den Proportionalkammern wird der gleiche Algorithmus der Spursuche angewandt. Dabei werden die in den Rohrlagen gefundenen Spuren in den Kammern weiterverfolgt. Der räumliche Fit wird dann mit allen Kammerinformationen durchgeführt.

Während in den Rohrlagen schon 3 angesprochene Ebenen - in einer Lage - als Spur gelten, müssen reine Proportionalkammerspuren mindestens in 5 Ebenen Signale haben.

Um die Ladung und die abgelegte Energie des Teilchens zu bestimmen, werden die Durchstoßpunkte der einzelnen Spuren in den Szintillationsebenen berechnet und das Ansprechen der infrage kommenden Zähler registriert. Eine vorhergehende Energieeichung der Pulshöhen mit Bhabhapaaren ermöglicht eine Bestimmung der in den Szintillations- bzw. Schauerzählern abgelegten Energien.

Während minimalionisierende Teilchen im Mittel nur 1 - 2 Rohre pro Ebene setzen, bilden elektromagnetisch aufschauende Teilchen Anhäufungen von mehreren Rohren, die ihrer Energie und der im Material zurückgelegten

Strecke entsprechen. Definiert man eine mittlere Signalzahl pro Ebene (ASPN = Summe aller auf der Spur angesprochenen Rohre dividiert durch die Zahl der Ebenen), so haben minimalionisierende Teilchen im Mittel einen Wert um 1,4 und Elektronen um 5,0.

Am Ende der Spursuche stehen folgende Informationen zur Verfügung:

- 1.) Zahl der gefundenen Spuren
- 2.) Summe der im Innendetektor abgelegten Energie
- 3.) Abgelegte Energie pro Dodekant

Und für jede Spur:

- 4.) Räumlicher Winkel und deren Fehler
- 5.) Vertex und Fehler
- 6.) Die in Szintillations- und Schauerzählern abgelegte Energie
- 7.) Mittlere Signalzahl pro Ebene
- 8.) Zahl der angesprochenen Ebenen

5.2. Ereignisauswahl

Wie schon erwähnt, bilden die uns interessierenden multihadronischen Ereignisse nur einen ganz kleinen Bruchteil der Datenmenge. Welche anderen Ereignisklassen führen zu der großen Zahl von Rohdaten? Ein beträchtlicher Anteil wird durch kosmische Strahlung induziert, die mit ungefähr $0,02$ Teilchen/cm².sec den Detektor durchdringt und mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit mit der Materie wechselwirkt (kosmischer Schauer). Unter bestimmten Einfallswinkeln der Teilchen können die Triggerbedingungen erfüllt werden.

Von gleicher Größenordnung sind die Strahl-Gas-Ereignisse, bei denen die umlaufenden Elektronen bzw. Positronen mit den Atomen des Restgases wechselwirken und die Reaktionsprodukte in den Innendetektor gelangen. Dabei ist die Häufigkeit der Reaktion entlang der einlaufenden Strahlen konstant, so daß sich in Z-Richtung eine Gleichverteilung ergibt.

Von den Strahl-Strahl-Ereignissen gehört auch die Produktion von Leptonpaaren zum Untergrund. Die Zahl dieser rein elektromagnetischen Reaktionen ist ungefähr von gleicher Größenordnung wie die der hadronischen.

Um später fundierte Aussagen machen zu können, muß eine ereignisweise Separation der Daten erfolgen, die so wirksam ist, daß das zu messende Signal deutlich über dem Untergrund liegt.

Da das beschriebene Spurnachprogramm zeitintensiv arbeitet, wurde zunächst nach schnellen und einfachen Selektionskriterien gesucht, die den Untergrund verringern. Es haben sich fünf Bedingungen als effektiv erwiesen, ohne dadurch multihadronische Ereignisse zu verlieren.

- 1.) Die Summe der im Innendetektor abgelegten Energien ist größer als 400 MeV und kleiner als die Schwerpunktsenergie. 90% 10%
- 2.) Die angesprochenen Szintillationszähler liegen nicht alle in vier benachbarte Oktanten. (In den Oktanten I und V werden die \emptyset S-Zähler abgefragt.) 79% 14%
- 3.) Die angesprochenen Szintillationszähler liegen nicht alle in der Vorwärts- oder Rückwärts-hemisphäre entlang der Strahlrichtung. 56% 31%
- 4.) Die Energie pro Oktant ist kleiner als die Strahlenergie. 55% 6%
- 5.) Weniger als die Hälfte der 22 Ringzähler haben angesprochen. 37% 37%

Durch diese Kriterien können 63% der Rohdaten sofort verworfen werden. Die erste Spalte im Anschluß an die Kriterien gibt die prozentuale Abnahme der Rohdaten nach jedem Schnitt an. Die zweite Spalte zeigt an, wieviel Prozent nur durch den jeweiligen Schnitt verworfen werden.

Für die verbleibende Datenmenge wird dann die Spursuche im Innendetektor durchgeführt. Mit Hilfe der daraus gewonnenen Informationen

werden folgende Auswahlbedingungen für multihadronische Ereignisse abgefragt.

- 1.) Es wurden drei oder mehr Spuren in Kammern gefunden. 30% 24%
- 2.) Nicht alle Spuren haben einen Polarwinkel, der größer bzw. kleiner als 90° ist. 28% 19%
- 3.) Es gibt mindestens zwei Spuren mit mehr als fünf ausgesprochenen Ebenen, deren Abstand von der Z-Achse kleiner als 60 mm ist und die in Z innerhalb von ± 100 mm auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. 1,33% 98%
- 4.) Maximal eine der unter 3.) genannten Spuren ist eine geladene schauernde Spur - "Elektronspur" (ASPN = 2,5 und angesprochener Ringzähler). 1,30% 3%
- 5.) Keine der unter 3.) genannten Spuren verlaufen innerhalb von 9° in θ und ϕ kollinear. 1,04% 43%

Die erste Spalte im Anschluß an die Kriterien zeigt die weitere prozentuale Abnahme der Rohdaten nach jedem Schnitt, und die zweite Spalte enthält wieder den prozentualen Anteil der Rohdaten, der nur durch den jeweiligen Schnitt verworfen wird.

Durch diese Selektionskriterien werden zwar auch gute Ereignisse verworfen, aber wie die Abschätzung im nächsten Kapitel zeigen wird, enthält die verbleibende Datenmenge weniger als 6% Untergrund, so daß eine vernünftige Analyse durchgeführt werden kann.

6. Untergrundabschätzungen

6.1. Inklusive Ereignisse als Testmenge

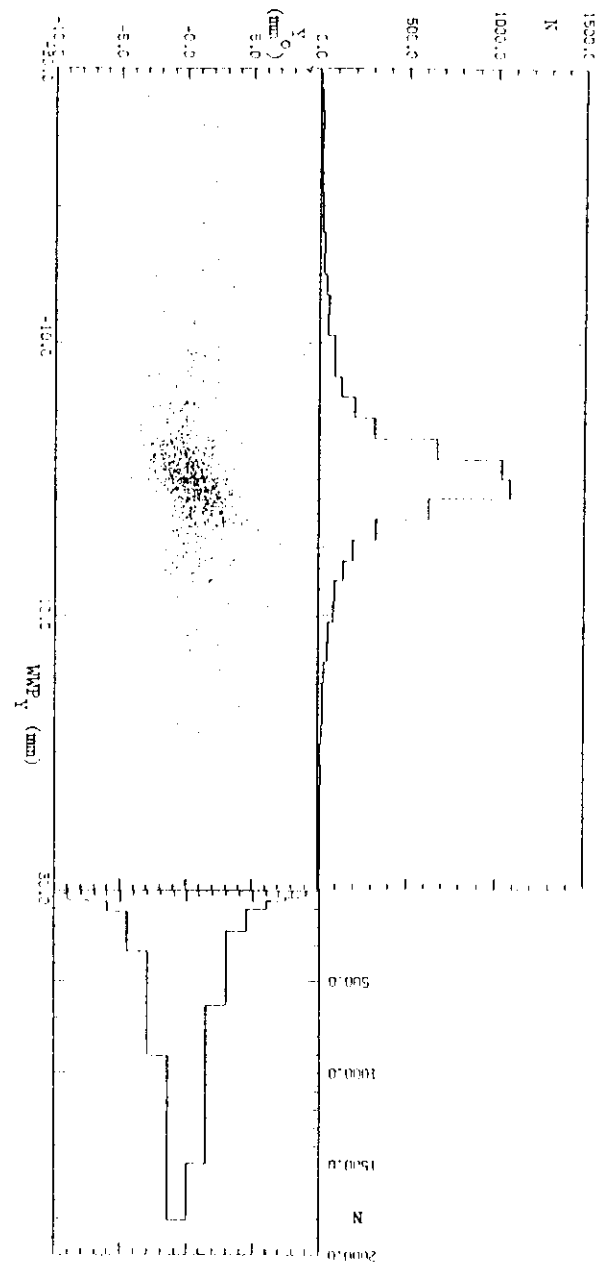
Gelangt ein geladenes Teilchen (μ , k , p , e , μ) eines n -Teilchen-Endzustandes durch den Magneten in den Außendetektor, so wird der Inklusiv-Trigger gesetzt. Die Rohdatenmenge der inklusiven Ereignisse enthält wie die Innentriggerdaten Strahl-Strahl-Prozesse und Untergrundreaktionen. Da bei jedem Inklusiv-Trigger die Information des Innendetektors mit ausgelesen wird, können diese Ereignisse zur Überprüfung benutzt werden.

Auf die Spursuche, Impuls- und Massenbestimmung bei den inklusiven Daten soll hier nicht näher eingegangen werden (s. R. Fries³⁶). Durch die geringere Materialdichte innerhalb der Kammern und durch den größeren Hebelarm ist die Spurerkennung und Spurbestimmung im Außendetektor besser als im Innendetektor. Andererseits stehen im Innendetektor immer mehrere Spuren zur Bestimmung des Vertex zur Verfügung, so daß eine räumliche Anpassung des Wechselwirkungspunktes durchgeführt werden kann. Abb. 6.1. + 6.2. zeigen für inklusive Ereignisse die Korrelation des Wechselwirkungspunktes zwischen den Innendaten und der Inklusivspur in der Y- bzw. Z-Projektion. Es ergibt eine gute Übereinstimmung innerhalb der Auflösung.

6.2. Strahl-Gas-Untergrund

Zwischen einzelnen Meßperioden kann es zu Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes entlang der Strahlachse kommen, die bis zu 3 cm betragen. Da Bhabha-Paare mit einer hohen Zählrate nachgewiesen werden und relativ frei von Untergrund sind, läßt sich mit ihnen die Verschiebung erkennbar machen. Zur Normierung des Wechselwirkungspunktes wird aus den Spuren von Bhabha-Ereignissen der jeweilige experimentelle Vertex durch Mittelung über mehrere Meßläufe bestimmt. Alle im weiteren benutzten Z-Werte sind darauf korrigiert.

Abb.6.1. Korrelation zwischen der Y-Koordinate des WMP aus den Innendetektorspuren und Y_0 von der inklusiven Außenspur



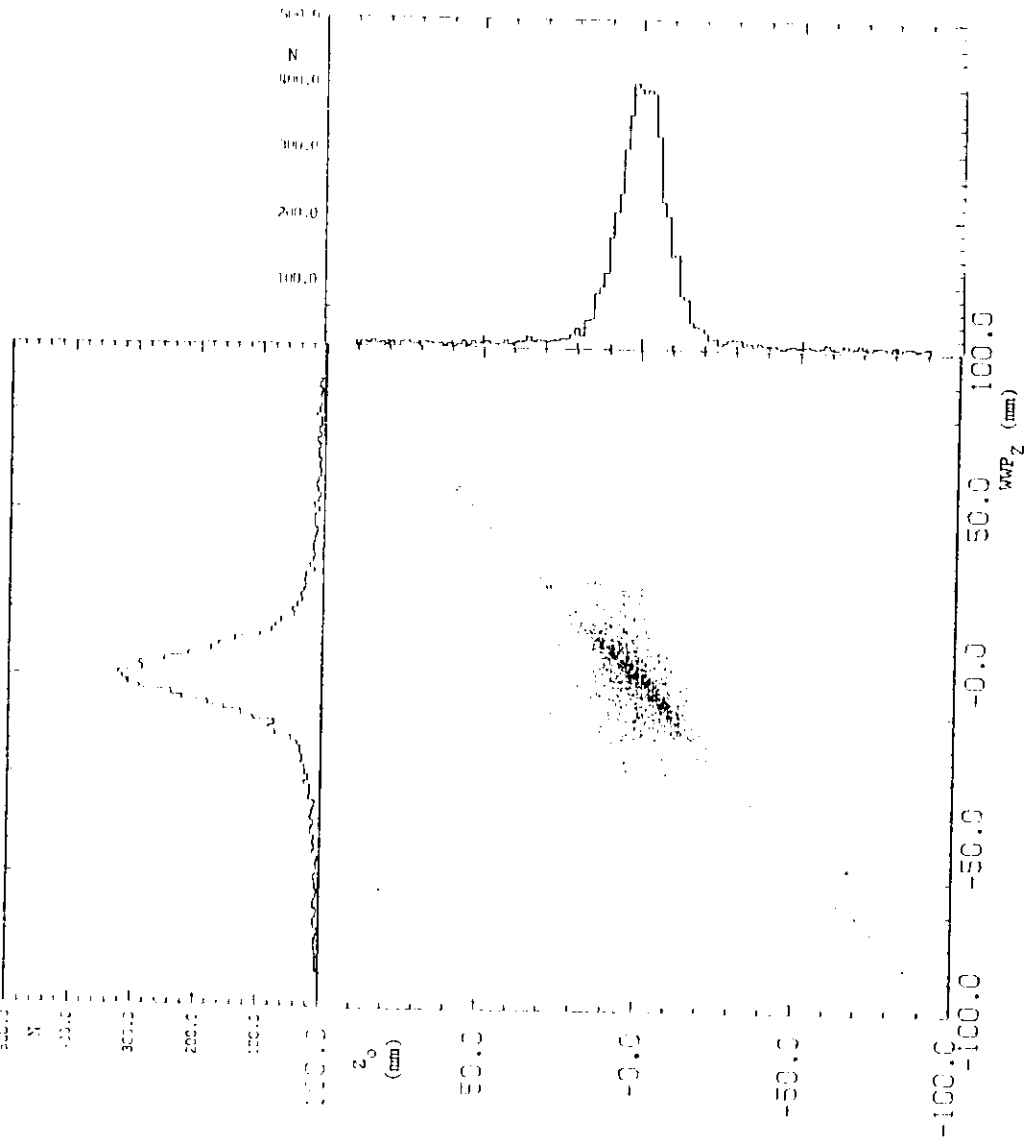


Abb.6.2. Korrelation zwischen der Z-Koordinate des WWP aus den Innendetektorspuren und Z_0 von der inklusiven Außenspur

Abb. 6.4. zeigt die Z-Projektion des angepaßten Wechselwirkungspunktes für multihadronische Ereignisse im Innendetektor. Es ist ein relativ flach verlaufender Untergrund mit einem klaren Signal bei $Z = 0$ zu erkennen. Wie groß ist der noch vorhandene Anteil von Strahl-Gas-Ereignissen?

Zur Abschätzung des Untergrundes wird die Ereignisklasse der inklusiven Pionen und Kaonen benutzt. Abb. 6.3. zeigt die Z-Verteilung der Außenspuren. Über einen konstanten Untergrund erhebt sich ein deutliches Signal bei $Z = 0$. Verlangt man von den Ereignissen, daß sie im Innendetektor die Multihadron-Kriterien erfüllen, so ergibt sich die gestrichelte Verteilung. Es wird deutlich, daß sich der Strahl-Gas-Untergrund dadurch auf wenige Prozent reduziert hat.

Um diesen noch vorhandenen Strahl-Gas-Anteil aus den multihadronischen Ereignissen im Innendetektor zu eliminieren, wird ein Schnitt bei ± 60 mm gemacht und eine anschließende Untergrundsubtraktion durchgeführt (Extrapolation der Bereiche von 60 mm bis 90 mm in den Signalbereich). Die Güte dieses Schnittes kann wieder an den inklusiven Ereignissen überprüft werden. Die Datenmenge der inklusiven Pionen und Kaonen, die auch im Innendetektor als multihadronische Ereignisse erkannt worden sind, ermöglicht die Untergrundsubtraktion sowohl mit der Information des Innendetektors als auch mit der inklusiven Spur.

- Inklusiv + multihadronisch nachgewiesen: 414 Ereignisse
- Untergrund nach Z-Schnitt außen : 164 Ereignisse = $4,1 \pm 0,4Z$
- Untergrund nach WWP_Z -Schnitt innen : 183 Ereignisse = $4,6 \pm 0,4Z$

Die gute Übereinstimmung zeigt, daß eine vernünftige Abtrennung der Strahl-Gas-Ereignisse erreicht worden ist.

6.3. Kosmische Strahlung

Für zwei kollineare Spuren ist im Innendetektor eine Flugzeitmessung mit Hilfe der letzten Zählerrohre vor den Schauern möglich³⁰⁾. Es wird die Zeitdifferenz zwischen dem Trigger-Signal (Start am TDC) und dem Durchgang der Teilchen durch die 58-Zähler (Stop-Signal am TDC) ge-

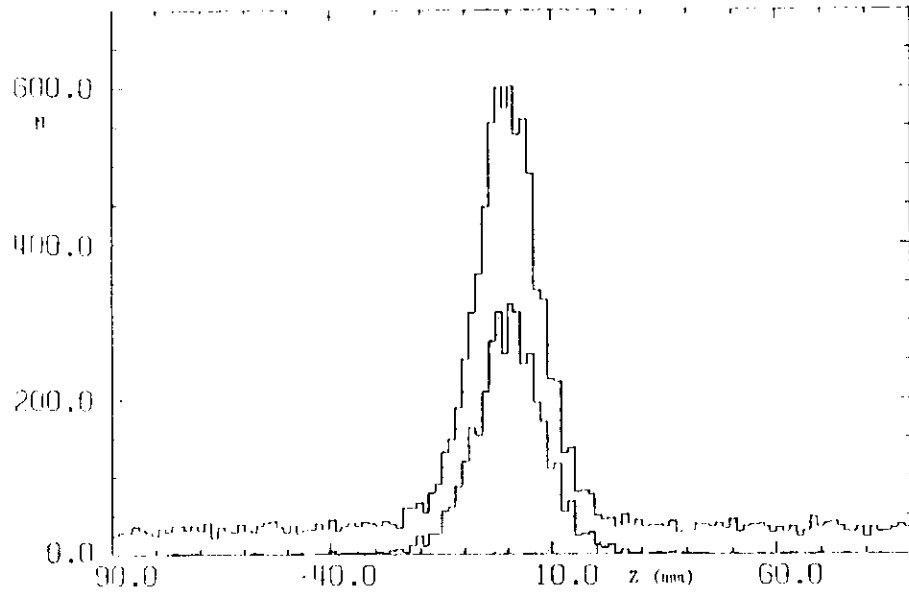


Abb.6.3. Z-Verteilung von Spuren inklusiver Pionen und Kaonen

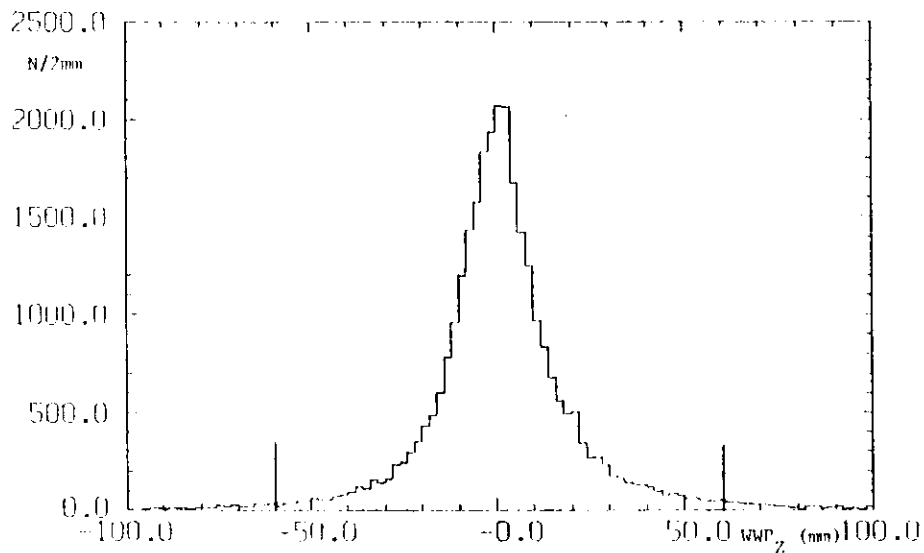


Abb.6.4. Die Verteilung des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes in der Z-Projektion für multihadronische Ereignisse.

messen. Abschließend erfolgt eine Korrektur auf die Durchlaufzeit im Szintillator und auf die Pulshöhe. Für zwei identische Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt kommen, ist die Differenz der beiden Flugzeiten gleich Null. Für ein Teilchen der kosmischen Strahlung, das die Zähler nacheinander durchsetzt, wird eine Flugzeitdifferenz von ~ 9 nsec gemessen. Da nur gegenüberliegende Modoskope aufeinander geeicht sind, ist nicht für alle Ereignisse eine Flugzeitmessung möglich.

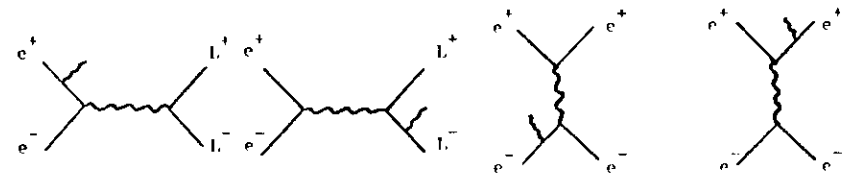
In Abb. 6.5. ist die Verteilung der Flugzeitdifferenzen für die Rohdaten dargestellt. Man erkennt ein hohes Signal bei 9 nsec, das von kosmischen Ereignissen herrührt. Abb. 6.6. zeigt die gleiche Verteilung nach Anwendung der Multihadron-Kriterien. Da Strahl-Strahl-Ereignisse symmetrisch um $\Delta t = 0$ verteilt sind, läßt sich aus der Asymmetrie des Untergrundes zwischen positiver und negativer Zeitdifferenz der Anteil der kosmischen Strahlung in den Daten bestimmen. Er beträgt weniger als 1%.

6.4. Elektromagnetische Prozesse höherer Ordnung

Da rein elektromagnetische Prozesse erster Ordnung der Form $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ bzw. $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ nur Zwei-Teilchen-Endzustände erzeugen, werden diese schon durch das Kriterium, daß mindestens drei Spuren verlangt werden, ausgeschlossen. Die Prozesse höherer Ordnung kann man in zwei Klassen aufteilen.

1.) Prozesse mit Abstrahlung eines reellen Photons

Diese Reaktionen lassen sich durch folgende Graphen beschreiben:



Dabei steht L für Elektron bzw. Myon. Der Endzustand besteht aus zwei geladenen Leptonen und einem Photon. Prozesse dieser Art können nur Untergrund in den Drei-Spur-Ereignissen bilden, die zu 5,5% - 8,5% in den gesamten multihadronischen Daten enthalten sind.

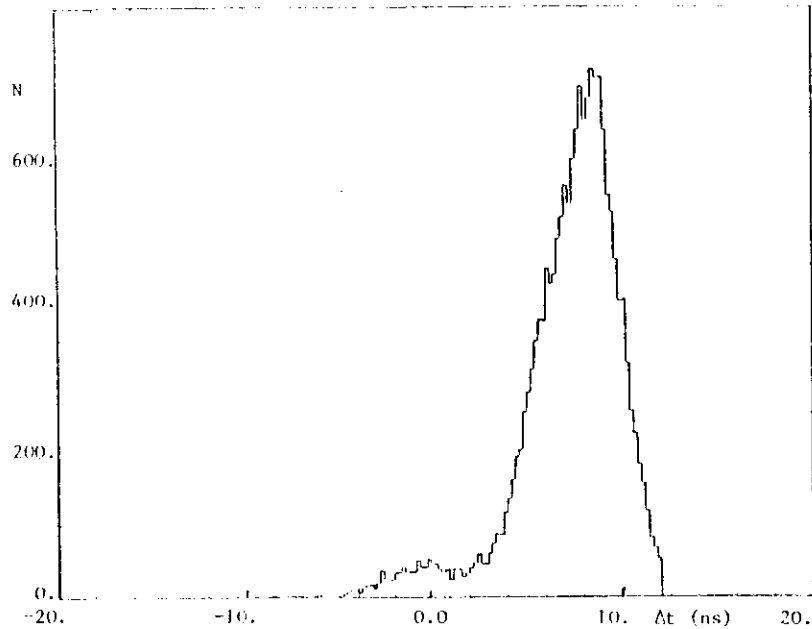


Abb.6.5. Verteilung der Flugzeitdifferenzen für Rohdaten.

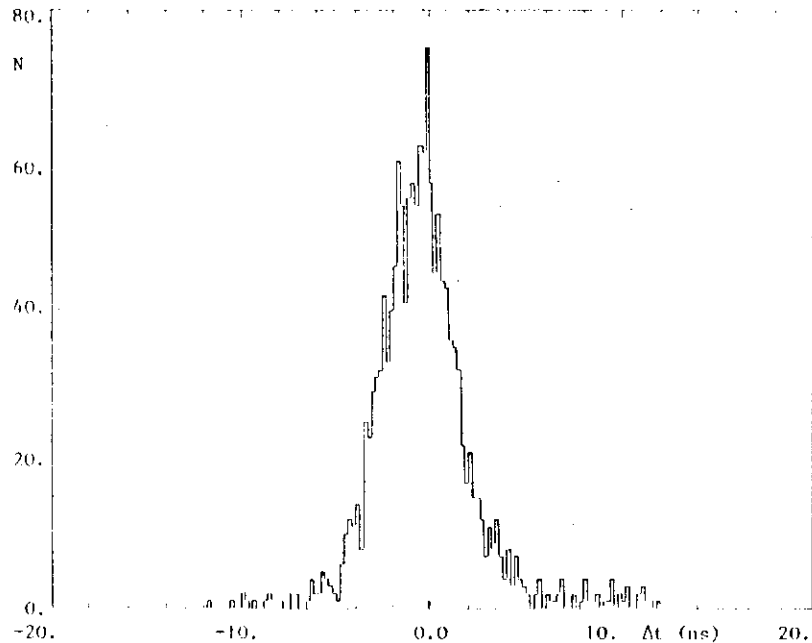
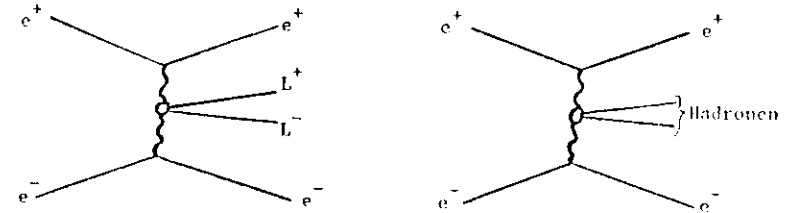


Abb.6.6. Verteilung der Flugzeitdifferenzen für multihadronische Ereignisse.

Drei-Spur-Ereignisse mit genau zwei angesprochenen Ringzählern, die als mögliche Kandidaten in Frage kommen, haben einen Anteil von weniger als 0,7% in den multihadronischen Ereignissen.

2.) Zwei-Photon-Prozesse

Zu diesen Reaktionen gehören folgende Graphen:



Der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse ist von der Größenordnung α^4 . Durch die Integration über die Photonspektren wächst der Wirkungsquerschnitt mit steigender Energie und kann so wieder Größenordnungen von α^3 erreichen. Im Mittel erleiden die gestreuten Elektronen und Positronen bei diesem Prozeß nur eine geringe Ablenkung, so daß sie zum größten Teil im Strahlrohr weiterfliegen und nicht in den Detektor gelangen.

In den Daten mit Schwerpunktenenergien von 5,0 - 5,2 GeV wurde nach Drei-Elektron-Ereignissen, die aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^-$ stammen, gesucht. Es verblieben 19 mögliche Kandidaten im Vergleich zu 14.000 multihadronischen Ereignissen. Da bei multihadronischen Ereignissen maximal eine "Elektronspur" zugelassen ist (siehe Auswahlkriterien in Abschnitt 5.2.), werden diese 19 Kandidaten nicht akzeptiert. Die Wirkungsquerschnitte der anderen Zwei-Photon-Prozesse sind kleiner als die der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^-$, so daß insgesamt der Beitrag von Zwei-Photon-Prozessen vernachlässigt werden kann.

7. Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Um aus der Zahl der nachgewiesenen multihadronischen Ereignisse den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, ist eine genaue Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für hadronische Ereignisse nötig. Wie sich später herausstellen wird, beträgt sie 35% - 40%. Wodurch gehen die anderen Ereignisse verloren?

Man kann die Verluste in zwei Klassen aufteilen, Hard-ware-Verluste und Soft-ware-Verluste.

a) Hard-ware-Verluste

Dazu gehören alle Ereignisse, die vom Detektor als Rohdaten nicht erfasst werden. Drei Ursachen greifen dabei ineinander:

- Geometrische Akzeptanz
- Energetische Akzeptanz
- Trigger

Wie in Abschnitt 4.5. erwähnt, überdeckt die geometrische Akzeptanz des Triggers 56% des Raumwinkels. Da das Ansprechen der einzelnen Segmente von der Art und der Energie der Teilchen abhängt und der Raumwinkel aufgrund der Segmentstruktur geteilt ist, geht die Kinematik der einzelnen Ereignisse stark in das Ausmaß der Verluste ein.

b) Soft-ware-Verluste

Verluste von multihadronischen Ereignissen, die bei der Selektion aus den Rohdaten entstehen, lassen sich vereinfacht folgendermaßen beschreiben:

- Falsche oder ungenügende Wiedergabe des Ereignisses durch die Detektorelemente
- Mögliche Diskrimination durch einen der Schmitte gegen Untergrund

Da die Multihadron-Kriterien so gewählt worden sind, daß der Untergrund vernachlässigbar wird, muß man auf der anderen Seite in Kauf nehmen, daß auch ein Teil der guten Ereignisse verworfen wird.

7.1. Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit über inklusive Ereignisse

Während des Experimentes laufen der multihadronische Innendetektor-trigger und der inklusive Trigger des Außendetektors parallel und unabhängig voneinander. Eine Reaktion, die n Teilchen im Endzustand produziert hat, setze mit einem geladenen Teilchen den inklusiven Trigger. Die verbleibenden n-1 Teilchen können unter Umständen ausreichen, um zusätzlich noch die Triggerbedingungen des Innendetektors zu erfüllen. Die inklusiven Ereignisse haben also eine Untermenge, die den Innen-trigger gesetzt und die multihadronischen Selektionsabfragen erfüllt hat. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die Nachweiswahrscheinlichkeit in erster Näherung experimentell und damit unabhängig von theoretischen Annahmen zu bestimmen.

Als Normierungsmenge werden inklusive Pionen und Kaonen benutzt, da die Protonen zum größten Teil aus Strahl-Gas-Reaktionen stammen. Eine genaue Beschreibung der Selektion der inklusiven Hadronen ist in 36) angegeben. Hier sollen nur kurz die Auswahlkriterien für Pionen und Kaonen angegeben werden. Um als inklusives Teilchen eingeordnet zu werden, müssen zunächst folgende Bedingungen erfüllt sein:

- 1.) Erfolgreiche Spurrekonstruktion
- 2.) Vernünftige Flugzeit ($0,0001 < \beta < 1,1$)
- 3.) Die Spur liegt innerhalb einer durch das Magnetfeld beschränkten Akzeptanz des Außendetektors.
- 4.) Die Spur zeigt in Y innerhalb ± 1 cm auf den Wechselwirkungspunkt.

In der Z-Koordinate wurde bei ± 6 cm ein Schnitt gemacht und anschließend eine Untergrundsubtraktion durchgeführt.

Aus dem Impuls und der Flugzeit läßt sich das Massenquadrat M_x^2 des Teilchens berechnen. Zur Identifizierung der Teilchen werden folgende Schmitte durchgeführt:

(E_{Sch} = im Schauerzähler abgelegte Energie)

- Protonen : $0,6 \text{ GeV}^2 < M_x^2 < 2,0 \text{ GeV}^2$
- Kaonen : $0,16 \text{ GeV}^2 < M_x^2 < 0,4 \text{ GeV}^2$ und $E_{\text{Sch}} < 0,9 \text{ GeV}$
- Pionen : $0,2 \text{ GeV}^2 < M_x^2 < 0,16 \text{ GeV}^2$ und $E_{\text{Sch}} < 0,9 \text{ GeV}$
- Neutronen : $M_x^2 < 0,6 \text{ GeV}^2$ und Reichweitezähler gesetzt
- Elektronen : $M_x^2 < 0,6 \text{ GeV}^2$ und $E_{\text{Sch}} \geq 0,9 \text{ GeV}$
bzw. $M_x^2 < 0,005 \text{ GeV}^2$ und $p < 0,25 \text{ GeV}/c$

- e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ -Paare: 1.) 2 Spuren im Detektor
2.) mindestens eine Spur mit $p > (E_{\text{Strahl}} - 0,1 \text{ GeV}/c)$
3.) Akoplanaritätsschnitt $\alpha < 100 \text{ mrad}$

Mit dieser Einteilung lassen sich aus dem Pionspektrum nicht die Neutronen aus dem Zwei-Photon-Prozess eliminieren ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$). Zur Abtrennung dieses Untergrundes wird verlangt, daß Pionen mit $p < 0,6 \text{ GeV}/c$ mindestens 2 zusätzliche Teilchenspuren im gesamten Detektor haben.

Jedes Ereignis erhält am Schluß einen Gewichtungsfaktor, der die Verluste durch Absorption, Spurrekonstruktion, Flugzeitbestimmung und Zerfall berücksichtigt.

Die nach den Selektionskriterien verbleibenden inklusiven Pionen und Kaonen bilden die Ausgangsmenge ($N^{\text{inkl.}}$) für die Normierung. Bei einem Teil dieser Ereignisse wurde zusätzlich der Innentrigger gesetzt ($N_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}}$). Davon kann wiederum eine Untermenge auch noch die Auswahlkriterien für Multihadronen erfüllen ($N_{\text{Tr+MH}}^{\text{inkl.}}$). Es lassen sich drei Nachweiswahrscheinlichkeiten formulieren:

$$\text{Trigger: } \epsilon_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}} = \frac{N_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}}}{N^{\text{inkl.}}} \quad (7.1)$$

$$\text{Reduktion: } \epsilon_{\text{Red.}}^{\text{inkl.}} = \frac{N_{\text{Tr+MH}}^{\text{inkl.}}}{N_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}}} \quad (7.2)$$

$$\text{Gesamt: } \epsilon^{\text{inkl.}} = \frac{N_{\text{Tr+MH}}^{\text{inkl.}}}{N^{\text{inkl.}}} = \epsilon_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}} \cdot \epsilon_{\text{Red.}}^{\text{inkl.}} \quad (7.3)$$

In Abb. 7.1 sind die prozentualen Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Die angegebenen Fehler sind rein statistisch. Während $\epsilon_{\text{Red.}}^{\text{inkl.}}$ nahezu konstant bleibt, steigt $\epsilon_{\text{Tr}}^{\text{inkl.}}$ und somit auch $\epsilon^{\text{inkl.}}$ mit der Energie an.

Diese experimentell bestimmte Normierung muß für die Anwendung auf die Innendetektor-Ereignisse korrigiert werden, da die inklusive Datenmenge die multihadronischen Ereignisse nicht vollständig repräsentiert (beschränkter Raumwinkel, magnetische Akzeptanz, mindestens eine geladene Spur, nur Pionen und Kaonen). Für die Bestimmung des Korrekturfaktors wurde ein umfangreiches Monte-Carlo-Programm konstruiert, das den Detektor nahezu vollständig simuliert.

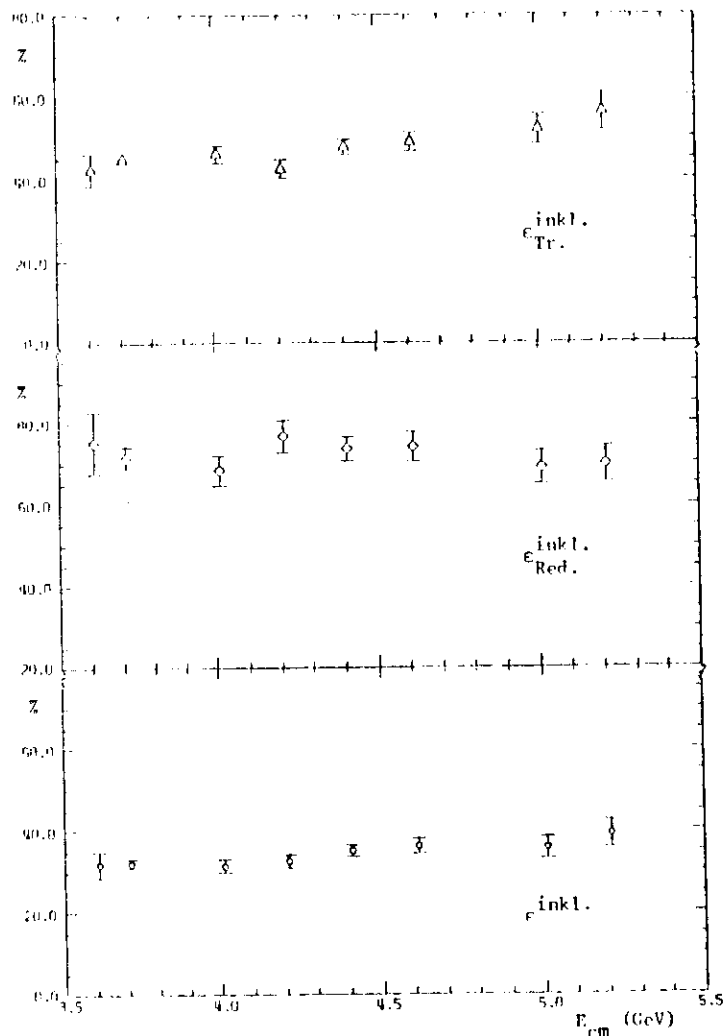


Abb. 7.1. Experimentelle Nachweiswahrscheinlichkeiten der inklusiven Ereignisse.

8. Die Monte-Carlo-Simulation

Die Technik, die der Monte-Carlo-Simulation zugrunde liegt, läßt sich folgendermaßen skizzieren:

- 1.) Erzeugung eines Ereignisses nach bestimmten physikalischen Modellen,
- 2.) Bestimmung des Endzustandes einschließlich Zerfälle, sowie der Impulse und Richtungen der Teilchen,
- 3.) Simulation aller Reaktionen und Ansprechwahrscheinlichkeiten in den Detektorelementen,
- 4.) Simulation des Triggers,
- 5.) Rekonstruktion des Ereignisses mit dem experimentellen Spürsuchprogramm,
- 6.) Abfrage der multihadronischen Selektionskriterien.

Die experimentellen Abläufe im Detektor werden mit Hilfe des Computers simuliert, um dann aus dem Verhältnis der "erzeugten" Ereignisse zu den "nachgewiesenen" auf die Effizienz zu schließen. Eine übliche Methode besteht darin, die Übergangsmatrix für verschiedene Ereignisklassen zu bestimmen (c_{ij} = Wahrscheinlichkeit, daß ein erzeugtes Ereignis der Klasse i in der Klasse j nachgewiesen wird) und durch Inversion dieser die Korrekturmatri zu erhalten³⁷⁾. Die hohe Materiedichte des Detektors und die dadurch auftretenden Probleme bei der Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Teilchen verhindert eine genaue Klassifizierung der nachgewiesenen Ereignisse, wie sie für solche Methode wichtig ist. Deshalb wird hier versucht, eine globale Nachweiswahrscheinlichkeit bei Summation über die verschiedenen Ereignisklassen zu bestimmen. Die anteilmäßige Größe der einzelnen Klassen wird dabei so gewählt, daß eine gute Übereinstimmung mit experimentell bestimmbar Verteilungen vorhanden ist.

Beschränkt man sich bei der Simulation auf Endzustände, die die Bedingungen für den Inklusivtrigger erfüllen, so können die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen inklusiven Nachweiswahrscheinlichkeiten vom Monte-Carlo-Programm reproduziert werden.

$$(\epsilon_{Tr}^{inkl.})_{MC}; (\epsilon_{Red.}^{inkl.})_{MC}; (\epsilon^{inkl.})_{MC}$$

An dieser Stelle ist der Vergleich mit den experimentellen Werten möglich.

Wird von allen produzierten Endzuständen ausgegangen, so lassen sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Innendetektor bestimmen.

$$(\epsilon_{Tr}^{Innen})_{MC}; (\epsilon_{Red.}^{Innen})_{MC}; (\epsilon^{Innen})_{MC}$$

Die experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeiten für Multihadronen im Innendetektor ergeben sich dann wie folgt:

$$\epsilon_{Tr} = \epsilon_{Tr}^{inkl.} \cdot \left(\frac{\epsilon_{Tr}^{Innen}}{\epsilon_{inkl.}^{inkl.} MC} \right) \quad (8.1)$$

$$\epsilon_{Red.} = \epsilon_{Red.}^{inkl.} \cdot \left(\frac{\epsilon_{Red.}^{Innen}}{\epsilon_{inkl.}^{inkl.} MC} \right) \quad (8.2)$$

$$\epsilon = \epsilon^{inkl.} \cdot \left(\frac{\epsilon^{Innen}}{\epsilon^{inkl.} MC} \right) = \epsilon^{inkl.} \cdot F$$

8.1. Das Monte-Carlo-Programm

Es soll hier nur eine schematische Skizzierung des Programmablaufes gegeben werden, ohne auf weitere programmtechnische Einzelheiten näher einzugehen.

8.1.1. Ereigniserzeugung

Die Produktion von n-Teilchen-Endzuständen aus den einlaufenden Elektron-Positron-Paaren wird mit Hilfe des SAGE-Programms vom LBL³⁸⁾ durchgeführt. Es erzeugt Ereignisse, die entweder isotrop im lorentz-invarianten Phasenraum verteilt sind oder einen beschränkten Transversalimpuls bezüglich einer bestimmten Achse im Raum haben.

Als Eingabegröße wird die Schwerpunktsenergie der beiden einlaufenden Teilchen sowie die Anzahl und die Massen der zu erzeugenden Teilchen angegeben. Die Kinematik des n-Teilchen-Endzustandes wird mit einem induktiven Verfahren berechnet, das auf Faktorisierung des Problems in n-1 Zwei-Körper-Zerfälle beruht. Man faßt dabei jeweils das vorhandene System von bereits produzierten Teilchen als ein fiktives Teilchen auf, das als Masse die invariante Masse dieses Systems besitzt.

Erzeugung von Endzuständen mit Jetstruktur

Mit Jet werden Vielteilchen-Endzustände bezeichnet, die einen beschränkten Transversalimpuls bezüglich einer bestimmten Achse im Raum (Jet-Achse) vorweisen. Der Grund für die Annahme von Jet-Erzeugung stammt aus der Theorie der Quarkpaarproduktion³⁹⁾.

Bei der Erzeugung des Jets wird eine Phasenraumverteilung folgender Form⁴⁰⁾ angenommen:

$$\exp\left(-\sum_{i=1}^N p_{Ti}^2 / 2r^2\right) \quad (8.2)$$

p_{Ti} = Impulskomponenten transversal zur Jetachse

r = Parameter zur Beschränkung der Transversalkomponenten

N = Anzahl der erzeugten Teilchen

Der Parameter r ist ein Maß für die Beschränkung des Impulses transversal zur Jet-Achse und bestimmt den Öffnungswinkel des Jet-Kegels. Experimentell meßbar ist nur der Mittelwert der transversalen Impulse $(\langle p_{Ti}^2 \rangle)^{1/2}$. Die Beziehung zwischen dieser Größe und der Standardabweichung der Gaußverteilung r ergibt sich zu⁴¹⁾:

$$R^2 = \langle p_{Ti}^2 \rangle = 2 r^2 (N-1)/N \quad (8.3)$$

Das Monte-Carlo-Programm erzeugt die Jets mit dem anzugebenden mittleren Transversalimpuls R zunächst in Richtung der beiden einlaufenden Teilchen. Die Jetachse ist noch über den Raumwinkel zu verteilen. In ϕ wird eine

Gleichverteilung angenommen, während in θ eine Verteilung proportional $1 + \alpha \cos^2 \theta$ produziert wird. Für α wird der Wert 1 eingesetzt, wie es sich aus dem Quarkmodell ergibt⁴²⁾ (Quarks = Teilchen mit Spin 1/2). Da im Bereich bis 4 GeV kinematisch noch keine signifikanten Unterschiede zwischen beiden Erzeugungsprogrammen vorhanden sind⁴³⁾, wird für diesen Energiebereich das Phasenraumprogramm benutzt. Nur bei Energien um 5 GeV werden beide Annahmen durchgespielt.

Werden Teilchen erzeugt, die innerhalb des Detektors zerfallen, so werden die Zerfallsreaktionen simuliert und deren Endprodukte abgespeichert. Am Ende der Ereigniserzeugung stehen somit die Anzahl der Teilchen, ihre Massen, Ladungen und Viererimpulse zur weiteren Verarbeitung zur Verfügung.

8.1.2. Simulation der Teilchen im Detektor

Zunächst werden die Endprodukte ins Laborsystem transformiert. Dabei wird der Kreuzungswinkel von 24 mrad der beiden einlaufenden Strahlen berücksichtigt. Diese Lorentz-Transformation bewirkt eine Korrektur der Impulse in negativer Y-Richtung.

Für die Verschmierung des Wechselwirkungspunktes werden gaußförmige Verteilungen angenommen, die in den einzelnen Projektionen folgende Breiten haben:

$$\begin{aligned} \sigma_X &= 1 \text{ mm} \\ \sigma_Y &= 0,1 \text{ mm} \\ \sigma_Z &= 13 \text{ mm} \end{aligned}$$

Die Koordinaten der Zerfallsprodukte des K_S^0 werden auf den jeweiligen Zerfallsort korrigiert.

Die erzeugten geladenen Teilchen und Photonen werden einzeln durch den Innendetektor verfolgt, wobei die Einflüsse der verschiedenen

Detektormaterialien zu berücksichtigen sind. Da geladene Pionen und Photonen den größten Teil der Endprodukte bei multihadronischen Reaktionen ausmachen, werden nur diese beiden Ereignisklassen gesondert betrachtet. Protonen mit Impulsen größer als 400 MeV/c und geladene Kaonen werden wie Pionen behandelt. Protonen mit $p < 400$ MeV/c werden vernachlässigt. Teile der Simulationsprogramme wurden freundlicherweise von S. Yamada zur Verfügung gestellt.

a) Pionen im Detektor

Ein Pion durchdringt nacheinander die Ringzähler, die Modulen aus Szintillationszählern, Blei, Rohrkammern und die Schauerzähler. Dabei werden als Materialien Kohlenstoff (Szintillator), Blei und Eisen (Rohrkammern) entsprechend der jeweiligen Dicke der Detektorteile angenommen. Die Schrittweite im Material beträgt bei der Simulation:

$$\Delta X = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{0,2 \text{ g}}{\text{cm}^2} \quad \rho = \text{Dichte des Materials}$$

Innerhalb dieser Dicke werden Energieverlust durch Ionisation, Coulomb-Vielfach-Streuung, Absorption, inelastische und elastische Nukleonstreuung simuliert. Werden dabei Sekundärteilchen erzeugt, wird nur das Teilchen mit dem größten Impuls weiterverfolgt. Impuls und Richtung werden korrigiert bzw. neu gewürfelt.

Der Algorithmus läuft so lange, bis das Teilchen durch Ionisationsverlust bzw. Absorption gestoppt wird, oder bis es den Detektor nach hinten oder zur Seite verläßt. Bei seitlichem Austritt aus den Oben-Unten-Oktanten wird überprüft, ob die Spur in einem Seiten-Oktanten weiterverfolgt werden kann.

Die Durchgangspunkte durch die Detektorelemente und die Energieverluste in den Szintillatormaterialien werden abgespeichert.

b) Photonen im Detektor

Bei Photonen wird für die Ringzähler eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 4% angenommen. Wechselwirkungen der Photonen werden nur im Eisen und Blei simuliert und im Szintillationsmaterial vernachlässigt.

Photonen bzw. Elektronen induzieren elektromagnetische Kaskaden beim Durchgang durch Materie. Diese Aufschauierung wird mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms nachvollzogen. Dabei werden für Photonen Compton-Streuung, Photoeffekt und Paarbildung berücksichtigt, und für Elektronen Ionisationsverluste, Vielfachstreuung, Möllerstreuung und Bremsstrahlung angenommen. Alle Sekundärteilchen werden so lange im Material weiterverfolgt, bis ihre Energie kleiner als 10 MeV ist.

Wieder werden Ort und Energieverlust des Schauers in den verschiedenen Detektorebenen abgespeichert.

8.1.3. Simulation der Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektorelemente

Aus den Koordinaten der Spuren in den einzelnen Modulen wird die Nummer des getroffenen Szintillationszählers berechnet. Das Ansprechen und die Pulshöhe des Zählers wird für Pionen proportional zum Energieverlust im Szintillatormaterial und für schauernde Teilchen proportional zur Zahl der erzeugten Elektronen simuliert.

Testmessungen³⁰⁾, die mit einem Oktanten am Photonstrahl durchgeführt wurden, ermöglichen für Photonen den Vergleich der Monte-Carlo-Simulation mit experimentellen Daten. In Abb. 8.1. ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszählerlagen für verschiedene Photonenergien aufgetragen. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf aus den Monte-Carlo-Rechnungen wieder, die sehr gut mit den experimentellen Werten³⁰⁾ der einzelnen Lagen übereinstimmen.

Das Ansprechen der Proportionalrohre wird simuliert, wenn das Teilchen im benachbarten Szintillationszähler Energie abgelegt hat. Aus den Koordinaten und dem Einfallswinkel der Spur wird die Anzahl der durchdrungenen Rohre berechnet. Bei der in Abb. 8.2. gezeigten Teilchenbahn haben beide Rohre angesprochen. Der Abfall in der Ansprechwahrscheinlichkeit des Rohres in Richtung Wandung wird ebenfalls berücksichtigt.

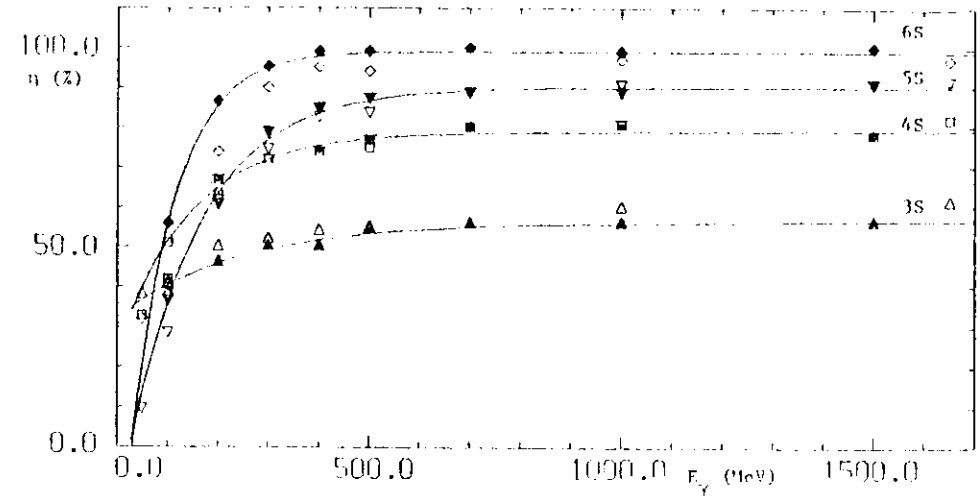


Abb.8.1. Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeit für Szintillationszähler auf Photonen zwischen Testmessung (offene Symbole) und Monte-Carlo-Simulation (volle Symbole).

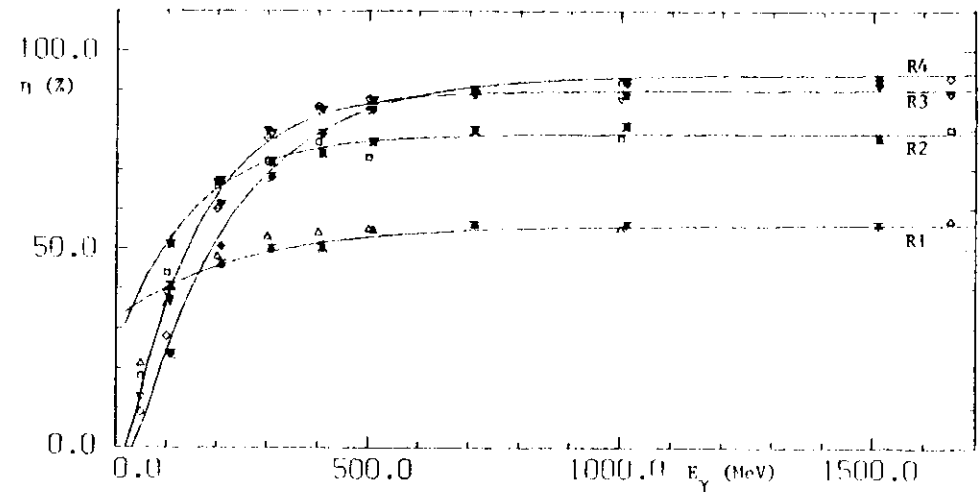


Abb.8.4. Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeit für Proportionalrohrlagen auf Photonen zwischen Testmessung (offene Symbole) und Monte-Carlo-Simulation (volle Symbole).

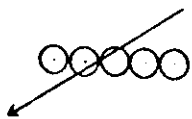


Abb. 8.2. Ansprechen von zwei benachbarten Proportionalrohren auf einer Teilchenbahn.

Abb. 8.3. zeigt den angenommenen Verlauf zwischen zwei Rohren mit 1 cm Radius.

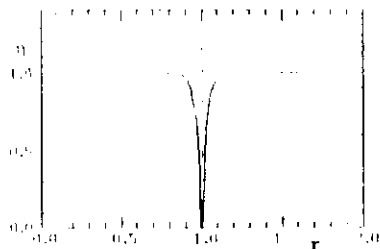


Abb. 9.3.

Der Vergleich der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Bohrlagen mit der Testmessung ist in Abb. 8.4. wiedergegeben. Es zeigt wiederum eine gute Übereinstimmung.

Für das Ansprechen der Proportionalkammern auf geladene Teilchen wird eine Effizienz von 97% angenommen. Der empfindliche Bereich eines Drahtes beträgt 1,21 mm zu jeder Seite, so daß es einen Überlappungsbereich gibt, in dem jeweils zwei Drähte ansprechen. Größere Clusterbildung bei schräg durchlaufenden Teilchen wird zusätzlich simuliert. Dabei wird die Driftstrecke senkrecht zur Drahtebene von der Spur bis zum empfindlichen Bereich des Drahtes berücksichtigt.

Zum Testen des Monte-Carlo-Programms für die Proportionalkammern wurden Blabhapläne benutzt. Abb. 8.5. zeigt die mittlere Zahl der angesprochenen Drähte in Abhängigkeit vom Einfallswinkel senkrecht zur Ebene. ($\alpha = 60^\circ$ ist der Grenzwinkel für Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt ausgehen) Die durchgezogene Linie der Monte-Carlo-Rechnung beschreibt die experimentellen Daten recht gut.

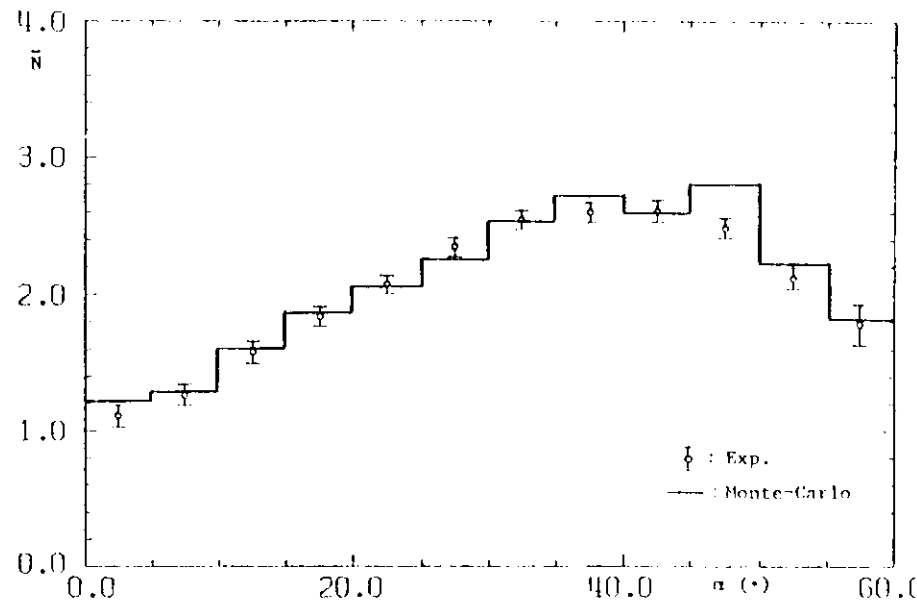


Abb. 8.5. Mittlere Zahl der angesprochenen Proportionaldrähte in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α .

8.1.4. Simulation des Triggers

Da der Trigger nur vom Ansprechen der Szintillationszählerlagen abhängt, ist die Simulation des Triggers relativ einfach. Es wird in jedem Dodekanten abgefragt, ob in mindestens 2 der 4S, 5S und 6S-Zählerlagen ein Szintillationszähler Energie abgespeichert hat. Bei drei angesprochenen Dodekanten wird die Triggerbedingung als erfüllt betrachtet.

Für Photonen läßt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Triggersegmentes mit experimentellen Daten vergleichen. Abb. 8.6. zeigt die Testergebnisse bei senkrechtem Einfallswinkel mit dem Vergleich der Monte-Carlo-Rechnung.

Da die meisten Teilchen die Segmente schräg durchlaufen, wurde die Simulation bei einem Einfallswinkel von 45° wiederholt. Die gleichen Rechnungen wurden auch für Pionen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abb. 8.7. wiedergegeben.

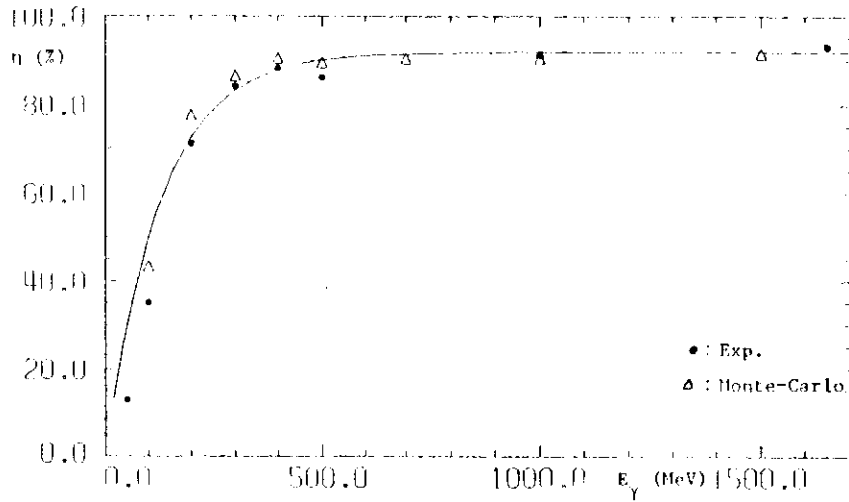


Abb.8.6. Ansprechwahrscheinlichkeit eines Triggersegmentes auf Photonen bei senkrechtem Einfall (Vergleich zwischen Testmessung und Monte-Carlo-Simulation).

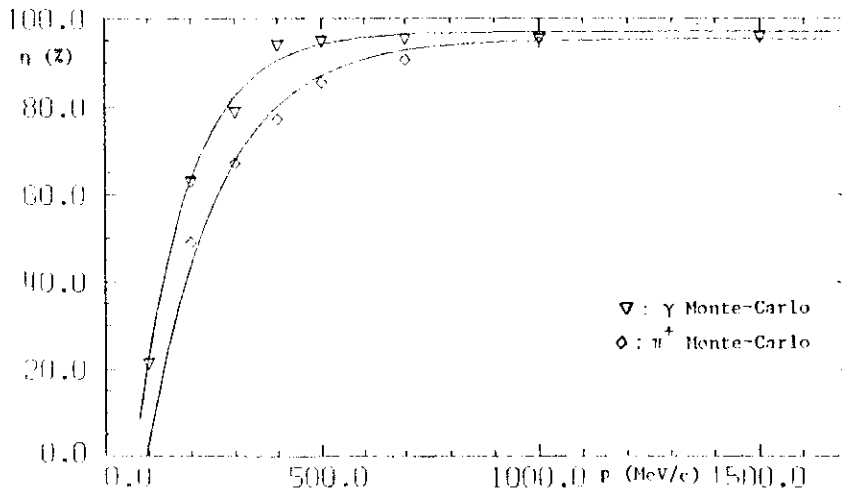


Abb.8.7. Ansprechwahrscheinlichkeit eines Triggersegmentes auf Photonen bzw. Pionen bei Einfall unter 45° nach Monte-Carlo-Simulation.

Die anschließende Rekonstruktion des Monte-Carlo-Ereignisses erfolgt mit dem experimentellen Spursuchprogramm. Abb. 8.8. zeigt den Vergleich der Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von photoninduzierten Spuren mit der Testmessung.

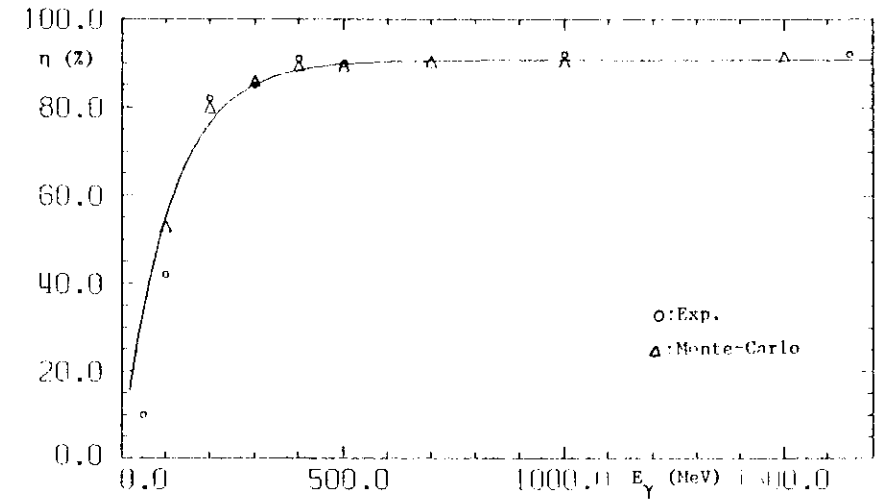


Abb.8.8. Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit: Vergleich Testmessung - Monte-Carlo-Simulation.

9. Multihadronische Modellrechnungen

Da die experimentellen multihadronischen Ereignisse des Innendetektors keinen direkten Schluß auf die Art und Anzahl der verschiedenen Ereignisklassen zulassen, müssen experimentelle Ergebnisse anderer Messungen und theoretische Annahmen zur Hilfe genommen werden. Zum anderen soll aus den Monte-Carlo-Rechnungen nur der Korrekturfaktor F bestimmt und dessen Sensibilität bei Variation der Annahmen untersucht werden, so daß sich Ungenauigkeiten im Modell nicht direkt auf die Nachweiswahrscheinlichkeit auswirken müssen.

Es werden zunächst die Modellrechnungen beschrieben, die zu recht guten Übereinstimmungen mit experimentellen Verteilungen führen.

Als multihadronische Ereignisse werden Vielteilchen-Endzustände erzeugt, deren Multiplizität poisson-verteilt ist. Dabei lassen sich folgende Prozesse berücksichtigen:

$$\begin{aligned}
 e^+ e^- &\rightarrow n \pi^+ \text{'s} \\
 e^+ e^- &\rightarrow K\bar{K} + n \pi^+ \text{'s} \\
 e^+ e^- &\rightarrow N\bar{N} + n \pi^+ \text{'s} \\
 e^+ e^- &\rightarrow D\bar{D} + n \pi^+ \text{'s} \\
 e^+ e^- &\rightarrow \tau^+ \tau^-
 \end{aligned}
 \tag{9.1}$$

$n \pi^+ \text{'s}$ bedeutet, daß nur die Anzahl der Pionen poisson-verteilt ist und n gibt die mittlere Anzahl der Pionen an. Das Verhältnis der geladenen zu neutralen Pionen wird zunächst mit 3:2 angenommen, wie es sich aus Messungen am SPEAR⁴⁴⁾ ergibt. Kaonen und Nukleonen werden je zur Hälfte neutral bzw. geladen erzeugt. Die Massen des D - Mesons⁴⁵⁾ und des schweren Leptons τ ⁴⁶⁾ werden wie folgt festgelegt:

$$\begin{aligned}
 m_D &= 1,87 \text{ GeV} \\
 m_\tau &= 1,8 \text{ GeV}
 \end{aligned}$$

Für die Zerfälle der kurzlebigen Teilchen werden die soweit bekannten Verzweungsverhältnisse benutzt. Da eine detaillierte Bestimmung der Endzustände beim D-Meson noch nicht vorliegt, werden hier folgende Verzweigungen angenommen:

$$\begin{aligned}
 D &\rightarrow e \nu K^* & 5,5\% \\
 D &\rightarrow \mu \nu K^* & 5,5\% \\
 D &\rightarrow e \nu K & 5,5\% \\
 D &\rightarrow \mu \nu K & 5,5\% \\
 D &\rightarrow K^* + n \pi^+ \text{'s} & 39\% \\
 D &\rightarrow K + n \pi^+ \text{'s} & 39\%
 \end{aligned}
 \tag{9.2}$$

Die Zahl der Pionen ist wieder poisson-verteilt um den Wert $n = 1,1$. Die sich daraus ergebende mittlere geladene Multiplizität des Endzustandes von 2,35 reproduziert den experimentellen Wert von 2,3⁴⁸⁾ recht gut.

Für den Zerfall des schweren Leptons wird über experimentelle Ergebnisse vom SPEAR⁴⁹⁾, FLUTO⁵⁰⁾ und DASP⁵¹⁾ gemittelt bzw. die theoretischen Vorhersagen⁵²⁾ benutzt:

$$\begin{aligned}
 \tau &\rightarrow e \nu \nu & 17\% \\
 \tau &\rightarrow \mu \nu \nu & 17\% \\
 \tau &\rightarrow \pi \nu & 9\% \\
 \tau &\rightarrow \rho \nu & 18\% \\
 \tau &\rightarrow A_1 \nu & 10\% \\
 \tau &\rightarrow \nu 3\pi^+ + n\pi^0 & 29\% \quad \bar{n} = 0,3
 \end{aligned}
 \tag{9.3}$$

Bei der Festlegung der prozentualen Anteile der verschiedenen Ereignisklassen wird das experimentelle Verhältnis von $\pi : K : p$ aus den inklusiven Ereignissen berücksichtigt. Außerdem wird angenommen, daß oberhalb von 3,6 GeV durch τ -Produktion ein Schwellenverhalten und der restliche Anstieg in R ausschließlich durch D - Meson-Produktion hervorgerufen wird. In Tab.9.1. sind die daraus resultierenden Anteile der fünf Ereignisklassen für verschiedene Schwerpunktsenergien angegeben.

Um die am SPEAR⁵³⁾ gemessenen mittleren geladenen Multiplizitäten zu reproduzieren, werden die ebenfalls in Tab.9.1. wiedergegebenen Mittelwerte der poisson-verteilten geladenen Pionen benutzt.

Da die experimentellen Daten nicht nur über den elektromagnetischen Prozeß erster Ordnung produziert werden, sondern auch über Prozesse höherer Ordnung entstehen, muß dieses bei der Simulation berücksichtigt werden. Es interessiert dabei der Einfluß auf die Kinematik der Reaktion, so daß man nur die Abstrahlung von harten reellen Photonen im Anfangszustand simulieren muß. Dieses wird dadurch erreicht, daß ein Teil der produzierten Ereignisse ein Photon einer festgelegten Energie im Anfangszustand abstrahlt. Aus Berechnungen der Strahlungskorrekturen nach Bouneau und Martin⁵⁴⁾ ergeben sich folgende prozentualen Anteile für Abstrahlung eines Photons innerhalb eines Energiebereiches bei einer Schwerpunktsenergie von 4,0 GeV:

72%	Abstrahlung eines Photons von	0 - 100 MeV	
7%	"	"	"
3,5%	"	"	"
2,5%	"	"	"
2%	"	"	"
13%	"	"	"
			(9.4)

Dabei ist die Näherung gemacht worden, daß der Wirkungsquerschnitt bei Verringerung der Schwerpunktsenergie durch Abstrahlung des Photons mit $1/s$ anwächst. Zur Vereinfachung werden im Monte-Carlo-Programm nur fünf verschiedene Photonenergien gerechnet:

72%	ohne Abstrahlung	
7%	Abstrahlung eines Photons von	200 MeV
3,5%	"	"
2,5%	"	"
2%	"	"
13%	"	"
		(9.5)

E _{CE}	Prozentualer Anteil					n				
	n ⁺ 's	K ⁺ +n ⁺ 's	K ⁰ +n ⁺ 's	D ⁰ +n ⁺ 's	π ⁺	n ⁺ 's	K ⁺ +n ⁺ 's	K ⁰ +n ⁺ 's	D ⁰ +n ⁺ 's	π ⁺
3,6 GeV	55%	35%	10%	-	-	4,0	1,9	1,5	-	-
3,8 GeV	45%	45%	10%	-	-	4,2	2,1	1,6	-	-
4,0 GeV	15%	15%	10%	50%	10%	4,3	2,3	1,7	-	-
4,2 GeV	20%	20%	10%	35%	15%	4,4	2,4	1,8	0,2	-
4,4 GeV	10%	20%	10%	45%	15%	4,5	2,5	2,0	0,3	-
4,6 GeV	15%	25%	10%	34%	16%	4,7	2,7	2,2	0,5	-
4,8 GeV	15%	25%	10%	34%	16%	4,9	2,8	2,3	0,7	-
5,0 GeV	15%	25%	10%	32%	18%	5,0	3,0	2,5	0,9	-
5,2 GeV	10%	30%	10%	32%	18%	5,2	3,2	2,7	1,2	-

Tab.9.1. Prozentuale Anteile der verschiedenen Ereignisklassen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie und Änderung der mittleren geladenen Multiplizität der Pionen.

Mit diesem multihadronischen Modell wurden Rechnungen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien durchgeführt, um dann die Ergebnisse mit dem Experiment zu vergleichen. Im folgenden soll die Übereinstimmung zwischen beiden gezeigt werden. Die durchgezogene Linie gibt jeweils den Verlauf aus den Monte-Carlo-Rechnungen wieder.

Die geometrische Akzeptanz des Innendetektors wird in Abb.9.2. und 9.3. verdeutlicht. Abb.9.2. zeigt die Verteilung des Polarwinkels θ für Innendetektorspuren. Die in der Azimutalwinkel-Verteilung auftretenden Strukturen werden durch die ungenügende Überlappung zwischen den Seiten- und Oben-Unten-Oktanten hervorgerufen. Außerdem ist ein Abfall im Bereich um 0° bzw. 180° zu beobachten, der auf das Fehlen von photon-induzierten Spuren im Bereich der Magnetakzeptanz zurückzuführen ist.

Der Vergleich des aus den Spuren rekonstruierten Wechselwirkungspunktes in der Y- bzw. Z-Projektion ist in Abb.9.4. und 9.5. wiedergegeben.

Für Abb.9.6. wurde die in den Szintillations- und Schauerzählern abgelegten Energien im Innendetektor aufsummiert. Es zeigt die prozentuale Verteilung dieser Energien bei Schwerpunktsenergien von 3,6 GeV und 5,2 GeV. Man erkennt, daß das Maximum der Verteilung mit der Schwerpunktsenergie ansteigt. Da bei minimalionisierenden Teilchen nur der Energieverlust gemessen wird, lassen sich aus dieser Information keine direkten physikalischen Schlüsse ziehen.

Die Zahl der im Innendetektor rekonstruierten Spuren zeigt sich in Abb.9.7.. Photon-induzierte Spuren sind eingeschlossen. Die Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo-Rechnung und experimentellen Daten rechtfertigt die Annahmen über die Multiplizität.

9.1. Vergleich der Impulsverteilungen zwischen Monte-Carlo-Rechnungen und Experiment

Da im Innendetektor die Impulse der geladenen Teilchen nicht gemessen werden, müssen die Daten vom magnetischen Außendetektor zur Hilfe genommen werden. Die Auswertung dieser Daten wurde von R. Fries³⁶⁾ durch-

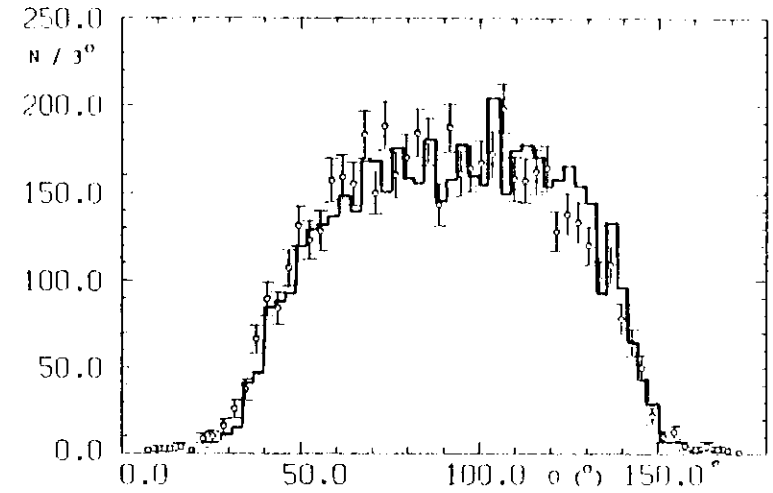


Abb.9.2. Verteilung des Polarwinkels θ für Innendetektor-Spuren.

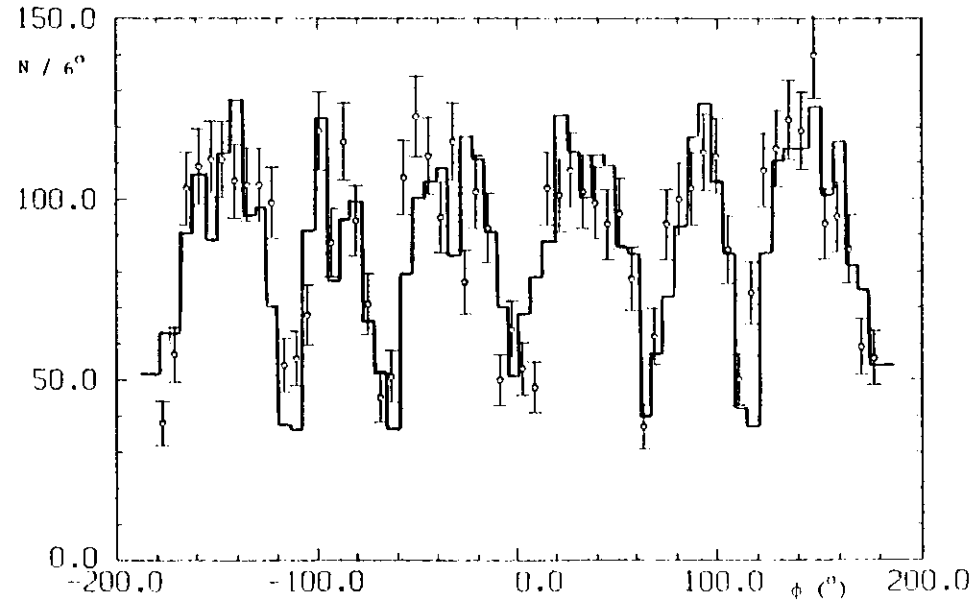


Abb.9.3. Verteilung des Azimutalwinkels ϕ für Innendetektor-Spuren.

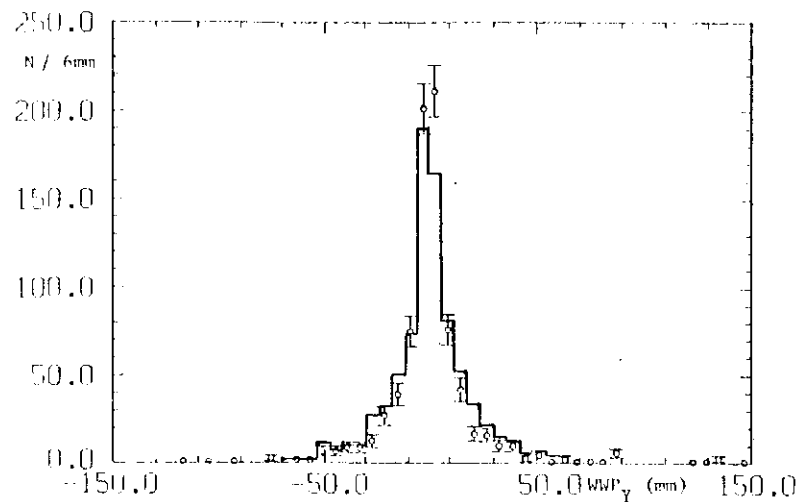


Abb.9.4. Verteilung des Wechselwirkungspunktes in der Y-Projektion.

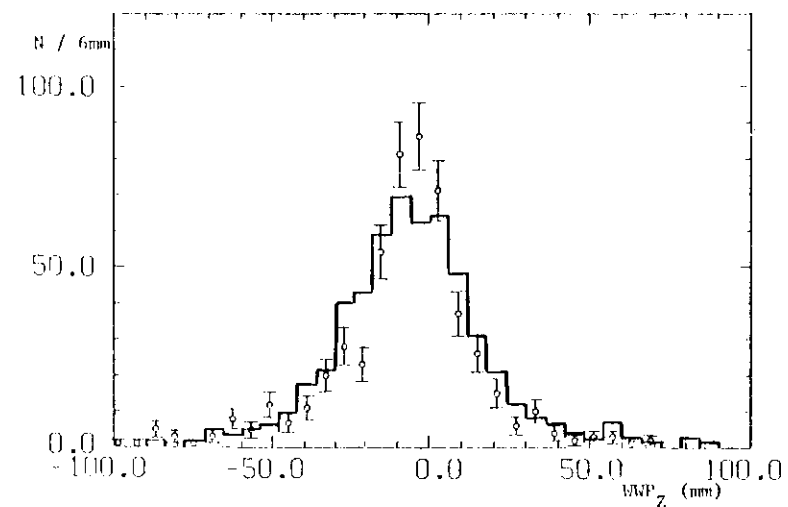


Abb.9.5. Verteilung des Wechselwirkungspunktes in der Z-Projektion.

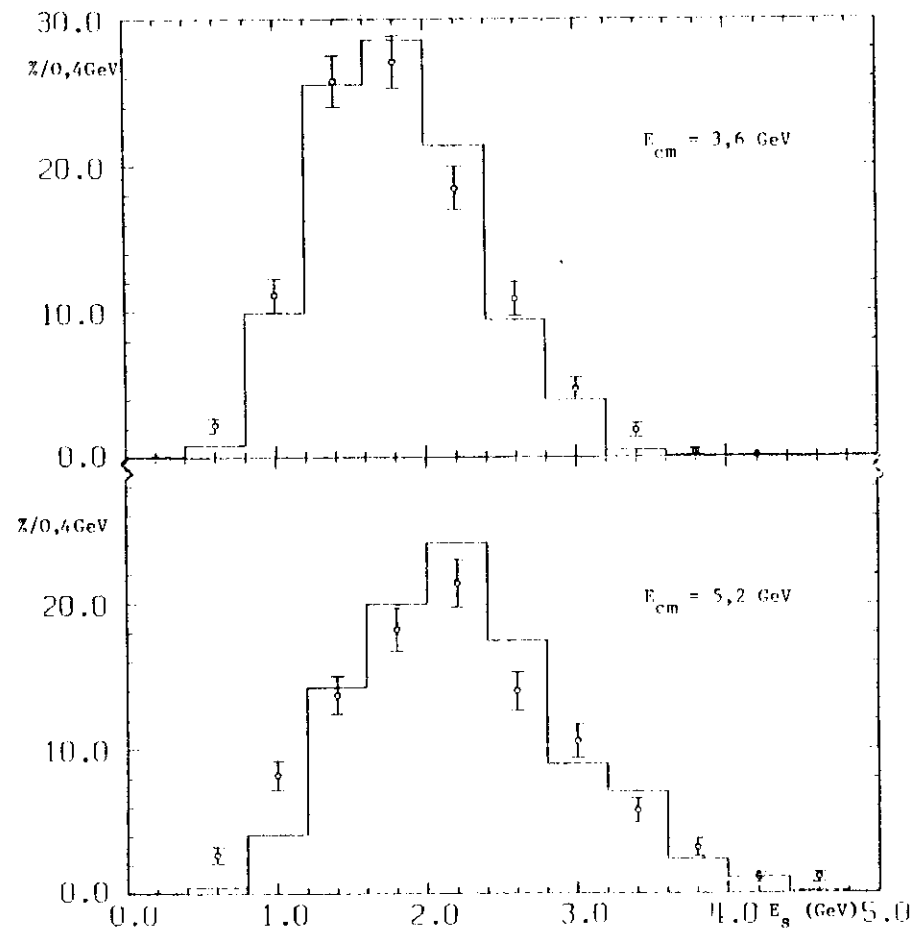


Abb.9.6. Verteilung (prozentual) der im Innendetektor abgelegten Energien E_s für multihadronische Ereignisse bei $E_{cm} = 3,6$ GeV und $E_{cm} = 5,2$ GeV.

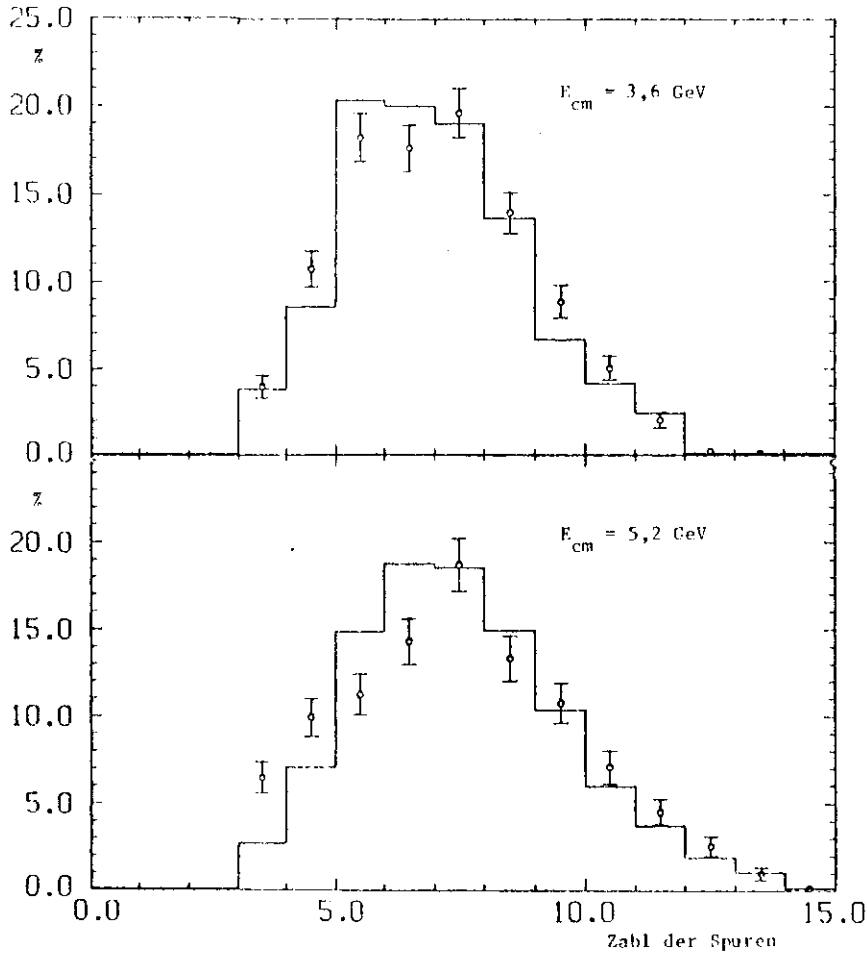


Abb.9.7. Verteilung (prozentual) der im Innendetektor rekonstruierten Spuren pro Ereignis bei $E_{cm} = 3,6 \text{ GeV}$ und $E_{cm} = 5,2 \text{ GeV}$.

geführt. Es sollen hier nur die Ergebnisse der inklusiven hadronischen Spektren wiedergegeben werden. Dafür wird der invariante Wirkungsquerschnitt $\frac{E}{4\pi p^2} \frac{d\sigma}{dp}$ als Funktion der Teilchenenergie E aufgetragen. Oberhalb einer Energie, die ungefähr 100 MeV über der Ruheenergie liegt, lassen sich die Daten durch einen exponentiellen Abfall der Form $\exp(-AE)$ beschreiben. Abb.9.8. zeigt die exponentiellen Verteilungen für Pionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die durchgezogenen Linien geben den Verlauf nach dem Phasenraummodell mit den im vorhergehenden Abschnitt gemachten Annahmen wieder.

Während bei 3,6 GeV die Daten recht gut reproduziert werden, treten bei hohen Schwerpunktsenergien kleinere Abweichungen auf. Deshalb wurden bei 5,2 GeV die Rechnungen mit dem Jet-Modell wiederholt. Tab.9.9. gibt das Verhalten mit verschiedenen beschränkten Transversalimpulsen wieder. Die beste Übereinstimmung liegt bei einem mittleren $p_T = 200 \text{ MeV}$, wie es auch in Abb.9.10. eingezeichnet ist. Deshalb wird für Rechnungen im 5 GeV-Bereich das Jet-Modell mit $p_T = 200 \text{ MeV}$ benutzt.

9.2. Reproduktion der inklusiven Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die vorhergehenden Abschnitte zeigen, daß das Monte-Carlo-Modell mit den beschriebenen Annahmen die experimentellen Multihadron-Ereignisse relativ gut reproduziert. Es soll nun überprüft werden, ob auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse aus der inklusiven Datenmenge übereinstimmt. Dafür werden im Monte-Carlo-Programm von den erzeugten Ereignissen nur die im Innendetektor weiterverfolgt, die nach Abfrage der Magnetakzeptanz ein inklusives geladenes Pion oder Kaon besitzen. Nach Simulation der Triggerbedingungen und der Selektionsbedingungen lassen sich die inklusiven Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmen. Der Vergleich dieser mit den experimentellen Werten ist in Abb.9.11. dargestellt. Die Monte-Carlo-Rechnungen wurden bei Schwerpunktsenergien von 3,6 GeV, 4,0 GeV, 4,4 GeV, 4,6 GeV, 5,0 GeV und 5,2 GeV durchgeführt. Es zeigt sich, daß sowohl Verlauf als auch absolute Höhe innerhalb von 10% übereinstimmen.

Modell	Λ
Phasenraum	$3,81 \pm 0,1$
Jet $p_T = 0,35$	$4,40 \pm 0,1$
Jet $p_T = 0,3$	$4,41 \pm 0,1$
Jet $p_T = 0,2$	$4,92 \pm 0,1$
Exp.	$5,08 \pm 0,2$

Tab.9.9. Anpassung an den exponentiellen Abfall der inklusiven Pionen nach der Formel $\frac{E}{4\pi p^2} \frac{d\sigma}{dp} = B \cdot e^{-\Lambda E}$ für verschiedene Modellrechnungen.

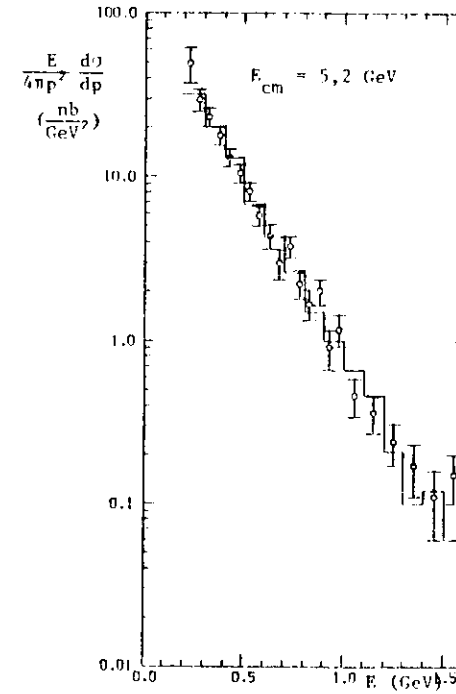


Abb.9.10. Vergleich des inklusiven Pionspektrums mit der Monte-Carlo-Simulation bei $E_{cm} = 5,2$ GeV.

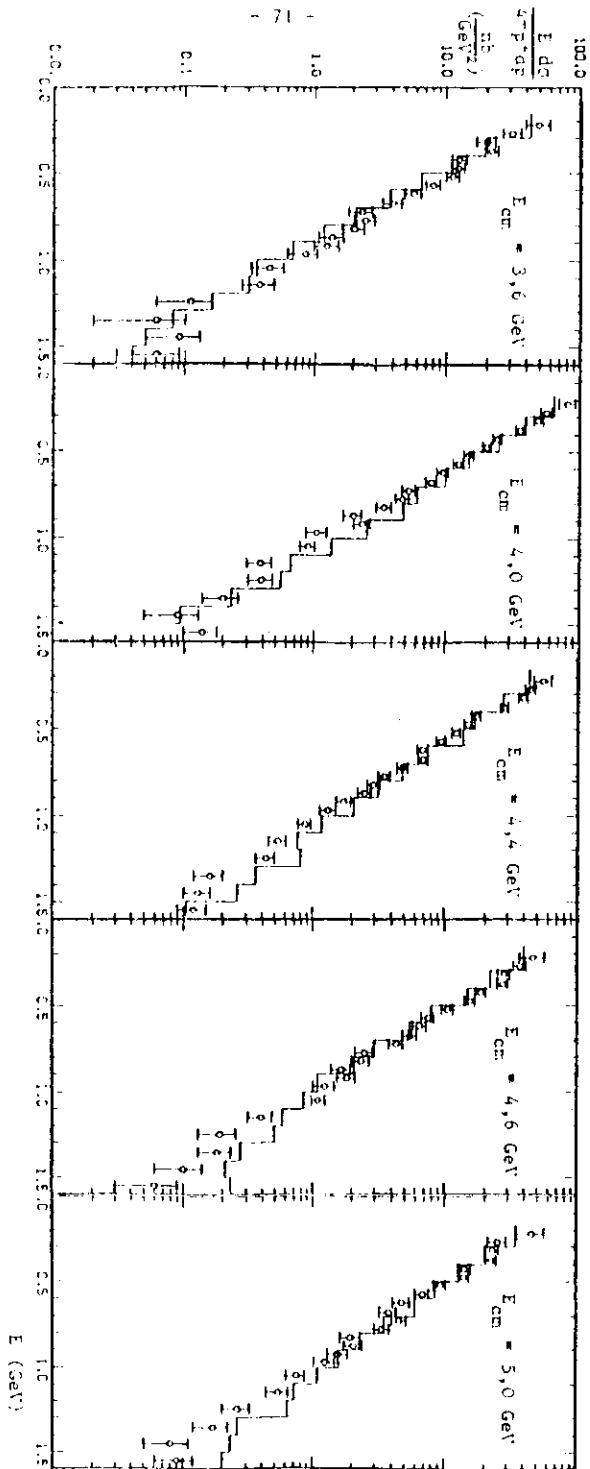


Abb.9.8. Vergleich der inklusiven Pion-Spektren mit den entsprechenden Monte-Carlo-Simulationen (durchgezogene Linien) von $E_{cm} = 3,6$ GeV bis $E_{cm} = 5,0$ GeV.

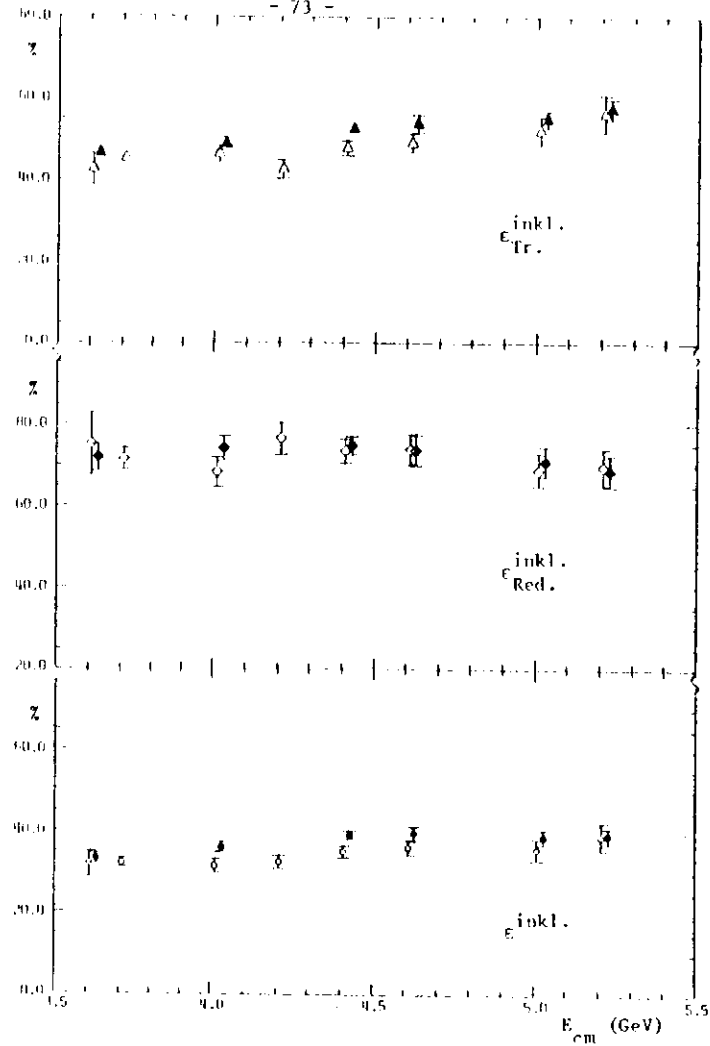


Abb. 9.11. Vergleich der inklusiven Nachweiswahrscheinlichkeiten zwischen experimentellen Ergebnissen (offene Symbole) und der Monte-Carlo-Simulation (volle Symbole).

9.3. Bestimmung des Korrekturfaktors F

Um die Nachweiswahrscheinlichkeiten von multihadronischen Ereignissen im Innendetektor zu bestimmen, wird die Monte-Carlo-Simulation ohne Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand gemacht. Abb. 9.12. vergleicht $(\epsilon_{Tr}^{innen})_{MC}$, $(\epsilon_{Red.}^{innen})_{MC}$ und $(\epsilon^{innen})_{MC}$ mit den inklusiven Monte-Carlo-Ergebnissen. Es zeigt sich, daß die Triggerwahrscheinlichkeit bei den Innendaten zunächst höher ist, zu höheren Energien hin aber wieder abfällt. $(\epsilon_{Red.}^{innen})_{MC}$ ist dagegen über den ganzen Bereich um ungefähr 9% kleiner. Das erklärt sich dadurch, daß durch die gut rekonstruierbare inklusive Spur die Selektionskriterien leichter erfüllt werden. Andererseits kann das inklusive Teilchen nicht zum Ausprechen des Innentriggers beitragen.

Wie sich aus Abb. 9.12.c ergibt, heben sich diese beiden Effekte im unteren Energiebereich fast auf, so daß die beiden Nachweiswahrscheinlichkeiten $(\epsilon^{innen})_{MC}$ und $(\epsilon^{inkl.})_{MC}$ annähernd gleich groß sind. Nur bei höheren Energien trifft dies nicht mehr zu.

Bei genauerer Analyse der einzelnen Ereignisklassen wird deutlich, daß die $\pi\pi$ -Paar-Erzeugung eine viel kleinere Nachweiswahrscheinlichkeit besitzt als die anderen Klassen. Dies liegt an der geringen Multiplizität und an der Energiedeposition durch die nicht nachweisbaren Neutrinos. Es ergeben sich aus der Monte-Carlo-Rechnung folgende Werte für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \pi\pi$:

$$(\epsilon^{inkl.})_{MC} = 19\%$$

$$(\epsilon^{innen})_{MC} = 14\%$$

In Tab. 9.13. sind noch einmal zur Verdeutlichung die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallskanäle der beiden produzierten schweren Leptonen aufgetragen. Nur wenn beide Leptonen in Multipionzustände zerfallen, gleicht die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit derjenigen von multihadronischen Ereignissen.

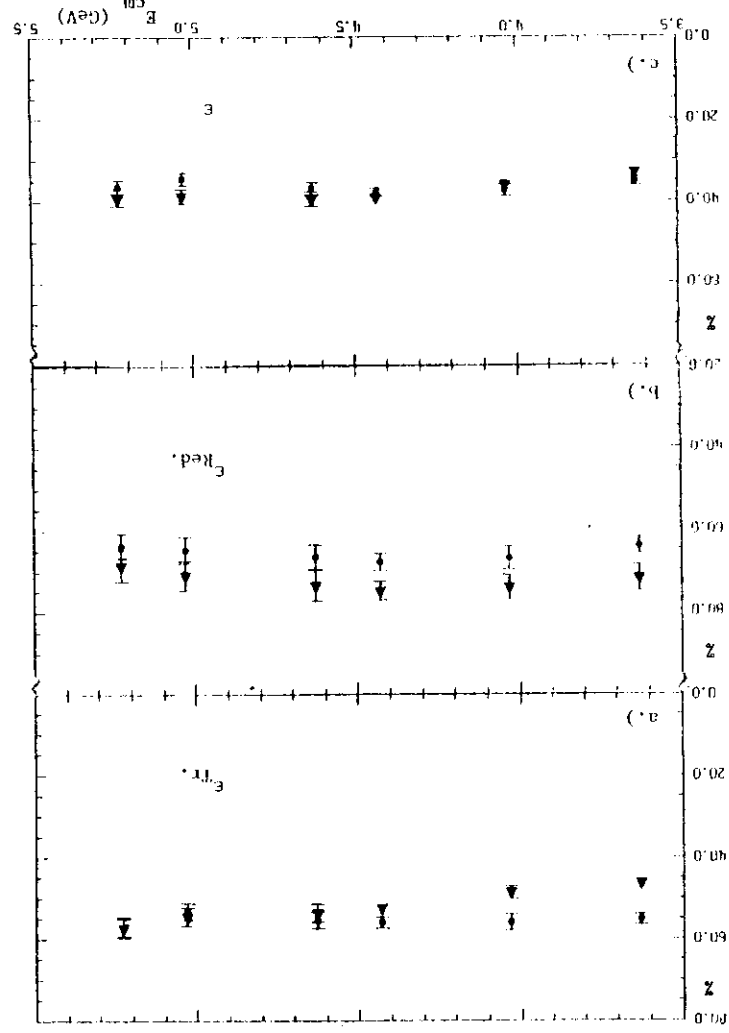


Abb. 9.12. Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Injektive und Innendetektor - Ereignisse nach der Monte-Carlo-Simulation. ($\bar{\epsilon} = \epsilon_{\text{Inkl.}}^{\text{MC}}$; $\epsilon = \epsilon_{\text{innen}}$)

$3\pi^0 \nu \bar{\nu}$	A $\nu \bar{\nu}$	$\rho \nu \bar{\nu}$	$\eta \nu \bar{\nu}$	e $\nu \bar{\nu}$	$\mu \nu \bar{\nu}$	$3\pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$
41%	40%	29%	12%	12%	11%	11%
32%	28%	17%	10%	10%	6%	6%
			3%	6%	6%	6%
			0%	0%	0%	0%
				0%	0%	0%
						0%

Tab. 9.13. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten $\epsilon_{\text{innen}}^{\text{MC}}$ für die verschiedenen Zerfallsklassen des schweren Leptons nach Monte-Carlo-Simulation.

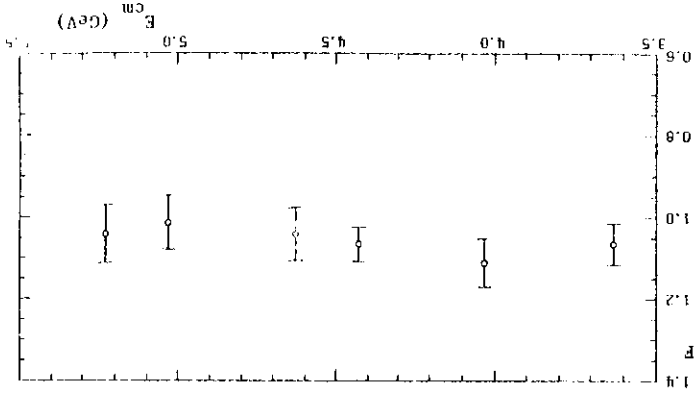


Abb. 9.14. Der Korrekturfaktor $F = (\epsilon_{\text{innen}} / \epsilon_{\text{Inkl.}}^{\text{MC}})$ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

Da die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$ ein rein leptonischer Prozeß ist, gehören Ereignisse dieser Klasse nicht zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt. ϵ^{innen} wird im folgenden als Nachweiswahrscheinlichkeit für rein hadronische Ereignisse definiert, und der kleine Anteil des schweren Leptons von den unkorrigierten Daten subtrahiert.

In Abb.9.14. ist der Korrekturfaktor $F = (\epsilon^{\text{innen}})_{\text{MC}} / (\epsilon^{\text{inkl.}})_{\text{MC}}$, wie er sich aus der Monte-Carlo-Rechnung ergibt, in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen. Der Wert liegt im Mittel um 1,07.

Um die Sensibilität des Faktors von den Modellannahmen zu untersuchen, wurden Rechnungen bei Variation von Multiplizität, Verhältnis geladener zu neutraler Pionen und Jet- bzw. Phasenraummodell durchgeführt. die Ergebnisse sind in Tab.9.15. wiedergegeben.

F bleibt relativ konstant, während sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten bis zu 15% verändern. Damit ist verdeutlicht, daß die so bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit relativ unabhängig von den Modellannahmen ist.

Um die Nachweiswahrscheinlichkeit für Multihadron-Ereignisse im Innen-detektor zu erhalten, muß $\epsilon^{\text{inkl.}}$ mit den jeweiligen Korrekturfaktoren multipliziert werden. In Abb.9.16. ist ϵ bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien aufgetragen. Da die Werte einen relativ konstanten Anstieg von ϵ wiedergeben, wird an die Daten eine Gerade angepaßt, die als Effizienz-Kurve bei der Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes benutzt wird. Diese Gerade ist in Abb.9.16. mit eingezeichnet. Die gestrichelten Linien geben die Fehlerbreite von $\pm 11\%$ an, wie wir sie für diese Methode zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit abschätzen.

	\sqrt{s} (GeV)	$\pi^+:\pi^0$	\bar{N}_{geladen}	\bar{N}_{neutral}	$\epsilon^{\text{inkl.}}$	ϵ^{innen}	F
Phasenraum	-	60:40	4,16	2,25	(45,4±1,4)%	(47,2±1,8)%	1,036±0,05
Jet	0,3	60:40	4,14	2,26	(44,0±2,5)%	(47,2±1,8)%	1,073±0,07
Jet	0,35	60:40	4,31	2,46	(47,7±2,2)%	(50,5±2,0)%	1,061±0,06
Jet	0,2	60:40	4,16	2,29	(39,2±2,0)%	(40,8±1,9)%	1,041±0,07
Jet	0,2	60:40	4,47	2,33	(42,3±1,6)%	(44,2±1,8)%	1,045±0,06
Jet	0,2	60:40	4,92	2,73	(45,8±1,6)%	(47,6±1,8)%	1,040±0,06
Jet	0,2	55:45	4,58	2,81	(42,1±1,4)%	(42,6±1,5)%	1,010±0,05
Jet	0,2	67:33	4,71	2,14	(43,2±1,9)%	(44,5±1,9)%	1,030±0,06
Exp.					(39,1±3,4)%		

Tab.9.15. Bestimmung des Korrekturfaktors F bei Variation der Monte-Carlo-Simulation. Die Rechnungen wurden bei $E_{\text{cm}} = 5,2$ GeV durchgeführt.

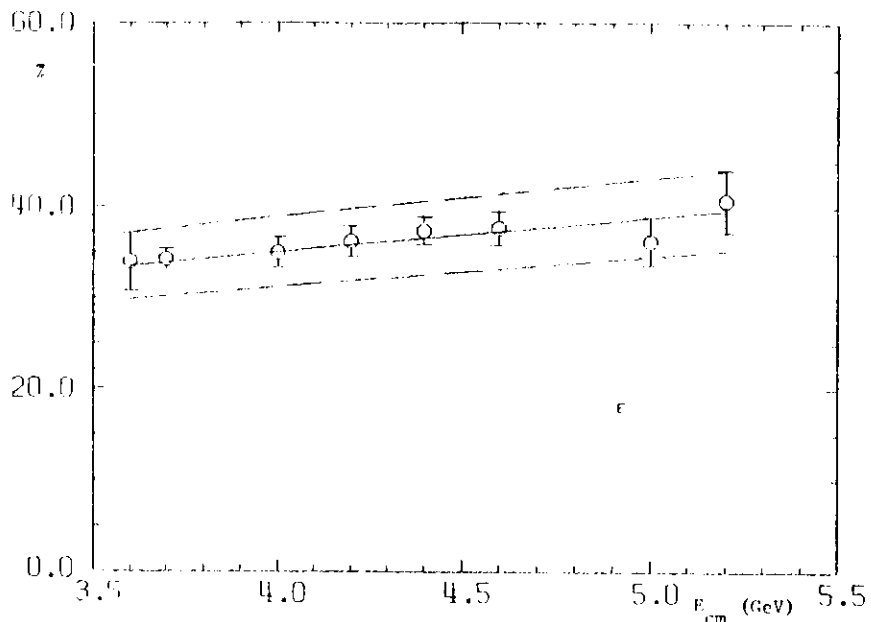


Abb. 9.16. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie.

10. Ergebnisse

Nachdem die Nachweiswahrscheinlichkeit für multihadronische Ereignisse im Innendetektor bestimmt worden ist, kann der totale hadronische Wirkungsquerschnitt nach folgender Formel berechnet werden:

$$\sigma_{tot} = \frac{N/L - \sigma_{HL} \epsilon_{HL}}{\epsilon} \quad (10.1)$$

N = Anzahl der multihadronischen Ereignisse

L = Luminosität

σ_{HL} = Theoretischer Wert des $\pi\pi$ - Wirkungsquerschnittes

ϵ_{HL} = Nachweiswahrscheinlichkeit für $\pi\pi$ - Ereignisse

ϵ = Nachweiswahrscheinlichkeit multihadr. Ereignisse

Abb. 10.1. zeigt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Diese Werte sind noch nicht strahlungskorrigiert.

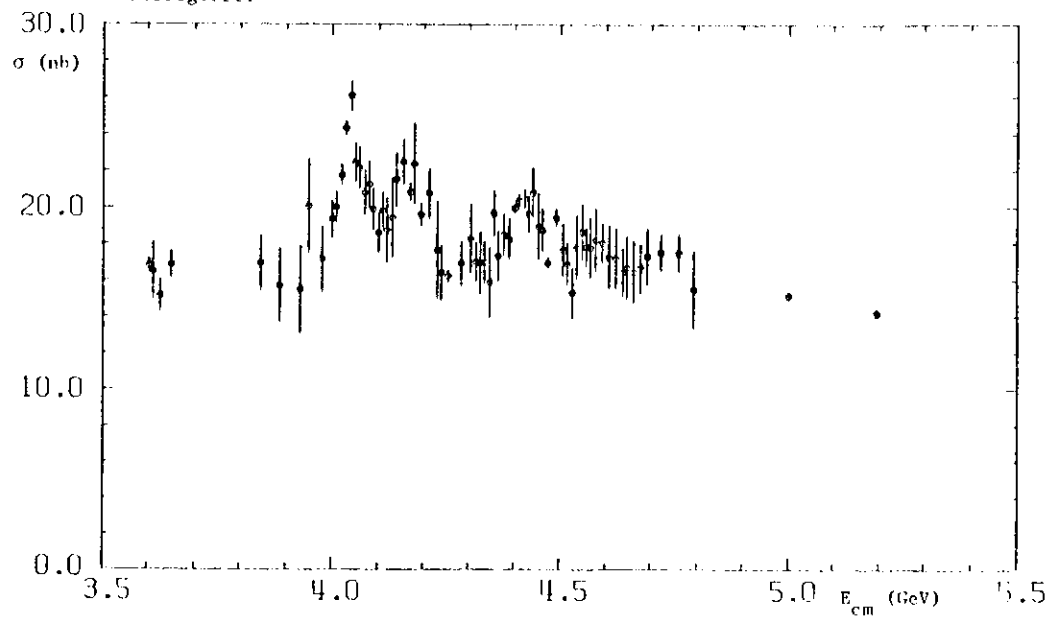


Abb. 10.1. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt ohne Strahlungskorrekturen.

10.1. Strahlungskorrekturen

Wie in Abschnitt 2.4.2. beschrieben, läßt sich der experimentelle Wirkungsquerschnitt in folgender Form darstellen:

$$\sigma_{exp.} = \sigma_0 \cdot (1 + \delta) \tag{10.2}$$

Wobei δ die Korrekturen höherer Ordnung berücksichtigt.

Abb.10.1. zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt eine Funktion ist, die sich stellenweise stark mit der Schwerpunktsenergie ändert. Die Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand führt zu einer Verminderung der Energie des ausgetauschten virtuellen Photons, so daß dadurch der Wirkungsquerschnitt einer kleineren Schwerpunktsenergie zum Tragen kommt.

$$\begin{aligned} \text{ohne Abstrahlung: } \sigma &= \sigma_0 (4E^2) \\ \text{mit Abstrahlung: } \sigma &= \sigma_0 (4E \cdot (E - k)) \end{aligned} \tag{10.3}$$

k = Energie des abgestrahlten Photons

Dieser Tatbestand führt zu einer Abflachung von Strukturen in nicht strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitten.

Die Abstrahlung von virtuellen Photonen dagegen beeinflusst nicht die Schwerpunktsenergie der Reaktion, so daß dieser Prozeß eine vom Verlauf des Wirkungsquerschnittes unabhängige Korrektur enthält.

Die Korrektur des totalen Wirkungsquerschnittes für die Abstrahlung von reellen und virtuellen Photonen wurde von G. Bonneau und F. Martin^{54.)} berechnet. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich in folgender Form schreiben:

$$\sigma = \sigma_0 (4E^2) \cdot \left[1 + \frac{2x}{\pi} \cdot \left\{ \left(2 \ln \frac{2E}{m} - 1 \right) \cdot \left(\ln \frac{k_{min}}{E} + \frac{13}{12} + \frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} + \int_{k_{min}}^{k_{max}} \frac{dk}{k} \left(1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2} \right) \cdot \frac{\sigma_0 (4E \cdot (E - k))}{\sigma_0 (4E^2)} \right\} \right] \tag{10.4}$$

E = Strahlenergie

k = Energie des abgestrahlten Photons

σ = Wirkungsquerschnitt mit Abstrahlung

σ_0 = Wirkungsquerschnitt ohne Abstrahlung

k_{min} = Grenze zwischen harten und weichen reellen Photonen

k_{max} = maximale Energie des abgestrahlten Photons

Der erste Teil der Formel bis zum Integral beinhaltet die Korrektur durch Abstrahlung von virtuellen und weichen reellen Photonen bis k_{min} , während das Integral die Abstrahlung harter reeller Photonen von k_{min} bis k_{max} berücksichtigt. Der Wert für k_{min} wurde auf 5 MeV festgelegt, wobei eine Variation des Wertes zwischen 1 MeV und 20 MeV das Ergebnis um weniger als 0,06% verändert.

Zur Festlegung von k_{max} wurde zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit von multihadronischen Ereignissen bei Abstrahlung eines Photons mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms bestimmt. In Abb.10.2. ist die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand wiedergegeben. Bei $E_Y = 0,8 \cdot E_{Strahl}$ sinkt die Wahrscheinlichkeit, das Ereignis noch als multihadronisches zu identifizieren, auf 0% ab. k_{max} wird deshalb auf $0,8 \cdot E_{Strahl}$ festgelegt.

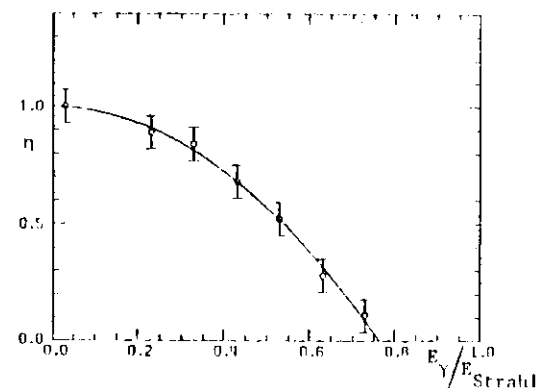


Abb.10.2. Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Abstrahlung eines reellen Photons im Anfangszustand.

Zur Durchführung der Integration muß der Wirkungsquerschnitt von $E_{cm} = 2$ GeV bis $E_{cm} = 5,2$ GeV bekannt sein. Um nicht von der Fluktuation einzelner Meßpunkte abhängig zu werden, wird der gemessene Wirkungsquerschnitt als geglätteter Verlauf mit einer Schrittweite von 20 MeV eingegeben. Dabei werden bei den J/Ψ und Ψ' - Resonanzen die über die Resonanz integrierten Wirkungsquerschnitte berücksichtigt. Abb.10.3. zeigt den Verlauf des angenommenen Wirkungsquerschnittes, wobei zwischen den einzelnen Punkten linear interpoliert wird. Außerdem wird bei der Integration die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Abstrahlung entsprechend Abb.10.2. in die Rechnung mit einbezogen.

In Abb.10.4. ist der Verlauf des Korrekturfaktors

$$\delta_K = \sigma_o(E_{cm}) / \sigma(E_{cm}) = 1 / (1 + \delta) \quad (10.5)$$

aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß die Korrektur in den resonanzartigen Gebieten starken Schwankungen unterlegen ist, während in strukturfreien Bereichen der Verlauf des Korrekturfaktors relativ konstant bleibt. Insgesamt bewegt sich die Größe der Korrektur zwischen -8% (3,6 GeV) und 11% (4,04 GeV).

10.2. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt

Mit den bisher gemachten Ergebnissen läßt sich der totale hadronische Wirkungsquerschnitt bestimmen. In Abb.10.5. ist σ_o^{tot} als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Es enthält nicht den Anteil des schweren Leptons.

Um leichter theoretische Aussagen machen zu können, wird der Wirkungsquerschnitt üblicherweise in Einheiten des $\mu^+\mu^-$ - Wirkungsquerschnittes angegeben. In Abb.10.6. ist $R = \sigma_o^{tot} / \sigma_{\mu^+\mu^-}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie wiedergegeben. Die darin angegebenen Fehler beinhalten nur den statistischen Wert.

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit der Normierung müssen folgende Quellen berücksichtigt werden:

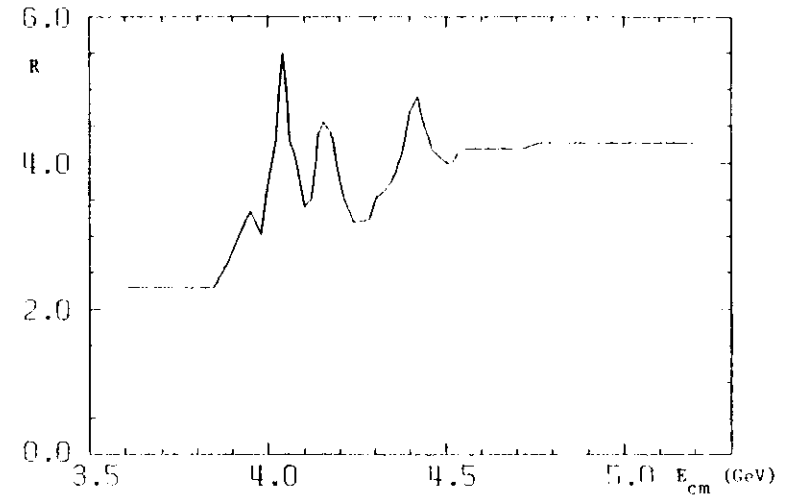


Abb.10.3. An die Daten angepaßter Verlauf des Wirkungsquerschnittes für die Berechnung der Strahlungskorrekturen

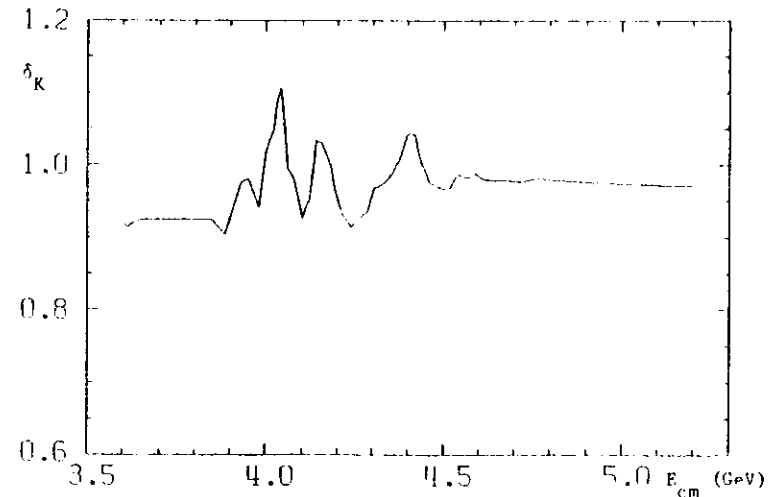


Abb.10.4. Verlauf des Strahlungskorrekturfaktors δ_K

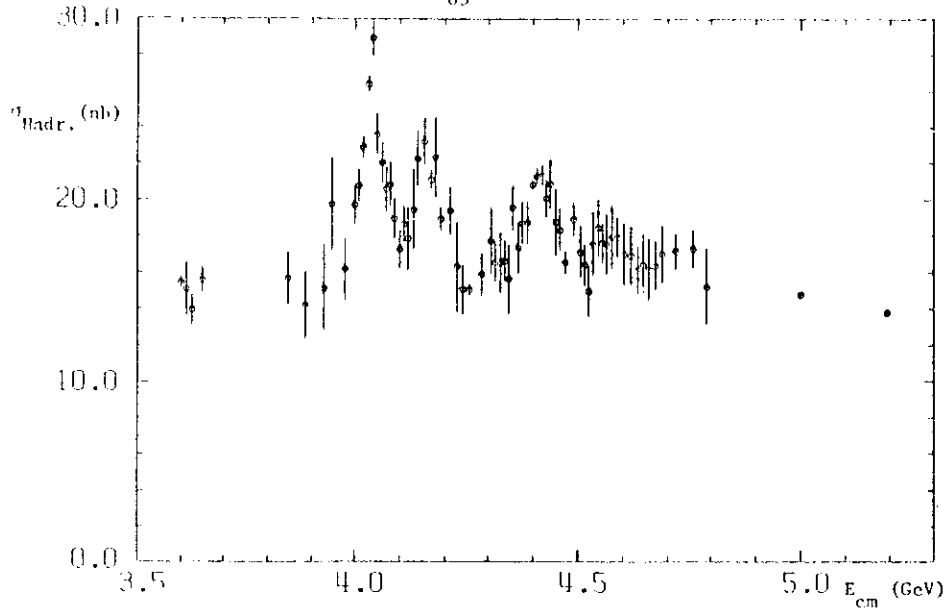


Abb.10.5. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt ohne Beitrag des schweren Leptons.

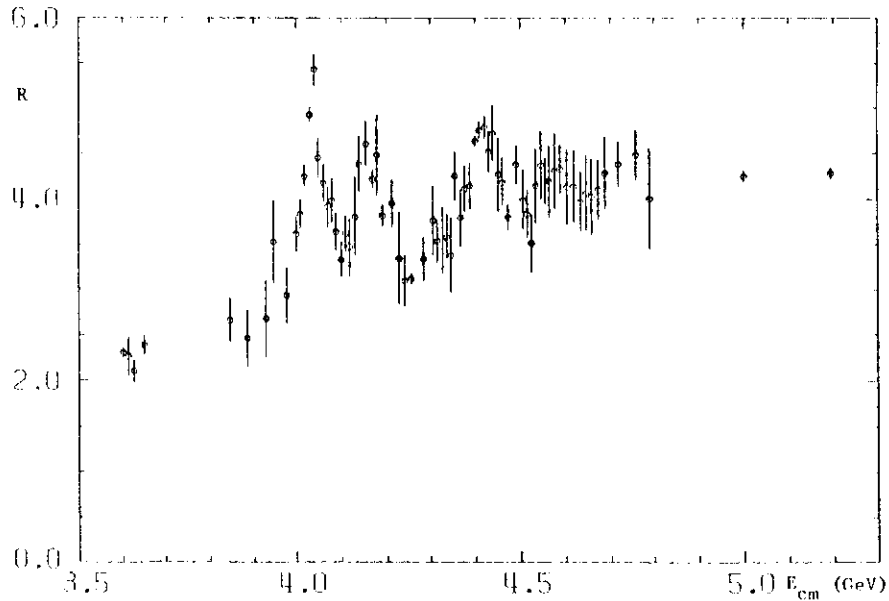


Abb.10.6. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt, aufgetragen in Einheiten des $\mu^+\mu^-$ -Wirkungsquerschnittes.

- 1.) Noch vorhandener Untergrund in den ausgewählten Ereignissen ($< 3\%$)
- 2.) Fehler in der Bestimmung der experimentellen Nachweiswahrscheinlichkeit (9%)
- 3.) Fehler in der Bestimmung des Korrekturfaktors F (5%)
- 4.) Ungenauigkeit der Luminosität (5%)
- 5.) Ungenauigkeit in der Berechnung der Strahlungskorrekturen (3%)

Aus der Abschätzung folgt, daß der Wirkungsquerschnitt mit einer systematischen Unsicherheit von 12% angegeben werden kann.

Bei der Betrachtung von Abb.10.6. lassen sich folgende Eigenschaften des Wirkungsquerschnittes erkennen:

- 1.) Bei $E_{cm} = 3,6$ GeV ergibt sich ein Wert von $R = 2,3 \pm 0,3$.
- 2.) Oberhalb von $E_{cm} = 4,55$ GeV bleibt R relativ konstant auf dem Wert von $4,3 \pm 0,5$.
- 3.) Es lassen sich drei resonanzartige Strukturen bei Schwerpunktsenergien von $4,04$ GeV, $4,16$ GeV und $4,41$ GeV erkennen.
- 4.) Zwischen $3,7$ GeV und $4,0$ GeV reichen die Daten nicht aus, um Aussagen über resonanzartige Strukturen zu liefern, wie sie in dem Bereich von der SLAC-LBL Gruppe⁽⁶⁾ gemessen wurden.

10.3. Anpassung an die resonanzartigen Strukturen

Da es für Strukturen im 4 GeV - Bereich noch keine eindeutigen Erklärungen gibt, soll hier nur versucht werden, eine einfache Anpassung als Resonanzen zu finden. Eine mögliche Interpretation dieser wird im nächsten Kapitel erfolgen.

In erster Näherung können die Erhöhungen durch inkohärente Breit-Wigner-Resonanzen beschrieben werden, die sich über einen nicht-resonanten Untergrund erheben.

$$\sigma_R^i = \frac{3\pi}{s} \cdot \frac{\Gamma_{e^+e^-}^i \cdot \Gamma_{tot}^i}{(E_{cm} - M_R^i)^2 + (\Gamma_{tot}^i / 2)^2} \quad (10.6)$$

$\Gamma_{e^+e^-}^i$ = leptoniche Breite
 Γ_{tot}^i = totale Breite
 M_R^i = Resonanzmasse

Im nicht-resonanten Untergrund ist die Schwelle in R zwischen 3,6 GeV und 4,6 GeV zu berücksichtigen. Es wird davon ausgegangen, daß sie durch die Produktion von neuen Mesonen mit "offenen" Charm (D, D*, F, F*) entsteht, die zunächst jeweils paarweise erzeugt werden. Da es sich um Teilchen mit ganzzahligem Spin handelt, wird ein P-Wellen Ansatz mit Formfaktor angenommen:

$$\sigma_U = \sigma(3,6 \text{ GeV}) \cdot \frac{(3,6 \text{ GeV})^2}{s} + \sum_{k=1}^6 A_k \cdot \beta_k^3 \cdot F^2 / s \quad (10.7)$$

A_k = freier Parameter zur Anpassung
 β_k = Geschwindigkeit der Teilchen

Mit:

$$F = \frac{1}{1 - \frac{s}{m_{J/\psi}^2}}$$

Die Summe $K = 1,6$ entspricht dabei den Schwellen der $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$, $D^*\bar{D}^*$, $F\bar{F}$, $F\bar{F}^*$, $F^*\bar{F}^*$ -Produktion. Für die Massen wurden die experimentellen Werte eingesetzt: (48,55)

- $m_D = 1,863 \text{ GeV}$
- $m_{D^*} = 2,006 \text{ GeV}$
- $m_F = 2,03 \text{ GeV}$
- $m_{F^*} = 2,14 \text{ GeV}$

Der Formfaktor F wird durch einen Monopol-Ansatz beschrieben, wobei die Kopplung über das Vektor-Meson J/ψ erfolgt.⁵⁶⁾ Dieser Ansatz für den nicht-resonanten Untergrund ist sicherlich zu vereinfacht (siehe auch 57)). Zum anderen fehlen aber genaue theoretische Vorhersagen über das Schwellenverhalten.

Die sich aus der Anpassung an die Daten ergebenden Resonanzparameter sind in Tab.10.7. aufgelistet. Die Fehler beinhalten statistische Effekte und die Ungenauigkeiten aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten. In Abb.10.8. ist die Anpassungskurve in die Daten eingezeichnet. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf des nicht-resonanten Untergrundes wieder.

Außerdem wurden Anpassungen mit der relativistischen Form des Breit-Wigner-Ansatzes und mit konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz zwischen der 4,04 GeV und der 4,16 GeV - Resonanz durchgeführt. Die daraus resultierenden Ergebnisse liegen alle innerhalb der in Tab.10.7. angegebenen Fehler und werden deshalb hier nicht weiter aufgeführt.

10.4. Vergleich des Wirkungsquerschnittes mit anderen Messungen

Die bisherigen Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes in der Elektron-Positron-Vernichtung bei vergleichbaren Schwerpunktsenergien wurden von der SLAC-LBL⁶⁾ und der PLUTO - Gruppe⁷⁾ durchgeführt. Ein direkter Vergleich mit den Ergebnissen dieser Messungen ist schwierig, da beide den Anteil des schweren Leptons in ihren Daten nicht gesondert betrachten. Um einen Vergleich zu ermöglichen, wurde für Abb.10.9. unseren Datenpunkten der theoretische Wert des π - Wirkungsquerschnittes hinzuaddiert. In Abb.10.9. sind also die Werte von

$$R' = (\sigma_{hadron} + \sigma_{schweres \text{ Lepton}}) / \sigma_{\mu^+\mu^-}$$

gegenüber der Schwerpunktsenergie aufgetragen, wie sie sich aus den drei Experimenten ergeben. Zum besseren Vergleich ist in jedem Datensatz die in Abschnitt 10.3. beschriebene angepaßte Kurve mit dem Anteil des schweren Leptons eingezeichnet.

Mass (MeV)	Γ_{tot} (MeV)	$\Gamma_{e^+e^-}$ (KeV)	
4040 ± 10	52 ± 10	0,75 ± 0,15	DASP
4159 ± 20	78 ± 20	0,77 ± 0,23	
4417 ± 10	66 ± 15	0,49 ± 0,13	
4027	53	0,66	PLUTO
4139	76	0,77	
4392	73	0,43	

Tab.10.7. Parameter der Resonanzen nach Anpassung an die DASP bzw. PLUTO - Daten mit der im Text beschriebenen Funktion.

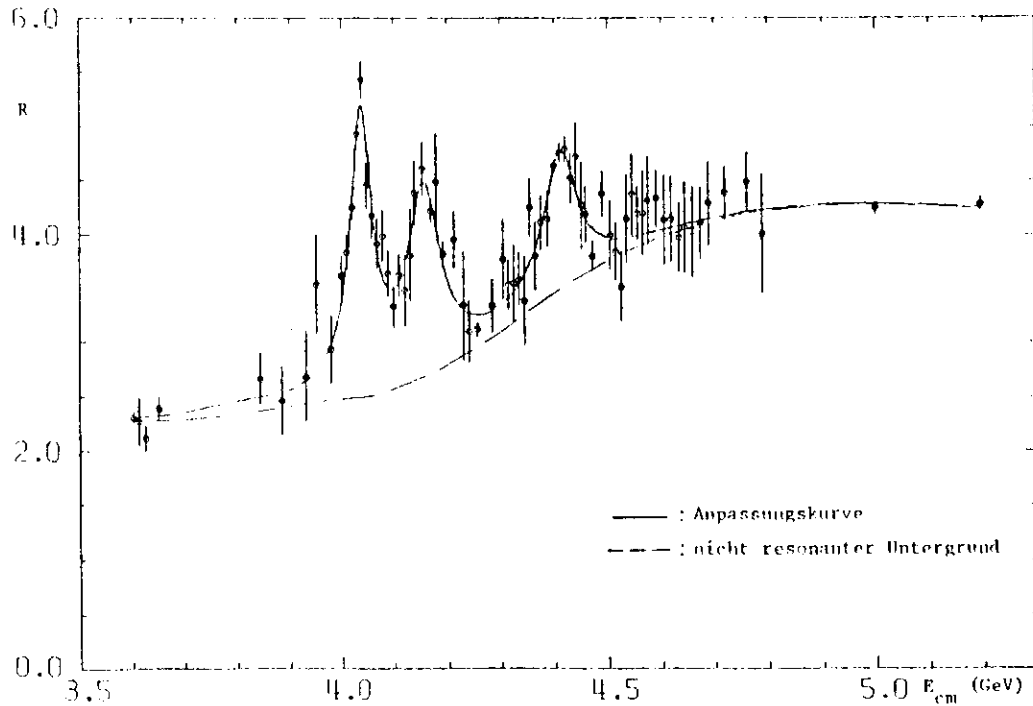


Abb.10.8. Der totale Wirkungsquerschnitt mit der Anpassungskurve an die Daten.

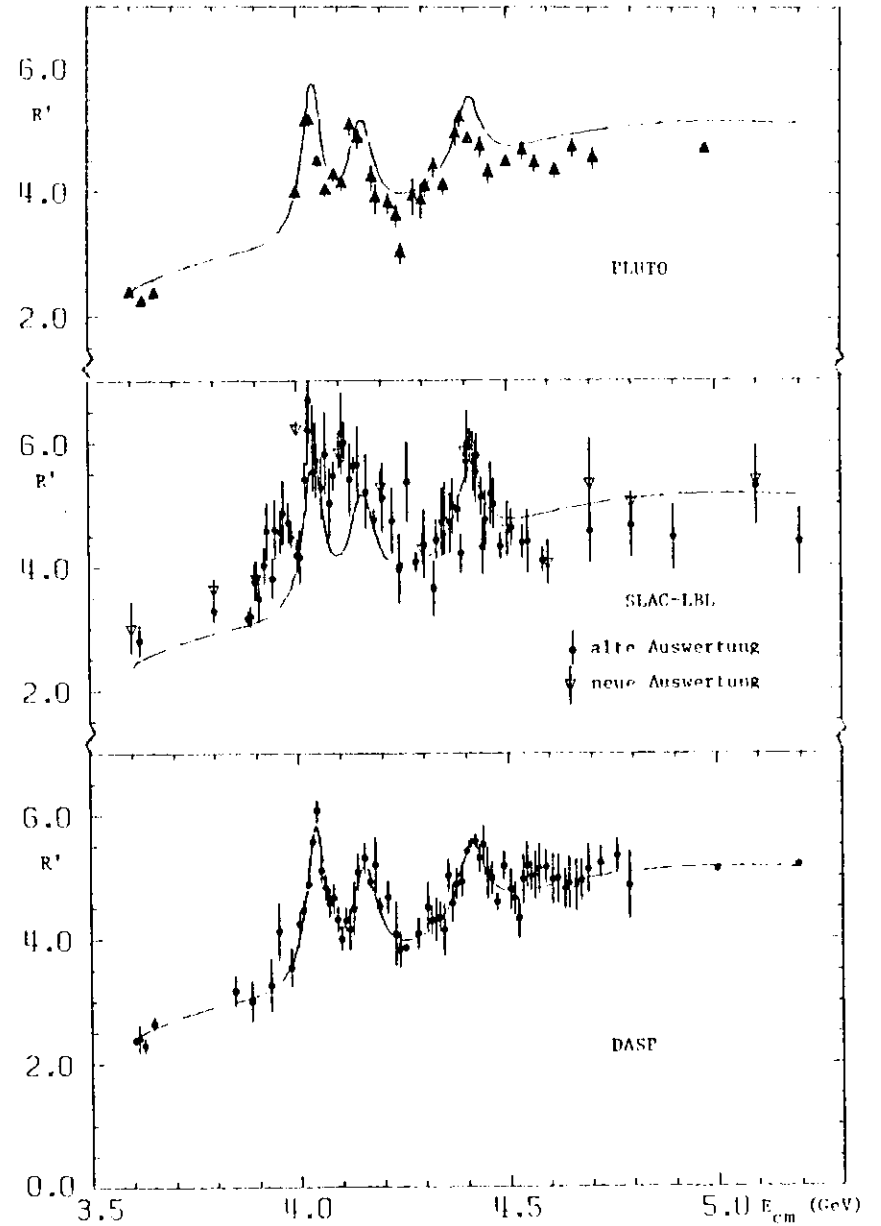


Abb.10.9. Vergleich von $R' = (\sigma_{Hadr.} + \sigma_{U}) / \sigma_{\mu\mu}$ mit den Ergebnissen der PLUTO- und der SLAC-LBL-Gruppe.

Während bei 3,6 GeV unsere Daten mit denen der PLUTO - Gruppe gut übereinstimmen, differieren sie oberhalb von 4 GeV größenordnungsmäßig um eine halbe Einheit in R. Der strukturelle Verlauf im 4 GeV Bereich erscheint zunächst recht unterschiedlich. Bei einer Energieverschiebung um 10 - 20 MeV, die teilweise durch die Wahl der Schrittweite erklärbar ist, ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Experimenten. (Bei Wahl einer Energieschrittweite wie sie die PLUTO -Gruppe benutzt, verschieben sich die Spitzenwerte der Resonanzen um 5 - 10 MeV zu kleineren Energien.)

Zur Verdeutlichung wurden die PLUTO - Daten mit dem gleichen Formalismus nach (10.6.) und (10.7.) angepaßt. Die sich ergebende Kurve ist in Abb.10.10., die resultierenden Parameter sind in Tab.10.7. wiedergegeben.

Obwohl die Resonanzmassen bei PLUTO um 13 - 26 MeV niedriger liegen, ist der Unterschied doch noch innerhalb der Fehler verträglich. Die

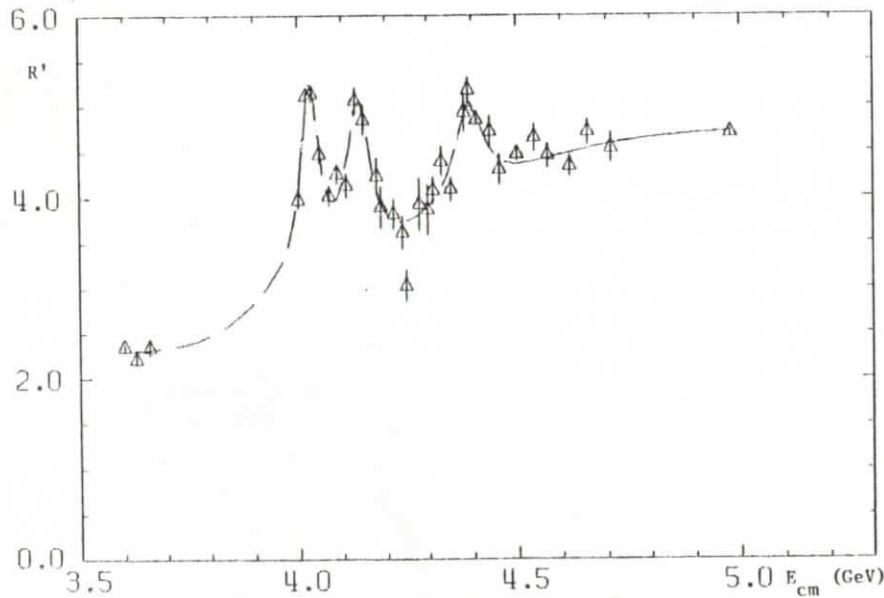


Abb.10.10. Anpassung an den Wirkungsquerschnitt der PLUTO - Gruppe mit Formalismus (10.6) und (10.7).

totalen und leptonischen Breiten liefern eine gute Übereinstimmung.

Der Vergleich unserer Daten mit denen der SLAC-LBL - Gruppe zeigt, daß sie größenordnungsmäßig ungefähr auf gleicher Höhe liegen. Dagegen ergeben sich strukturellmäßig einige Diskrepanzen. So verlaufen die Wirkungsquerschnitte in der Nähe von 4,1 GeV ziemlich entgegengesetzt. Während unsere Daten ein Tal ausbilden, durchlaufen die SLAC-LBL - Werte ein Maximum. Das gleiche zeichnet sich noch einmal im Bereich zwischen 4,5 GeV und 4,7 GeV ab. Die SLAC-LBL - Daten fallen von 4,4 GeV - Resonanz bis 4,6 GeV stetig ab und steigen dann langsam wieder an. Dagegen vollzieht sich der Abfall in unserer Messung nur bis 4,5 GeV; die Daten verbleiben dann auf einem relativ konstanten Wert um 4,3. Das erklärt auch den Unterschied in der totalen Breite der 4,4 GeV-Resonanz um einen Faktor 2, wie aus Tab.11.1. ersichtlich.

Berücksichtigt man bei den drei Messungen die angegebenen systematischen Fehler von 10% - 15%, so sind alle drei Ergebnisse noch miteinander verträglich.

11. Diskussion der Ergebnisse im Rahmen der Theorie

11.1. Resonanzartige Strukturen oberhalb der Charm-Schwelle

Faßt man die experimentellen Ergebnisse über resonanzartige Strukturen oberhalb der Produktionsschwelle für "gecharmte" Mesonen zusammen, so lassen sich vier eindeutige Erhöhungen feststellen. Bei Interpretation dieser als Resonanzen ergeben sich die in Tab.11.1. angegebenen Parameter.

Der Zustand bei 3,77 GeV wurde von der SLAC-LBL- und der DELCO-Gruppe^{58,59)} bei SPEAR gefunden. Da mit DORIS nicht in diesem Energiebereich gemessen wurde, konnten die Ergebnisse hier noch nicht bestätigt werden. Die von der PLUTO-Gruppe veröffentlichten Werte³⁷⁾ unterscheiden sich von denen in Tab.10.7., da eine andere Anpassung an die Daten vorgenommen wurde.

Masse (MeV)	Γ_{tot} (MeV)	$\Gamma_{e^+e^-}$ (KeV)	Experiment
3772 ± 3	28 ± 5	0,37 ± 0,04	SLAC - LBL ⁵⁸⁾
3770 ± 6	24 ± 5	0,18 ± 0,06	DELCO ⁵⁹⁾
4035 ± 2	55 ± 5	0,70 ± 0,1	PLUTO ³⁷⁾
4040 ± 10	52 ± 10	0,75 ± 0,15	DASP
4146 ± 4	47 ± 11	0,4 ± 0,1	PLUTO ³⁷⁾
4156 ± 20	78 ± 20	0,77 ± 0,23	DASP
4414 ± 5	33 ± 10	0,44 ± 0,14	SLAC - LBL ⁶⁾
4400 ± 3	33 ± 9	0,3 ± 0,1	PLUTO ³⁷⁾
4417 ± 10	66 ± 15	0,49 ± 0,13	DASP

Tab.11.1. Vergleich der Parameter für Resonanzen oberhalb der Charm - Schwelle.

Bei der Interpretation der Strukturen im Rahmen des Quark-Modells sind die Annahmen des "naiven" Quark-Modells, das auf gebundenen Quark-Antiquark-Zuständen basiert, nicht mehr ausreichend, da diese Strukturen auch in cq-Mesonen zerfallen können. Abb. 11.2. zeigt die Spektren des naiven $c\bar{c}$ - Modells und die Schwellen der bekannten "gecharmten" Mesonzustände. Eine diskrete Menge von gebundenen Zuständen ($c\bar{c}$ - Teilraum) ist hier einer Menge von Kontinuum-Zuständen (cq-Teilraum) überlagert.

11.1.1. Produktionsschwellen

Im Bereich von 3,8 GeV bis 4,4 GeV liegen die Produktionsschwellen der "gecharmten" Mesonpaare. In Tab. 11.3. sind die sechs verschiedenen Mesonpaare mit ihren Produktionsschwellen - wie sie sich aus den entsprechenden Massen ergeben - aufgelistet. In der dritten Spalte wird die nächste oberhalb der Schwelle liegende Resonanz bzw. Struktur angegeben. Dabei sind die Erhöhungen bei 3,95 GeV und 4,35 GeV experimentell noch nicht gesichert.

Typ	Schwelle		Abstand Schwelle - Resonanz (MeV)
	E (GeV)	"Resonanz" E (GeV)	
$D\bar{D}$	3,726	3,772	46
$D\bar{D}^*$	3,872	~3,95 ?	78
$D^*\bar{D}^*$	4,012	4,04	28
$F\bar{F}$	4,06	4,16	100
$F\bar{F}^*$	4,17	~4,35 ?	180
$F^*\bar{F}^*$	4,28	4,41	130

Tab.11.3. Schwellen und mögliche Resonanzen im Gebiet $3,8 \text{ GeV} \leq E_{cm} \leq 4,5 \text{ GeV}$.

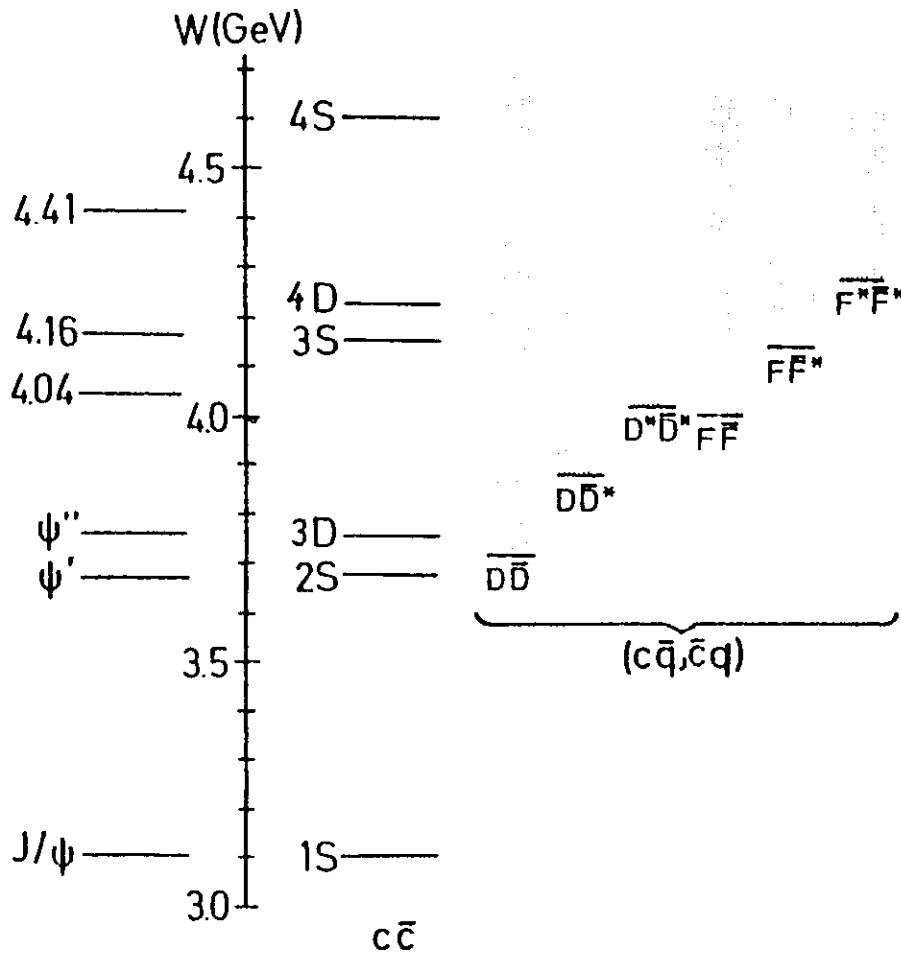


Abb. 11.2. Charmoniumspektrum nach Gottfried⁵⁷⁾.

Aus Tab. 11.3. zu folgern, daß jede Produktionsschwelle eine Überhöhung des Wirkungsquerschnittes verursacht, wäre sicherlich voreilig, doch scheint eine gewisse Korrelation zwischen beiden vorhanden zu sein.

11.1.2. Zustände im "naiven" Charmonium-Modell

Während die J/ψ - und ψ' - Resonanzen unterhalb der Produktionsschwelle für $c\bar{q}$ - Mesonen liegen und damit ihre Zerfälle durch die OZI - Regel⁶⁰⁾ um einen Faktor α^3 unterdrückt sind, können Resonanzen oberhalb der Schwelle in "gecharmt" Mesonen zerfallen. Die totalen Breiten dieser ungebundenen Resonanzen können deshalb wieder im Bereich normaler hadronischer Breiten liegen, wie sie in Tab. 11.1. vorkommen. Aus der Berechnung des Charmonium-Spektrum^{61,57)}, wobei die J/ψ und ψ' als Normierungspunkte benutzt werden, lassen sich mehrere Zustände oberhalb der Charm-Schwelle angeben, die in Abb. 11.2. dargestellt sind.

So wurde schon zwei Jahre zuvor von Theoretikern der Cornell-University⁶²⁾ der unterste 3D_1 - Zustand mit einer Masse von $m = 3,77$ GeV vorausgesagt. Die Übereinstimmung mit der ersten Resonanz in Tab. 11.1. ist sehr gut. Da aber ein D-Zustand nicht an ein Photon koppeln kann, muß eine Mischung mit einem 2^3S_1 - Zustand (ψ') vorliegen.

Die Resonanz bei 4,03 GeV ist nach Abb. 11.2. als 3^3S_1 - Zustand einzuordnen. Es fällt dabei aber die schmale totale Breite auf.

Der Zustand bei 4,16 GeV läßt sich nach dem Charmonium-Bild als 3^3D_1 - Zustand darstellen. Um eine Kopplung an das e^+e^- - Paar zu erreichen, muß aber wieder eine Mischung mit einem darunter liegenden 3S_1 - Zustand vorhanden sein.

Für die 4,4 GeV Resonanz bietet sich eine Interpretation als 4^3S_1 - Zustand an. Dafür spricht die Massenaufspaltung von 400 MeV, wie sie für $4^3S_1 - 3^3S_1$ erwartet wird.

Insgesamt zeigt sich, daß das "naive" Charmonium-Modell nicht ausreicht, um die relativ schmalen totalen Breiten der 3S_1 - Zustände und die großen leptonischen Breiten der 3D_1 - Zustände zu erklären.

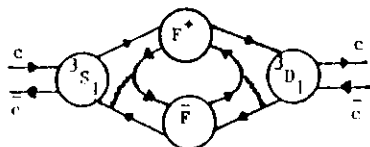
11.1.3. Erweitertes Charmonium-Modell

Eine Erweiterung des "naiven" Charmonium-Modells unter Einbeziehung der nach der OZI - Regel erlaubten Zerfallskanäle wurde unter anderem von Eichten et al. ⁶⁴⁾ entwickelt. Dabei wird das Potential-Modell der $c\bar{c}$ - Wechselwirkung durch Quarkpaar-Produktions-Operatoren erweitert. Der Hamilton-Operator läßt sich dann in folgender Form schreiben:

$$H = H_0 \text{ (Bindung der } q\bar{q} \text{ - Paare)} + H_I \text{ (Quarkpaar-Erzeugung } c \rightarrow c + q\bar{q})$$

Die daraus resultierenden Eigenzustände führen sowohl zu den beobachteten gebundenen Zuständen unterhalb der Charm-Schwelle als auch zu Kontinuum-Zuständen und Resonanzen oberhalb der Schwelle.

Die Erzeugungs- und Vernichtungs-Operatoren können auch virtuelle Zwischenzustände folgender Art produzieren:



Resonanzen als ursprünglich "reine" Zustände enthalten somit Beimischungen von benachbarten Zuständen. Dadurch wird die Erzeugung von 3D_1 - Resonanzen in der e^+e^- -Vernichtung möglich, denn der Beitrag von 3S_1 - Zuständen führt zu einer endlichen Wellenfunktion am Ursprung.

Bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die Reaktionen $c\bar{c} \rightarrow c\bar{q} + \bar{c}q$ ist zu berücksichtigen, daß es sich um den Zerfall radial angeregter Zustände handelt. Dieses führt zu Knoten in der Zerfalls-Amplitude, die in enger Korrelation zu den radialen Knoten des $c\bar{c}$ - Zustandes stehen. Die Knoten in der Impulsabhängigkeit der Zerfalls-Amplitude können bei exklusiven Wirkungsquerschnitten außergewöhnliches

Energieverhalten erzeugen (z.B.: $(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$ besitzt bei $E_{cm} \approx 4$ GeV einen Nulldurchgang).

Mit Hilfe dieser Modellannahmen wurde von Gottfried ⁵⁷⁾ der Beitrag von "gecharmten" Endzuständen am totalen Wirkungsquerschnitt (AR) berechnet. Dabei wird angenommen, daß die Position der 3S_1 - Resonanz bei etwa 4,05 GeV liegt. Es zeigt sich, daß bis 4,05 GeV der Anstieg in R qualitativ gut reproduziert werden kann. In Abb.11.4. sind die experimentellen Werte für $AR(E_{cm}) = R(E_{cm}) - R(3,6 \text{ GeV})$ aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis der Berechnungen von Gottfried, die hier zum besseren Vergleich mit den Daten mit einem Faktor von 0,56 multipliziert wurde.

Die Abweichung oberhalb von 4,05 GeV kann wahrscheinlich auf die noch stark vereinfachenden Annahmen zurückgeführt werden (z.B.: nichtrelativistischer Ansatz auch für die leichten q - Quarks; Berücksichtigung von "gecharmten" Mesonen nur in den Grundzuständen D, F bzw. D^+, F^+), so daß eine vollständige Interpretation der Strukturen im 4 GeV Bereich zur Zeit noch nicht möglich ist.

Berechnungen von A. Le Yaouanc et al. ⁶³⁾ mit einem ähnlichen Modell (die $c\bar{c}$ - Wechselwirkung wird durch ein harmonischer Oszillator-Modell beschrieben) ergeben für die Resonanz bei 4,03 GeV eine totale Breite von $\Gamma_{tot} = 48$ MeV, die mit dem experimentellen Wert gut übereinstimmt.

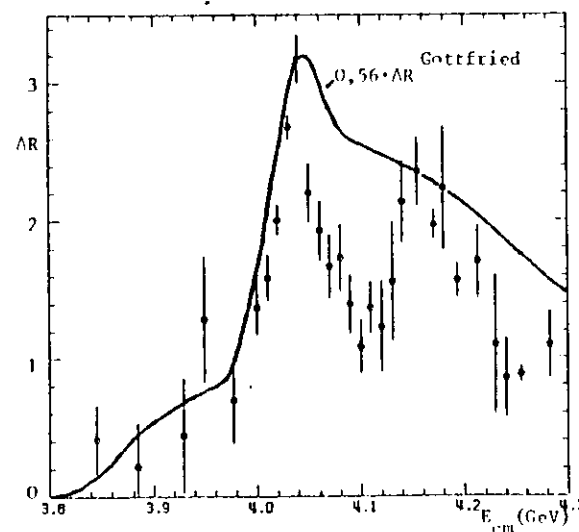


Abb.11.4. Vergleich von AR_{charm} mit Modellrechnungen von Gottfried ⁵⁷⁾

11.2. Asymptotisches Verhalten in R

Wie in Abschnitt 2.3. gezeigt, folgt aus der asymptotischen Freiheit in der starken Wechselwirkung, daß sich R außerhalb der Resonanzen einem konstanten Wert nähert. Die dort beschriebene Formel (2.5)

$$R = 3 \cdot \sum_{\text{Flavour}} Q_i^2 \cdot (1 + \alpha_s(s)/\pi) \quad (2.5)$$

gilt nur für Energiebereiche, in denen alle Quarks als relativistisch betrachtet werden können. Da sich bei Schwerpunktsenergien um 5 GeV das c-Quark noch nicht relativistisch verhält, ist nach Appelquist und Politzer⁶⁶⁾ Formel (2.5) durch folgende zu ersetzen:

$$R = 3 \cdot \sum_L Q_i^2 \cdot (1 + \alpha_s(s)/\pi) + 3 \cdot \sum_H Q_i^2 \cdot v_q \cdot \frac{(3-v_q^2)}{2} \cdot (1 + \frac{4}{3} \alpha_s(s) f(v_q)) \quad (11.1)$$

mit $v_q = \frac{s-4m_q^2}{s} \frac{1}{2}$ $n_L =$ Zahl der leichten Quarks
 $n_H =$ Zahl der schweren Quarks

$$f(v_q) = \frac{\pi}{2v_q} - \frac{3+v_q}{4} \cdot (\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi})$$

Unter Berücksichtigung von schweren Quarks haben De Rujula und Georgi⁶⁷⁾ die Kopplungskonstante α_s nach der Störungstheorie entwickelt und geben dafür folgende Formel an:

$$\alpha_s(s) = 12\pi \cdot \left[(33 - 2n_L) \ln \frac{s}{\Lambda^2} - 2n_H \ln \frac{s + 5m^2}{\Lambda^2 + 5m^2} \right]^{-1} \quad (11.2)$$

Dabei ist Λ der Parameter, der die Größe der effektiven Kopplung beschreibt. Zum anderen läßt sich Λ im raumartigen Bereich aus der Verletzung des Skalen-Verhaltens bei tief inelastischer Elektron- und Myon-Streuung bestimmen. Die experimentellen Messungen ergeben einen Wert von $\Lambda = 0.6 \text{ GeV}$ ⁶⁸⁾. Dieser in die Gleichung (11.2) eingesetzt, ergibt mit einer angenommenen Masse für das c-Quark von $m_c = 1.6 \text{ GeV}$ folgende Werte für R:

$$R_{\text{theor.}} (3.6 \text{ GeV}) = 2.27$$

$$R_{\text{theor.}} (5.0 \text{ GeV}) = 3.9$$

Die experimentellen Werte stimmen damit bei $E_{\text{cm}} = 3.6 \text{ GeV}$ sehr gut überein und auch bei 5.0 GeV sind sie innerhalb der Fehler gut verträglich.

In Abb. 11.4. ist der Verlauf von $\alpha_s(s)$ mit $\Lambda = 0.6 \text{ GeV}$ aufgetragen. Löst man (11.1) nach α_s auf und setzt für R die experimentellen Werte ein, so ergeben sich für α_s folgende Werte (dreieckige Symbole in Abb. 11.4.):

$$\alpha_s (3.6 \text{ GeV}) = 0.44 \pm 0.43$$

$$\alpha_s (5.0 \text{ GeV}) = 0.55 \pm 0.28$$

Daraus ergibt sich, daß die Messungen sowohl aus dem raumartigen als auch aus dem zeitartigen Bereich für α_s die gleiche Größenordnung ergeben. Zum anderen sind für eine genaue Bestimmung von α_s Experimente mit einer Genauigkeit von $\approx 5\%$ erforderlich.

In Abb. 11.4. sind außerdem noch die Werte für α_s , wie sie sich aus dem Verhältnis der leptonischen zur hadronischen Breite bei den ϕ , J/ψ und ψ' -Resonanzen ergeben⁶⁹⁾ (runde Symbole). Diese Meßpunkte liegen aller tiefer und entsprechen eher einem Wert von $\Lambda = 0.2$.

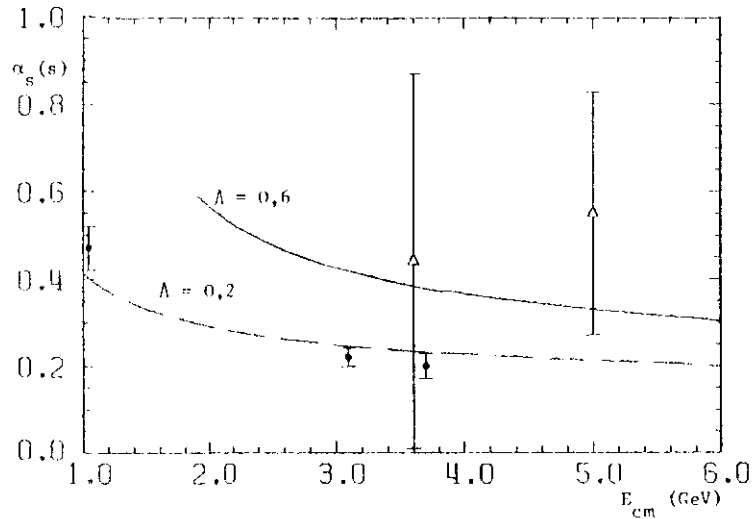


Abb.11.4. Der Verlauf der Kopplungskonstanten $\alpha_s(s)$ nach Formel (11.2) für $\Lambda = 0,2$ und $\Lambda = 0,6$. $\triangle = \alpha_s(s)$ nach Formel (11.1) mit den experimentellen Werten des hadronischen Wirkungsquerschnittes. $\square = \alpha_s(s)$ aus dem Verhältnis der leptonischen zu hadronischen Breiten der entsprechenden Resonanzen.

12. Zusammenfassung

Mit Hilfe des nichtmagnetischen Innendetektors des Doppelarmspektrometers wurde der totale hadronische Wirkungsquerschnitt bei Schwerpunktsenergien von 3,6 GeV bis zu 5,2 GeV gemessen. Im Gegensatz zu bisherigen Experimenten haben Photonen und geladene Teilchen ähnliche Trigger- und Nachweiswahrscheinlichkeiten. Außerdem wurde die Akzeptanz für multi-hadronische Ereignisse in erster Näherung experimentell bestimmt. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der systematischen Fehler mit den Messungen der SLAC-LBL- und der PLUTO-Kollaboration überein, zeigen jedoch im Detail einige Unterschiede.

Die gemessenen resonanzartigen Strukturen können qualitativ sowohl durch Schwellenverhalten von "gecharmten" Mesonen als auch durch höhere 3S_1 und 3D_1 - Zustände in der Charmonium-Spektroskopie erklärt werden.

Die Vorhersagen der QCD stimmen mit dem Experiment innerhalb der Fehler überein. Für einen genaueren Test der QCD sind jedoch Messungen mit einem Fehler $\leq 5\%$ erforderlich.

Literaturverzeichnis

- 1) B. Richter; Reviews of Modern Physics, 49 (1977) 251
- 2) J. Le François; rapporteur talk, 1971, Cornell Conference
- 3) V. Sidorov; rapporteur talk, 1971, Cornell Conference
- 4) C. Bernardini; rapporteur talk, 1971, Cornell Conference
- 5) A. Litke et al.; Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1189
- 6) J. Siegrist et al.; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 700
- 7) J. Burmester et al.; Phys. Lett. 66B (1977) 395
- 8) Mitglieder der DASP-Kollaboration waren: R. Brandelik, W. Braunschweig, H.U. Martyn, H.C. Sander, D. Schmitz, W. Sturm, W. Wallraff (RWTH Aachen)

D. Cords, R. Felst, R. Fries, E. Gadermann, H. Hultschig, P. Joos, W. Koch, U. Kötzt, H. Krehbiel, D. Kreinick, H.C. Lynch, W.A. McNeely, G. Mikenberg, K.C. Moffeit, D. Motz, R. Rüsich, M. Schliwa, A. Shapira, B.H. Wiik, G. Wolf (DESY, Hamburg)

J. Ludwig, K.-H. Mess, A. Petersen, G. Pölz, J. Ringel, O. Römer, K. Sauerberg, P. Schmlser (II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg)

W. de Boer, G. Buschhorn, W. Fues, Ch. von Gager, G. Grindhammer, B. Gunderson, R. Kotthaus, H. Lierl, H. Oberlack (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München)

S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka, S. Yamada (Universität Tokyo)
- 9) J.-E. Augustin et al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- 10) L. Criegee et al.; Proc. 1973 Int. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, (1973) 707
- 11) M. Gell-Mann; Phys. Rev. 125 (1962) 1067
- 12) Y. Ne'eman; Nucl. Phys. 26 (1962) 222
- 13) J.J. Aubert et al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- 14) J.E. Augustin et al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- 15) G.S. Abrams et al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453

- 16) S.W. Herb et al.; Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252
- 17) Ch. Berger et al.; DESY78/21
- 18) C.W. Darden et al.; DESY78/22
- 19) H. Fritzsche, M. Gell-Mann, H. Leutwyler; Phys. Lett. 047 (1973) 365
O.J. Gross, F. Wilczek; Phys. Rev. D8 (1973) 3633
S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 494
- 20) T. Appelquist and H.D. Politzer; Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 43
T. Appelquist, A. De Rujula, H.D. Politzer; Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 365
A. De Rujula and S.L. Glashow; Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 46
- 21) T. Appelquist and H. Georgi; Phys. Rev. D8 (1973) 4000
- 22) M.L. Perl et al.; Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- 23) R. Brandelik et al.; Phys. Lett. 73B (1978) 109
- 24) Y.S. Tsai; Phys. Rev. 9 (1971) 2821
- 25) P. Kessler; Nuovo Cimento 17 (1960) 809
- 26) S.J. Brodsky, T. Kinoshita and H. Terazawa; Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 972
- 27) Vorschlag zum Bau eines 3 GeV e^+e^- -Doppelspeicherringes für DESY, September 1967
- 28) Vorschlag eines Doppelarmspektrometers für die DESY Speicherringe, Hamburg 1972
- 29) K. Sauerberg; Untersuchung zur Meßgenauigkeit eines Monitorsystems am e^+e^- -Speicherring DORIS, Int. Bericht DESY F22-74/2

E. Gadermann; Bau und Test eines Luminositätsmonitors für DORIS, Int. Bericht DESY F22-74/1
- 30) J. Ludwig; Dissertation Hamburg 1977, Int. Bericht DESY F35-77/1
- 31) S. Diekmann; Bau und Erprobung von Proportionalrohrkammern für den Innendetektor des DASP am DESY-Speicherring, Diplomarbeit, Hamburg 1975
- 32) Spezifikation des Magneten für das Doppelarmspektrometer Typ 2M90, DESY Bericht B2 (1972) 372

- 33) H. Lieri; Messungen des Zerfalls der Resonanzen J/ψ und ψ' in Hadronpaare, Dissertation, MPI-PAE/Exp.El. 65
- 34) H.G. Sander; Spezielle hadronische Zerfallskanäle der J/ψ und ψ' Resonanzen, Dissertation, HEP 77/08
- 35) K. Sauerberg; Dissertation Hamburg 1978
- 36) R. Fries; Dissertation Hamburg 1978
- 37) A. Bicker; Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt in der e^+e^- -Annihilation im Energiebereich von 3.0 GeV bis 5.0 GeV, Dissertation, Siegen (1977)
- 38) J. Friedman; SAGE, a General System for Monte Carlo Event Generation SLAC Computation Group Technical Nr. 145 (1972)
- 39) N. Cabibbo, G. Parisi, M. Testa; Lett. Nuovo Cimento 4 (1970) 35
- 40) L. van Hove, Nucl. Phys. B9 (1969) 331
- 41) W. Kittel, L. van Hove, W. Wojcik; CERN Report No. CERN/DPHII/Phys. 70-8, 1970
- 42) G. Kramer, J.L. Unetzky, T.E. Walsh; Phys. Rev. D3 (1971) 719
- 43) R.F. Schwitters et al.; Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1230
G. Hanson et al.; Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1609
- 44) R.F. Schwitters in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Stanford University, August 1975
- 45) P. Rapidis et al.; Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 526
- 46) DASP Collaboration, R. Brandelik et al.; Phys. Lett. 67B (1977) 358
- 47) E. Lohrmann in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Hamburg, August 1977
- 48) A. Barbaro-Galtieri in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Hamburg, August 1977
- 49) A. Barbaro-Galtieri; Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1058
- 50) PLUTO Collaboration, G. Alexander et al.; Phys. Lett. 73B (1978) 99

- 51) S. Yamada in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Hamburg, August 1977
- 52) Y.S. Tsai; Phys. Rev. D4 (1971) 2821
G.J. Feldman in: "Proceedings of the 1976 Summer Institute on Particle Physics, SLAC, Stanford 1976
- 53) R.F. Schwitters in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Stanford, August 1975
- 54) G. Bonneau, F. Martin; Nucl. Phys. B27 (1971)381
- 55) R. Brandelik et al.; Phys. Lett. 70B (1977) 132
- 56) J.G. Körner und M. Kuroda; Phys. Rev. D16 (1977) 2165
- 57) K. Gottfried in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies, Hamburg, August 1977
- 58) P.A. Rapidis et al.; Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 526
- 59) J. Kirkby in: "Proceedings of the Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies", Hamburg, August 1977
- 60) S. Okubo; Phys. Lett. 5 (1963) 165
G. Zweig, CERN-Preprint TH 401 (1964)
J. Tizuka et al.; Prag, Theor. Phys. 35 (1966) 1061
- 61) Eine Beschreibung des Charmoniumansatzes gibt u.a.: H. Schopper; "The Properties of Charmonium and Charm Particles, BESY report 77/79"
- 62) E. Eichten et al.; Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 500
K.D. Lane and E. Eichten; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 477
- 63) A. Le Yaouanc et al.; Phys. Lett. 71B (1977) 397 und LPTHE 77/35
- 64) E. Eichten et al.; 1978 Cornell report CLNS-357 und T. Appelquist et al.; SLAC-PUB-2100 (1978)
- 65) A. De Rujula et al.; Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 317,
auch Y. Dothan and D. Horn; Nucl. Phys. B114 (1976) 400
- 66) T. Appelquist and H.D. Politzer; Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 43
T. Appelquist and H.D. Politzer; Phys. Rev. D12 (1975) 1404

- 67) A. De Rujula and H. Georgi; Phys. Rev. D13 (1975) 1296,
auch E.C. Poggio, H.R. Quinn and S. Weinberg; Phys. Rev. D13 (1976) 1958
- 68) H.L. Anderson, H.S. Matis and L.C. Myriantopoulos; Phys. Rev. Lett. 40
(1978) 1061
- 69) siehe z.B. H. Schopper, DESY report 77/79, S. 32

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der DASP-Kollaboration.

Allen Mitgliedern der Kollaboration möchte ich für die vielfältigen Hilfen und Anregungen während der Durchführung der Experimente und Auswertung danken.

Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Prof. G. Weber für die Ermöglichung dieser Arbeit
- Herrn Dr. R. Felst für die Anregungen und seine stets freundliche und fördernde Beratung
- Herrn Dr. D. Cords für die Unterstützung bei der Auswertung der Daten
- Herrn Dr. S. Yamada und Dr. W. Bartel für die Überlassung von Monte-Carlo-Programmen
- Herrn Dr. E. Gadermann und K. Sauerberg für die stets fruchtbaren Diskussionen und Hilfen auf allen Gebieten
- Herrn J. Ringel für seine rege Anteilnahme am Gelingen der Arbeit
- Frau S. Platz für ihre Hilfe beim Schreiben dieser Arbeit.

Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Hamburg, im Oktober 1978

Alfred Peters

