

KfK 4153
November 1986

**Eine präzise Messung
des hadronischen
Wirkungsquerschnittes R
in e^+e^- Annihilationen
bei Schwerpunktenenergien
von 14.0 bis 46.8 GeV**

M. Krüger
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 4153

**Eine präzise Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R
in e^+e^- Annihilationen bei Schwerpunktenergien von 14.0 bis
46.8 GeV***

Martin Krüger

*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte
Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

**A precise measurement of the hadronic cross section R in e^+e^-
annihilation of c.m. energies of 14.0 to 46.8 GeV**

ABSTRACT

This work presents a precise measurement of the total hadronic cross section in high energy e^+e^- annihilations. The data were taken with the detector CELLO at the storage ring PETRA (Hamburg).

The data were used to study the influence of strong and electroweak interactions on the production of multihadronic events. Essential parameters of the standard model of electroweak interactions and of quantum chromodynamics could be extracted.

The measured R values lead to limits on the production of new particles as new quarkflavors, scalar bosons or hypothetic constituents of quarks (preons).

**Eine präzise Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R in e^+e^-
Annihilationen bei Schwerpunktenergien von 14.0 bis 46.8 GeV**

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit stellt eine präzise Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes R in hochenergetischen e^+e^- Annihilationen vor. Die Messungen wurden mit dem Detektor CELLO am Hamburger Speicherring PETRA durchgeführt.

Die Meßdaten wurden benutzt, um die Einflüsse der starken und der schwachen Wechselwirkung auf die Erzeugung von multihadronischen Ereignissen zu untersuchen. Dadurch konnten wesentliche Parameter des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung und der Quantenchromodynamik bestimmt werden.

Aus den Meßdaten ergeben sich weiterhin Grenzen für die Erzeugung neuer Teilchen wie neuen Quarkarten, skalaren Bosonen oder für eventuelle Quarkbausteine (Präonen).

INHALT

1.	Einleitung.....	1
2.	Theoretische Grundlagen.....	4
2.1	Das Quarkmodell und die Erzeugung von Quarks in $e^+ e^-$ -Annihilationen.....	5
2.1.1	Das Quarkmodell.....	7
2.1.2	Erzeugung hadronischer Ereignisse durch $e^+ e^-$ -Annihilationen.....	10
2.1.3	Der hadronische Wirkungsquerschnitt R	12
2.1.4	Quarkonia.....	16
2.1.5	R -Messungen in der Vergangenheit.....	18
2.2	Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung.....	20
2.2.1	Der Aufbau der Materie im Standardmodell.....	20
2.2.2	Elektroschwache Beiträge zum hadronischen Wirkungsquerschnitt R	22
2.3	Weitere physikalische Vorgänge die sich im Wert von R bemerkbar machen können.....	25
2.3.1	Die Suche nach skalaren Bosonen.....	26
2.3.2	Nichtelementare Quarks.....	27
2.4	Zusammenfassung der Möglichkeiten einer präzisen Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R mit dem Experiment CELLO.....	28
3.	Das Experiment.....	30
3.1	$e^+ e^-$ -Speicherringe.....	30
3.2	Der Speicherring PETRA.....	31
3.3	Der CELLO-Detektor.....	35
3.3.1	Der Spurdetektor.....	38
3.3.2	Der Vertexdetektor.....	41
3.3.3	Die Endkappen-Proportionalkammern.....	42
3.3.4	Die supraleitende Magnetspule.....	43
3.3.5	Der Flüssig-Argon-Schauerzähler.....	43
3.3.6	Der Müon-Detektor.....	47
3.3.7	Der Vorwärts-Zähler.....	48
3.3.8	Der Szintillationszähler.....	49

3.3.9	Die Triggerlogik.....	49
3.3.9.1	Entstehung der Triggersignale des Spurdetektors.....	50
3.3.9.2	Triggersignale des Kalorimeters.....	51
3.3.9.3	Weitere Triggersignale.....	53
3.3.10	Die Datenauslese.....	55
4.	Aufbereitung der Daten und die Auswahl der Ereignisse.....	56
4.1	Das Speichern der Meßdaten.....	57
4.2	Datenreduktion durch Überprüfung der Triggerentscheidung.....	58
4.2.1	Die Filterprogramme.....	58
4.3	Verarbeitung der Detektordaten zu physikalischen Meßgrößen.....	60
4.3.1	Das Programm CELPAT.....	60
4.3.2	Verbesserung der Spuren durch CLGEOM.....	61
4.3.3	Spurfindung im Endkappenbereich.....	61
4.3.4	Schauererkennung im Kalorimeter.....	62
4.3.5	Erkennung und Zuordnung von Müonen.....	63
4.4	Eigenschaften typischer Reaktionen.....	64
4.4.1	Untergrundreaktionen.....	64
4.4.2	Ereignisse aus $e^+ e^-$ -Wechselwirkungen.....	66
4.4.2.1	Die Bhabhastreuung.....	66
4.4.2.2	Die Müonpaarerzeugung.....	67
4.4.2.3	Die τ -Lepton-Paarerzeugung.....	67
4.4.2.4	Hadronische Endzustände der $e^+ e^-$ -Annihilation.....	68
4.4.2.5	Prozesse mit dem Austausch zweier Photonen.....	68
4.4.2.6	Zwei Photonen im Endzustand.....	69
4.5	Die Auswahl der Ereignisse.....	73
4.5.1	Anforderungen an Spuren und Schauer und die Berechnung von Vierervektoren.....	73
4.5.2	Die Datenvorauswahl.....	75
4.5.3	Die Suche nach Ereignissen aus der Bhabhastreuung.....	76
4.5.4	Auswahl hadronischer Ereignisse der Ein-Photon-Annihilation.....	79
5.	Die Auswertung der Datenmenge.....	81
5.1	Die Messung des hadronischen Wirkungs- querschnittes R.....	81
5.1.1	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse.....	82

5.1.1.1	Ergebnisse aus der Untersuchung von Monte-Carlo Daten.....	83
5.1.1.2	Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers.....	86
5.1.1.3	Weitere Quellen von Ereignisverlusten.....	87
5.1.2	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse aus der Bhabhastreueung.....	87
5.1.2.1	Verluste durch die Spurrekonstruktion.....	88
5.1.2.2	Verluste im Kalorimeter.....	89
5.1.2.3	Weitere Verlustquellen.....	90
5.1.3	Strahlungskorrekturen und Vakuumpolarisation.....	91
5.1.4	Die Bestimmung der Luminosität.....	93
5.1.5	Untergrundereignisse in den Meßdaten.....	95
5.1.6	Zusammenfassung der systematischen Fehler.....	96
5.1.7	Der gemessene hadronische Wirkungsquerschnitt R	97
5.1.8	Die Suche nach Resonanzen.....	100
5.1.9	Vergleich der Meßpunkte mit den Vorhersagen des elektroschwachen Modelles unter Berücksichtigung der Einflüsse der Quantenchromodynamik.....	101
5.2	Die weitere Auswertung der Meßdaten.....	104
5.2.1	Die Topologie hadronischer Ereignisse.....	104
5.2.2	Grenzen für Quarksubstrukturen.....	108
5.3	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse.....	109
6.	Ausblick.....	111
Anhang A:	Eichtheorien und die Renormierungsgruppe.....	112
A 1	Yang-Mills Feldtheorien.....	114
A 1.1	Spontane Symmetriebrechungen und der Higgs-Mechanismus.....	116
A 1.2	Behebung von Unendlichkeiten und die Bedeutung der Renormierungsgruppe.....	121
Anhang B:	Die Quantenchromodynamik.....	124
B 1	Quantenchromodynamik auf dem Gitter.....	127
Anhang C:	Grundlagen der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung.....	131
Anhang D:	Dokumentation eines Filterprogrammes.....	137

Anhang E : Berechnung von Strahlungskorrekturen und Vakuumpolarisation.....	140
Anhang F : Ergebnisse unter Einbeziehung neuer Meßdaten (1986).....	144
Literaturverzeichnis.....	147
Verzeichnis der Abbildungen.....	151
Verzeichnis der Tabellen.....	153

1. Einleitung

Empedokles behauptet, daß es vor den vier Elementen kleinste Splitter dieser gäbe, gleichsam als Urelemente vor den Elementen aus gleichen Teilen

Aetius um 100 n.Chr.

Schon die Philosophen und Naturforscher der griechischen Antike bemühten sich, eine Frage zu beantworten, die auch die Hauptaufgabe der modernen Physik ist: Lässt sich die Vielfalt unserer Umwelt und deren Dynamik auf einfache Bausteine und grundlegende Gesetzmässigkeiten zurückführen? - Die damaligen Ansätze waren vielversprechend. So postulierte Demokritos von Abdera (um 420 v. Chr.) *atomos*, kleinste unteilbare Bestandteile der Materie, und den Zustand der Leere. Er behauptete auch, daß durch das Zusammenwirken der im Weltall verstreuten Atome und der Leere Wirbel entstünden, die zur Entstehung von Welten führten. Bis zur experimentellen Bestätigung dieser Gedanken vergingen aber über 2300 Jahre.

Der Nachweis von Atomen half zwar, die Zusammensetzung der Stoffe und chemische Vorgänge zu verstehen, brachte aber wegen der großen Zahl von über 100 entdeckten Elementen zunächst nicht die gewünschte Vereinfachung. Daran änderte auch die Erkenntnis nichts, daß Atome selbst aus Kern und Hülle zusammengesetzt sind. Erst als sich auch der Kern als teilbar erwies, nämlich aus den "Elementarteilchen" Proton und Neutron zusammengesetzt, schien eine einfache Beschreibung des Aufbaues der Elemente gelungen zu sein. Die Materie liess sich zu diesem Zeitpunkt vollständig auf die beiden Kernbausteine und auf das Elektron zurückführen.

In Höhenstrahlungs- und Beschleunigerexperimenten wurden im Laufe der Jahre jedoch neue Elementarteilchen entdeckt. Die angenommene Vereinfachung war angesichts des schnell wachsenden "Teilchenzoos" wieder in weite Ferne gerückt.

Einen Ausweg bot das 1963 von Gell-Mann und Zweig /Gel64/ vorgeschlagene Quark-Modell. Es setzt die stark wechselwirkenden Teilchen aus Quark-Teilchen zusammen. Die elektrische Ladung eines Quark beträgt entweder $-1/3$ oder $+2/3$ der Elementarladung. Bis heute wurden fünf verschiedene Quarkarten nachgewiesen, und nach einem sechsten wird gesucht. In Kapitel 2 wird auf das Quarkmodell näher eingegangen, da die Suche nach dem noch fehlenden Quark eines der Ziele der vorliegenden Arbeit war.

Die Quarkbausteine und das Elektron mit seinen beiden schweren Verwandten, dem μ - und dem τ -Lepton, bilden die zur Zeit bekannten Bausteine der Materie. In kosmischen Maßstäben können die ebenfalls zu den Leptonen zählenden Neutrinos von großer Bedeutung sein, falls sie eine Ruhemasse besitzen.

Aber auch die genannten Teilchen könnten sich als genauso wenig elementar erweisen wie die Atome. Die Anregung, in eine solche Richtung weiterzuarbeiten, kommt von den die Dynamik der Materie beschreibenden Theorien der Wechselwirkungen und ihrer stürmischen Entwicklung.

Die Messung des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes R an e^+e^- -Speicherringen spielte für die Entwicklung des Quarkmodelles eine bedeutende Rolle, denn sie ermöglicht einen experimentellen Nachweis solcher Teilchen, und sie erlaubt außerdem eine ungefähre Massenbestimmung der noch nie als freie Teilchen beobachteten Quarks. Die gemessenen Werte wiesen auch eine zuvor unbekannte Quantenzahlen der Quarks nach, nämlich deren Farbladungen. Die experimentellen Erfolge der R -Messung gaben der theoretischen Weiterentwicklung neuer Modelle zum Aufbau und zur Wechselwirkung der den "starken" Kräften unterliegenden Teilchen entscheidende Anstöße, und sie verhalfen diesen zum Durchbruch.

Auch heutzutage bleibt die R -Messung von unverändert großem Interesse. Sie dient zur Suche nach neuen Quarks, zur Spektroskopie gebundener Quark-Antiquark Zustände und wegen der sehr hohen bis jetzt erreichten Schwerpunktenenergie zum Nachweis eventueller neuer physikalischer Vorgänge. Insbesondere sollte der Einfluß der schwachen Wechselwirkung auf R bei den höchsten Energien deutlich sichtbar werden.

Die vorliegende Arbeit stellt eine präzise Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R vor, und sie vergleicht die gefundenen Werte mit den theoretischen Voraussagen. Das Augenmerk liegt dabei hauptsächlich auf dem Nachweis der von der Theorie der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung vorhergesagten Einflüsse. Weiterhin wird nach dem noch fehlenden 'top'-Quark gesucht und nach anderen neuen Teilchen -erwarteten und unerwarteten- bis hinauf zu Schwerpunktenenergien von 46,77 GeV. Von besonderem Interesse war der Nachweis bzw. der Ausschluß skalarer Bosonen. Abschließend wird überprüft, ob es Anzeichen für noch elementarere Bausteine, als es die Quarks und Leptonen sind, gibt.

Die zugrundeliegenden Wechselwirkungen werden zur Zeit erfolgreich durch renormierbare, quantisierte Eichtheorien beschrieben. Im 2. Kapitel über die theoretischen Grundlagen werden die Voraussagen

für die verschiedenen Anteile des hadronischen Wirkungsquerschnittes R aus dem Quarkmodell (Quantenflavordynamik, QFD), den Vorstellungen über die zwischen den Quarks herrschenden "Farb"-kräften (Quantenchromodynamik, QCD) und aus dem sogenannten "Standardmodell" der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung abgeleitet. Um dies in einer geschlossenen Form leisten zu können, werden zunächst die mathematischen Strukturen und Formalismen der benutzten Quantenfeldtheorien in ihren wesentlichen Teilen allgemein dargestellt. Es folgt eine knappe Einführung in Hypothesen über noch feinere Bausteine der Materie, und deren Auswirkung auf R . Schließlich werden die Meßmöglichkeiten zusammengefaßt, und ihre Aussagekraft diskutiert.

Nach dem theoretischen Teil wird das Experiment CELLO (am Hamburger e^+e^- -Speicherring PETRA) vorgestellt. Es wird der Weg der Meßdaten verfolgt, bis sie zur Aufbereitung und Auswertung zur Verfügung stehen (Kapitel 3). Das nächste Kapitel befaßt sich mit der Aufbereitung und Weiterverarbeitung der Daten, bis die für die R -Messung benötigten Datenmengen verfügbar werden.

Das 5. Kapitel enthält die schon weiter oben umrissenen Auswertungen. Dort werden auch die erforderlichen Korrekturen begründet und berechnet. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der Ergebnisse, und es leitet so zu einem Ausblick auf zukünftige Messungen über (Kapitel 6).

Die Anhänge A bis C ergänzen die Ausführungen zur Theorie im 2. Kapitel. Sie können zu Beginn als Einführung gelesen werden. Anhang D skizziert eine Programmentwicklung, die bei der allgemeinen Datenaufbereitung verwendet wurde, und Anhang E erklärt die Berechnung von Korrekturen zur Datenauswertung näher.

Im Anhang F werden die Ergebnisse einer erweiterten Auswertung neuerer Daten, der eine nahezu verdoppelte integrierte Luminosität zugrunde lag, vorgestellt /CEL86/.

2. Theoretische Grundlagen

Nach dem heutigen Wissensstand beruht die Vielfalt der Erscheinungen und der Wechselwirkungen einfach auf der Tatsache, daß sich unser Kosmos seit dem Zeitpunkt seiner Entstehung stark abgekühlt hat. Im Verlauf der Abkühlung kam es zu Phasenübergängen, bei denen Teilchen entstanden bzw. massiv wurden, und andere dafür verschwanden. Die Spanne der "Grundkräfte" umfasst von der starken Kraft bis zur Gravitation rund 39 Größenordnungen. Trotzdem besteht die Hoffnung, alle Kräfte auf eine einheitliche Grundkraft zurückführen zu können. Der letzte Erfolg in dieser Richtung war die gemeinsame Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung (entstanden aus der Zusammenfassung von Magnetismus und Elektrizitätslehre durch Maxwell und der späteren quantenmechanischen Betrachtungsweise), und der schwachen Kraft. Bei den Theorien, die dieses leisten sollen, handelt es sich um renormierbare Quantenfeldtheorien, sogenannte Eichtheorien, welche bisher mit beeindruckendem Erfolg zur Erklärung der Farbkraft der starken Wechselwirkung und zur Beschreibung der vereinigten elektroschwachen Wechselwirkung benutzt wurden. Neben den schon in der Einleitung geschilderten Erfolgen gelang im Falle der elektroschwachen Wechselwirkung die Voraussage des Vorhandenseins neuer Vektorbosonen, und von deren Massen.

Die Strukturen der Theorien und deren mathematischer Aufbau werden in den Anhängen A bis C beschrieben, um darauf aufbauend das Quarkmodell, die Grundlagen der R-Messung, sowie die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung, in einer grundlegenden Form erklären zu können. Die Modelle werden auf ihren Einfluß auf den hadronischen Wirkungsquerschnitt R hin untersucht, und es werden die Voraussagen berechnet. Es folgt eine knappe Einführung in Modelle, in denen auch Leptonen, Quarks und die die Kräfte vermittelnden Bosonen nicht elementar sind, sondern ebenfalls aus "elementareren" Bestandteilen aufgebaut werden, weil hier meßbare Rückwirkungen auf R möglich erscheinen. Abschliessend wird die Aussagekraft der aufgrund der vorhandenen Datenmenge möglichen Untersuchungen diskutiert.

2.1 Das Quarkmodell und die Erzeugung von Quarks in e^+e^- -Annihilationen

Nachdem der "Elementarteilchenzoo" in den fünfziger Jahren bedrohlich anwuchs, fehlte es nicht an Versuchen, unter der Vielzahl der Teilchen nach einem Ordnungsprinzip zu suchen. Ein Unterscheidungsmerkmal der stark wechselwirkenden Hadronen war bereits bekannt, nämlich die Unterteilung in Mesonen, und in Baryonen und Antibaryonen. Die Mesonen unterscheiden sich in zwei Punkten auffällig von den Baryonen: Sie sind im Schnitt leichter, und sie können beliebig erzeugt und wieder vernichtet werden. Die Zahl der Baryonen, vermindert um die Anzahl der Antibaryonen, bleibt dagegen konstant.

Weiterhin besitzen Mesonen stets einen ganzzahligen Spin s (ausgedrückt in Einheiten von \hbar) und folgen daher der Bose-Einstein Statistik. Deshalb dürfen beliebig viele Mesonen im gleichen Zustand, also mit gleichen Quantenzahlen, vorhanden sein. Baryonen besitzen dagegen halbzahlige Spins; ihr Verhalten wird also durch die Fermi-Statistik beschrieben, und daher darf stets nur ein einziges solches "Fermion" einen bestimmten quantenmechanischen Zustand innehaben.

Die Zusammenfassung der Baryonen und Mesonen in Multipletts führte schließlich zu einer einheitlichen Beschreibung durch Supermultipletts, die vom Aufbau her durch eine Spezielle Unitäre Gruppe der Dimension 3 (die Dimension ist die Zahl der Parameter), der $SU(3)$, beschrieben wurde. Die Generatoren Q_a der Gruppe, $a=1\dots 8$, werden durch ihre Vertauschungsrelationen festgelegt:

$$[Q_a, Q_b] = i \cdot f_{abc} \cdot Q_c$$

f_{abc} ist die total antisymmetrische Strukturkonstante. Abb. 1 veranschaulicht die Vorgehensweise am Beispiel des einfachsten Meson-Oktetts. Als weitere Literatur bietet sich /Lic78/ an.

Das Modell der Supermultipletts besaß -trotz aller Vorzüge- erhebliche Nachteile: Es konnte die unterschiedlichen Massen der Hadronen nicht erklären, und vor allem sagte es Teilchen voraus, die trotz sorgfältiger Suche niemals beobachtet wurden.

Eine elegante Lösung brachte das 1963 von Gell-Mann vorgeschlagene "Quarkmodell" /Gel64/, /Zwe64/ (der "Erfinder" war sich der deutschen Bedeutung des Namens wohl bewußt!). Die Hadronen wurden nicht mehr als elementare Bausteine der Materie angesehen, sondern als aus kleineren Bausteinen zusammengesetzt. Diese Einzelteile wurden "Quarks" genannt. Es handelt sich bei ihnen um Fermionen mit nicht ganzzahligen elektrischen Ladungen Q_q ($Q_q =$

$-1/3$ oder $+2/3$).

Obwohl bis heute keine Quarks als einzelne Teilchen beobachtet werden konnten, mehrten sich experimentelle Hinweise auf die tatsächliche Existenz solcher Teilchen. Inzwischen kann das Quarkmodell und die Formulierung der Dynamik der Quarks als die beste Beschreibung der starken Wechselwirkung angesehen werden.

Die folgenden Abschnitte, und der Anhang B, erläutern das Quarkmodell und die Dynamik der Quarks näher. Wegen der Bedeutung der Gittereichtheorien für die Erklärung des Aussehens hadronischer Ereignisse in e^+e^- -Wechselwirkungen wird auch auf diese kurz eingegangen. Anschließend wird gezeigt werden, wie sich aus dem zuvor dargelegten der hadronische Wirkungsquerschnitt R errechnen lässt. Es folgt eine Abschnitt über das Auftreten von Resonanzen in R und eine Zusammenfassung der Bedeutung der Messung von R in der Vergangenheit, sowie bei gegenwärtigen und zukünftigen Experimenten.

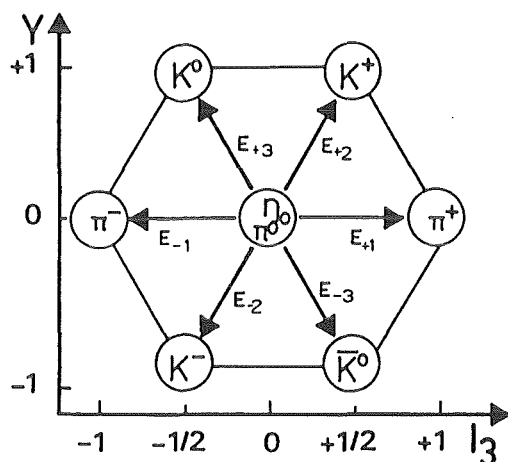


Abb. 1 Darstellung der pseudoskalaren Mesonen ($J^P = 0^-$) in Form eines Oktetts

Als Achsen dienen die dritte Komponente des Isospins I_3 und die Hyperladung Y .

Die Übergänge erfolgen durch Leiteroperatoren $E_{\pm n}$, welche sich direkt aus den Generatoren der zugrundeliegenden Symmetriegruppe $SU(3)$ errechnen lassen gemäß

$$E_{\pm 1} = Q_1 \pm iQ_2; \quad E_{\pm 2} = Q_4 \pm iQ_5; \quad E_{\pm 3} = Q_6 \pm iQ_7$$

2.1.1 Das Quarkmodell

Die ursprüngliche Beschreibung der aus Quarks zusammengesetzten Hadronen begnügte sich mit drei verschiedenen Quarkarten oder "Quarkflavor" ("Geschmacksrichtungen", im Sinne einer Quantenzahl). Es galt und gilt folgendes Grundprinzip:

- Mesonen bestehen aus einem Quark q_F und einem Antiquark \bar{q}_F ,
- Baryonen setzen sich aus drei Quarks $q_{Fi}q_{Fj}q_{Fk}$ zusammen, Antibaryonen entsprechend aus drei Antiquarks.

Da die Quarks Fermionen mit halbzahligem Spin s sind, werden so Mesonen als Bosonen gebildet, und Baryonen als Fermionen.

Antiquarks tragen eine der Quarkladung gleiche elektrische Ladung, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen ($-1/3$ und $+2/3$ für Quarks). Daher führen alle Kombinationen aus Quark/Antiquark oder aus drei (Anti)Quarks zu ganzzahligen Ladungen.

Eine solche Erzeugung der Hadronen aus Quarks begründet eine $SU(3)$ -Symmetrie. Im Gegensatz zur Entwicklung der Supermultipletts werden durch die geschilderten Kombinationsregeln nur solche Teilchen erhalten, deren Vorhandensein auch experimentell bestätigt wurde.

Wie der Aufbau des Mesonenoktetts jetzt erklärt wird, zeigt Abb. 2

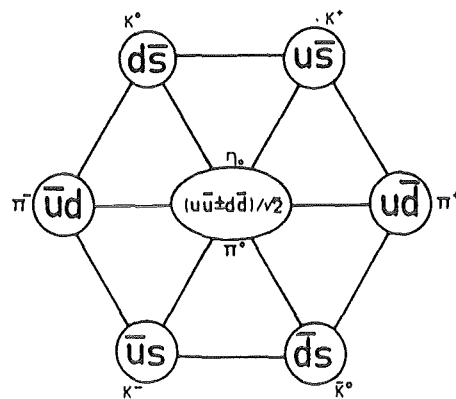


Abb. 2 Aufbau des Mesonenoktetts aus Quarks und Antiquarks

Die Quarks tragen die Namen "up", "down" und "strange". Eine nähere Betrachtung der Mesonenmassen zeigt jedoch, daß die $SU(3)$ -Symmetrie allenfalls näherungsweise erhalten ist, weil der Bereich der Massen von $m_{\pi^0} = 134$ MeV bis zu $m_{\eta^0} = 549$ MeV reicht.

Weiterhin wird deutlich, daß nicht nur "reine" Quark-Antiquarkzustände auftreten, sondern auch Linearkombinationen. Das gilt auch für den Aufbau der Baryonen, z.B. $\Delta^+ = (uud + udu + duu) / \sqrt{3}$, wobei alle Quarkspins wegen $J^P(\Delta^+) = 3/2^+$ parallel stehen.

Das Quarkmodell führt die starke Wechselwirkung zwischen Hadronen auf eine fundamentalere Wechselwirkung zurück, nämlich auf die zwischen den Quarks. Abb 3 zeigt, wie der "starke" Austausch eines geladenen Pions zwischen einem Proton und einem Neutron vom Quarkmodell erklärt wird:

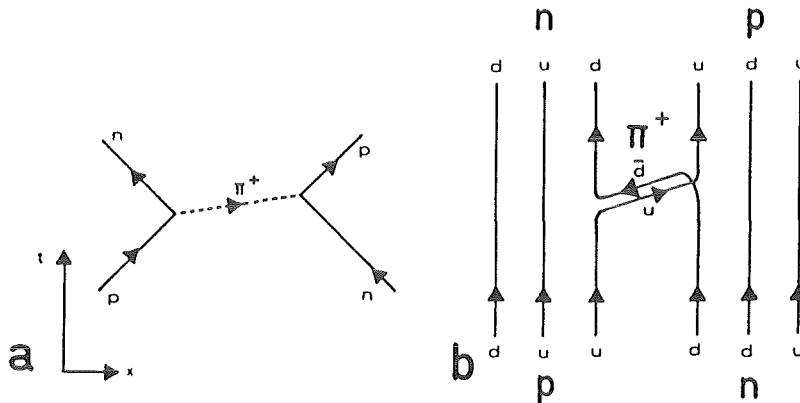


Abb. 3 Beschreibung des Austausches eines Pions π^+ zwischen Proton p und Neutron n im Bild der starken Wechselwirkung zwischen Hadronen (a), und im Quarkmodell (b)

Das π^+ setzt sich aus den Quarks $u\bar{d}$ zusammen, das Proton aus uud , und das Neutron aus ddu .

Um die geringe Verzweigung der 'strangeness'-ändernden neutralen Ströme (GIM-Mechanismus/Gla70/) in den Zerfall $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ erklären zu können, und um eine Symmetrie zu den damals bekannten Leptonen ($e^-, \nu_e; \mu^-, \nu_\mu$) zu erhalten, wurde die Existenz eines vierten Quarks, des "charm"-Quark, vorausgesagt. Es wurde 1974 experimentell nachgewiesen. Weil es keinen zwingenden Grund gab, der das Vorhandensein weiterer Quarkflavor F verbieten würde, wurde nach weiteren gesucht. Da ein fünftes, das "bottom", gefunden wurde, steht jetzt ein sechstes, das "top", noch aus, um wieder eine Symmetrie zu den Leptonen zu finden. Bei diesen kam als weitere Familie das τ und sein Neutrino ν_τ dazu (genau genommen wurde das ν_τ bisher nicht direkt in einem Experiment nachgewiesen. Es macht sich jedoch durch das Fehlen von Energie bei Wechselwirkungen wie der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ bemerkbar).

Im Folgenden sollen einige experimentelle Bestätigungen des Quarkmodells erwähnt werden:

- Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow$ Hadronen steigt jedesmal, wenn die Schwerpunktenenergie zur Erzeugung neuer, schwererer Quarkflavor (= neuer Quarkfreiheitsgrade) ausreicht,

deutlich an (siehe auch 2.1.5 und Abb. 6).

- Es treten an diesen Schwellen Resonanzen auf, die als schwere, gebundene Zustände aus Quark und Antiquark (z.B. $e^+ e^- \rightarrow c\bar{c}$) gedeutet werden, sogenannte "Quarkonia".
- Streuexperimente mit Leptonen an Protonen und Neutronen zeigen punktförmige Streuzentren im Inneren dieser Teilchen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen gut mit der Annahme von drei Streuzentren überein /Gro79/.
- Es wurden keine Teilchen beobachtet, welche sich nicht aus drei Quarks, oder aus Quark und Antiquark aufbauen lassen.

Die Betrachtungsweise, Quarks unter Vernachlässigung ihrer Dynamik als einfache, punktförmige Streuzentren anzusehen, wird als das "naive" Quark-Parton Modell bezeichnet. Es genügt aber durchaus, um in vielen Fällen genaue Voraussagen zu treffen, etwa zum Wert des hadronischen Wirkungsquerschnittes R .

Da zur Zeit 5 (bzw. 6) Quarks nachgewiesen wurden, folgt ihre Beschreibung nicht mehr einer $SU(3)$ -Symmetrie. Je nach Anzahl der 'flavor' N_F dient dazu -unter Vernachlässigung der Quarkmassen- eine $SU(N_F)$ -Gruppe.

Auf die Dynamik der Quarks geht der Anhang B ein. In Abb. 4 werden die sechs Quarks noch einmal -paarweise zusammengefasst-mitsamt der wichtigsten Quantenzahlen gezeigt.

	$\begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix}$		$\begin{bmatrix} t \\ b \end{bmatrix}?$					
d	1/2	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	0	-1/3
u	1/2	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0	0	+2/3
s	1/2	1/3	0	0	-1	0	0	0	0	-1/3
c	1/2	1/3	0	0	0	1	0	0	0	+2/3
b	1/2	1/3	0	0	0	0	-1	0	0	-1/3
(t)	1/2	1/3	0	0	0	0	0	1	0	+2/3
F	s	B	I	I_3	s	c	b	t		Q_q

Abb. 4 Die Quarkdoublets und die wichtigsten Quantenzahlen der Quarks
 F = 'flavor', s = Spin, B = Baryonenzahl, I = Isospin,
 s, c, b, t = 'flavor'quantenzahlen, Q = elektrischen Ladung.
 Das 'top'-Quark ist z.Zt. (Mitte 1985) noch nicht nachgewiesen.

2.1.2 Erzeugung hadronischer Ereignisse durch e^+e^- -Annihilationen

Der numerische Beweis des schon lange vermuteten Farbstrings (siehe Anhang B 1) bestätigte die Vorstellungen über das Entstehen und das Aussehen hadronischer Ereignisse in e^+e^- -Wechselwirkungen (die entsprechende Betrachtungsweise für andere Wechselwirkungen, etwa für Proton-Antiproton Stöße, weicht nicht grundsätzlich vom folgenden ab). Zunächst wird erklärt, wie es durch die Annihilationen überhaupt zur Erzeugung von Teilchen kommt:

In e^+e^- -Speicherringen treffen Elektronen und Positronen im Ruhesystem aufeinander. Kommt es zur Wechselwirkung zwischen ihnen, dann streuen die beiden Teilchen entweder aneinander, oder sie vernichten sich zu einem Photon. Da das Photon zwar die volle Schwerpunktenergie trägt, jedoch keinen Impuls, weil es ja "in Ruhe" erzeugt wurde, kann es nur ein virtuelles Teilchen von sehr kurzer Lebensdauer sein. Es muß daher in andere Teilchen zerfallen. Die Summe der Quantenzahlen der entstehenden Teilchen muß der Summe der Quantenzahlen von Elektron und Positron gleich sein. Deshalb werden bei solchen Wechselwirkungen vorwiegend ein Teilchen und sein Antiteilchen erzeugt.

Die für die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R verwendeten Ereignisse sind solche, bei denen das virtuelle Photon ein Quark q und sein Antiquark \bar{q} , also ein Meson, erzeugt. Es können nur die 'quarkflavor' erzeugt werden, für die die Strahlenergie ausreichend groß ist, um deren Masse entstehen zu lassen. Außerdem muß noch die Bindungsenergie des Mesons zur Verfügung stehen. Überschüssige Schwerpunktenergie wird zur Quelle der kinetischen Energie von Quark und Antiquark. Da das Meson ruht, werden die beiden Teilchen sich mehr oder weniger schnell voneinander fortbewegen - im Falle leichter Quarks und hoher Energien sogar mit relativistischer Geschwindigkeit.

Die weitere Entwicklung des Mesons liegt zwischen zwei Extrema:

- Die Schwerpunktenergie wird vollkommen zur Erzeugung des Mesons verbraucht. Die Anregungsenergie der Quarks im Potential des Mesons ist folglich gering. Das Meson zerfällt schließlich in leichtere Teilchen. Die Bewegungsrichtung dieser Teilchen wird nicht von relativistischen Einflüssen eingeschränkt und ist daher beliebig. Weil die Summe der Impulse gleich Null sein muß, werden die schließlich im Detektor beobachtbaren Teilchen isotrop verteilt sein. Man spricht von "sphärischen" Ereignissen.

- Die erzeugten Quarks verfügen über eine im Vergleich zum Grundzustand des Mesons geringe Masse, werden also im Kontinuum erzeugt, und sie entfernen sich daher wegen Energie- und Impulserhaltung mit hochrelativistischen Geschwindigkeiten voneinander. Der chromodynamische Farbstring zwischen Quark und Antiquark erreicht schließlich eine sehr hohe Feldstärke. Er wird nach kurzer Zeit ein oder mehrere aus dem Vakuum polarisierte Quarks bzw. Antiquarks an die ursprünglichen Teilchen binden, so daß das ursprüngliche, hochangeregte Meson in andere Mesonen oder Baryonen zerfällt. Der geschilderte Vorgang kann sich durch weitere Zerfälle oder Polarisationen fortsetzen, so daß im Detektor eine große Zahl von Teilchen beobachtet werden kann. - Wegen der hohen anfänglichen Geschwindigkeit der ursprünglichen Quarks bewegen sich alle erzeugten Teilchen mehr oder weniger stark in der Richtung der anfänglichen Quarks ("Lorentzkegel"), und sie treten im Laborsystem daher als Teilchenbündel, sogenannte 'jets', auf. Der experimentelle Nachweis von 'jets' gilt als eine Bestätigung des Quarkmodells.

Der Vorgang der Aufteilung des ursprünglichen $q\bar{q}$ -Paares wird als "Fragmentation" bezeichnet. Die Kette endet vorwiegend bei den leichtesten Mesonen, den Pionen. Es werden aber auch Baryonen und Leptonen beobachtet, sowie Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen und Zerfällen (z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Die Modellvorstellungen zur Simulation solcher Ereignisse auf Rechenanlagen unterscheiden sich vor allem in den Annahmen, wie stark die Wechselwirkung zwischen den an der Jetentstehung beteiligten Teilchen bleibt. Nach dem jetzigen Stand der Kenntnis werden die Meßdaten besser beschrieben, wenn ein sich ausweitender Gluonenstring zwischen den Hadronen angenommen wird, als wenn man die Teilchen unabhängig voneinander fragmentieren lässt. Möglicherweise tragen in der Zukunft Berechnungen auf dem Gitter zur Klärung des Sachverhaltes bei. Weil die Modellunterschiede die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes nur in vernachlässigbarer Weise beeinflussen, wird an dieser Stelle nicht weiter auf diese eingegangen.

Auf weitere Tatsachen, welche das Entstehen und die Entwicklung hadronischer Ereignisse prägen, wird in den nächsten beiden Abschnitten eingegangen.

2.1.3 Der hadronische Wirkungsquerschnitt R

Der folgende Abschnitt beschreibt, auf welche Weise sich der hadronische Wirkungsquerschnitt R für e^+e^- -Annihilationen aus dem Quark-Partonmodell unter Berücksichtigung der aus der Quantenchromodynamik erhaltenen Korrekturen berechnen lässt. Anschließend werden die Ergebnisse früherer Messungen zusammengefasst.

Zunächst soll die Größe R definiert werden. R setzt sich aus dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_h(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen})$, und aus einer Normierungsfunktion zusammen. Als Normierung wird der "punktförmige" QED-Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ verwendet:

$$R := \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

Die Normierung beseitigt die sich wie $1/W^2$ verhaltende Abhängigkeit von σ_h von der Schwerpunktennergie W. Im folgenden wird W^2 durch die Mandelstamvariable s ersetzt: $s := W^2 = 4E_{\text{Strahl}}^2$

Solange Änderungen von s den Vorgang der Hadronenentstehung nicht verändern, sollte R wegen der Normierung konstant bleiben. Abweichungen vom konstanten Wert zeigen daher neue oder fortfallende physikalische Freiheitsgrade an. R-Messungen bieten sich damit als schnelle und zuverlässige Methode an, nach neuen Phänomenen zu suchen.

Der Wirkungsquerschnitt σ_h wird hauptsächlich von der elektrischen Ladung Q_q der Quarks und der Anzahl der erzeugbaren Quarkflavor $N_F(s)$ bestimmt. Das einfache Quark-Parton Modell liefert daher schon eine gute Näherung.

Das Element M der S-Matrix, welches für einzelne 'flavor' q den Übergang $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ beschreibt, wird durch die elektromagnetischen Ströme $j_\nu^{\text{em}}(x) = -\bar{\psi}_e(x)\gamma_\nu\psi_e(x) - \bar{\psi}_q(x)\gamma_\nu\psi_q(x)$ wie folgt bestimmt:

$$M = \frac{\alpha}{\pi} (2\pi)^6 \langle q; \bar{q} | j_\mu(x=0) | 0 \rangle^* \frac{-g^{\mu\nu}}{s} \langle 0 | j_\nu(x=0) | e^+; e^- \rangle$$

α ist die elektromagnetische Feinstrukturkonstante, γ_ν eine Dirac-Matrix.

Die Auswertung von M führt nach Ausführung aller Spinsummationen für nicht polarisierte Strahlen (das ist bei PETRA der Fall) zu

$$d\sigma_h/d\Omega = \alpha^2 \frac{4p_q}{s^3 p_e} (s^2/4 + p_e^2 p_q^2 \cos^2\theta + s/4 (m_e^2 + m_q^2)) Q_q^2$$

p steht für die Vierervektoren der ein- und auslaufenden Teilchen der Masse m_0 ($p := c(p_x, p_y, p_z, i(|\vec{p}| + m_0 c))$).

Die Elektronenmasse m_e darf bei Speicherringenergien vernachlässigt werden, und der Ausdruck vereinfacht sich zu

$$d\sigma_h/d\Omega = \frac{\alpha^2}{2s} \frac{p_q}{W} (1 + \cos^2\theta + \frac{m_q}{E^2} \sin^2\theta) Q_q^2$$

Die Integration über den vollen Raumwinkel liefert

$$\sigma_h = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s} \frac{2p_q}{W} (1 + \frac{2m_q^2}{s}) Q_q^2$$

Der Beitrag der Quarkmasse m_q kann bei im Vergleich großen Schwerpunktenenergien ebenfalls vernachlässigt werden ($2p_q/W \approx 1$).

Um den totalen Wirkungsquerschnitt für hadronische Ereignisse zu erhalten, muß noch über sämtliche möglichen Freiheitsgrade, also über die drei Farben C, und sämtliche bei gegebener Schwerpunktenenergie W erzeugbare $q\bar{q}$ -Zustände summiert werden:

$$\sigma_h (\text{tot}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} * \sum_C * \sum_F Q^2(N_F)$$

Die Summe über die Farben ergibt einen Faktor 3.

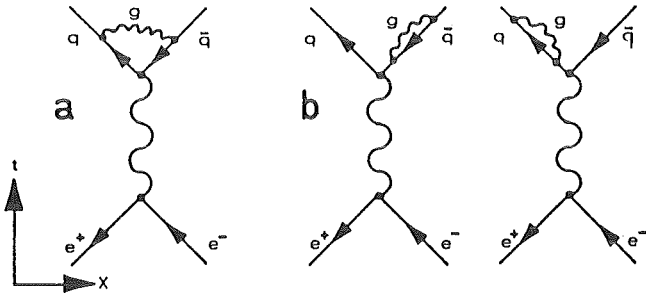
Der Wirkungsquerschnitt σ_μ wird nach dem gleichen Verfahren berechnet. Da die Ladung des Müons ganzzahlig ist, und weil ihm nur ein Freiheitsgrad zur Verfügung steht, erhält man

$$\sigma_\mu = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

Nach der zu Anfang gegebenen Definition wird R daher unter Vernachlässigung der Quarkmassen zu

$$R = 3 * \sum_{i=1}^{N_F} Q_i^2$$

Die bisherigen Betrachtungen berücksichtigen allein elektromagnetische Ströme. Wegen der starken Kopplung zwischen Quarks und Gluonen sollten aber auch die höheren Ordnungen der QCD meßbar beitragen. Folgende Vertexkorrektur- (a) und Selbstenergiegraphen (b) müssen berücksichtigt werden:



Wesentlich wird weiterhin die Abstrahlung von einem oder mehreren Gluonen, die "Gluonbremsstrahlung". Sofern ein Gluon energiereich genug ist, können reale Teilchen entstehen und gemessen werden. Weil die Farbladung eines Gluons stärker als die (abgeschirmte) eines Quark ist, strahlt es eine Menge weiterer Gluonen ab, und es kann auf diese Weise 'jets' bilden, die denen ähneln, welche durch Quarks entstehen. Ereignisse mit drei 'jets' lassen sich bei hohen Speicherringenergien nachweisen, weil sie dann häufig stark gebündelt auftreten (siehe auch Abb. 24). Bei niedrigen Energien lassen sich die dann stets breiten 'jets' nur schlecht voneinander trennen.

Der hadronische Wirkungsquerschnitt σ_h setzt sich in erster Näherung also aus dem des einfachen Quarkmodelles, dem der virtuellen Korrekturen, und dem Beitrag /Ste77/ aufgrund der Abstrahlung von Gluonen zusammen:

$$R = 3 * \sum_{i=1}^{N_F} Q_i^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(s)}{\pi} + O(\alpha_s^2) \right)$$

α_s ist die "starke" Feinstrukturkonstante der QCD. Ihr Wert wird durch die gewählte Renormierung der Quantenchromodynamik, die Anzahl der Quarkflavor N_F , und vom Viererimpulsübertrag Q am Vertex bestimmt. α_s ist keine Konstante im üblichen Sinne. In erster Ordnung ist α_s gegeben durch:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_F) \log(Q^2/\Lambda^2)}$$

mit

$$\Lambda = M_R \cdot e^{-\left(\frac{6\pi}{(33 - 2N_F) (g^2/4\pi)} \right)}$$

M_R steht für eine von der gewählten Renormierung abhängigen Masse, die sogenannte "Renormierungsmasse" /Gel54/. g ist die "starke", nicht von Q^2 abhängende Kopplungskonstante der QCD.

Die nächste Ordnung $O(\alpha_s^2)$ kann durch die Untersuchung der Renormierungsgruppe der QCD erfasst werden. Die Einbeziehung der nächsthöheren Ordnung legt das Renormierungsschema und den Wert von Q^2 fest. Die erste Ordnung bliebe sonst wegen Singularitäten unbestimmt /Bac78/. Damit wird auch Λ eindeutig bestimmt. Der Wert von α_s selbst wird in der ersten Ordnung nicht von der gewählten Renormierung beeinflusst /Cas74/.

Die zweite Ordnung verändert R um einen konstanten Wert, den man etwa durch einen um einen konstanten Betrag von Λ abweichenden Skalenparameter Λ' berücksichtigen kann. Schreibt man R in der Form

$$R = 3 \sum_{i=1}^{N_F} Q_i^2 \left(1 + \alpha_s(Q^2)/\pi + C(\alpha_s(Q^2)/\pi)^2 + O(\alpha_s^3) \right)$$

dann besitzt der Entwicklungskoeffizient C je nach Renormierung den Wert

$$\begin{array}{rcl}
 & 7.35 - 0.442 * N_F & /tHo73/ \\
 C = & 1.98 - 0.115 * N_F & /Bar78/ \\
 & -4.637 + 0.739 * N_F & /Cel79/
 \end{array}$$

Die Werte schwanken für $N_F=5$ also zwischen -0.94 und 5.14 . Für $\alpha_S=0.18$ trägt die 2.Ordnung damit zwischen $+1.7\%$ und -0.3% bei. Ein solcher Beitrag lässt sich im Vergleich zur Änderung von R durch die erste Ordnung ($+5.7\%$) zwar nicht vernachlässigen, aber experimentell nicht feststellen. Deshalb wird später im Laufe der Auswertung der allgemein am meisten benutzte Wert (/Bar78/, $C = 1.405$) verwendet. Die hier gewählte Renormierung ist auch als das " \overline{MS} -Schema" bekannt.

Die Vorhersagen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Das "naive" Quark-Partonmodell sagt für fünf Quarkflavor ($N_F=5$) ein R von 3.67 vorher.
- die erste Ordnung der QCD in α_S trägt für $\alpha_S=0.18$ $+5.7\%$ bei, und zwar unabhängig von der gewählten Renormierung.
- die nächsthöhere Ordnung mag R noch in Abhängigkeit von der Renormierung um 2% verändern. Ein solcher Wert liegt aber außerhalb der Meßgenauigkeit des Experimentes, und er braucht an dieser Stelle nicht weiter untersucht zu werden.

2.1.4 Quarkonia

Schon kurz bevor die Schwerpunktsenergie eines e^+e^- -Speicher- ringes zur Erzeugung eines Quark-Antiquarkpaares $q\bar{q}$ ausreicht, kann es zur resonanten Erzeugung eben dieses Mesons kommen. Die Vorgänge ähneln denen in der Hülle eines Atoms: Die Resonanzen entsprechen den scharfen Energieniveaus der Schale, und die spätere "freie" Erzeugung des Mesons oberhalb der Energieschwelle Übergängen in das Kontinuum. - Der Name "Quarkonium" soll an das ebenfalls aus Teilchen und Antiteilchen bestehende, im Aufbau also recht ähnliche Positronium erinnern. Der Oberbegriff umfasst alle $q\bar{q}$ -Resonanzen. Diese werden im einzelnen z.B. als "charmonium" oder "toponium" bezeichnet, je nach den Quark-

namen.

Quarkonia zeigen sich durch einen starken Anstieg im normierten hadronischen Wirkungsquerschnitt R . Sie sind ein erstes deutliches Signal bei der Suche nach neuen Quarkflavor wie etwa dem 'top'. Da solche Resonanzen recht schmal sind, muß der Speicherring Strahlen mit geringer Energieunschärfe erzeugen können, um diese anzuregen. Das Meßprogramm darf nur kleine Schritte für Strahlenergieerhöhungen erlauben, damit eine Resonanz nicht gerade in die Lücke zwischen zwei Meßpunkte fallen könnte.

Quarkonia lassen sich zur Zeit noch nicht exakt berechnen, weil ihre Beschreibung nicht nur auf dem Verständnis der Quarkwechselwirkung aufbaut, sondern dazu noch von relativistischen Effekten beeinflusst wird. Eine weitere Unsicherheit verursachen die Annahmen über die Quarkmassen, weil diese ja nicht durch den Nachweis freier Quarks bestimmt werden können, und weil die Bindungsenergie einen erheblichen Anteil zur Quarkoniummasse beisteuert. Da der Potentialverlauf nur qualitativ geschätzt werden kann, läßt sich deren Größe hieraus nur sehr grob bestimmen.

Weiterhin muß spätestens an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß die bisher vorgestellten Berechnungen zur QCD überwiegend von masselosen Quarks ausgingen. - Für die meisten Vorgänge genügt jedoch eine solche Betrachtungsweise, und bei der Berechnung von R spielen -wie gezeigt- die Massen nur solange eine meßbare Rolle, wie die Quarkoniummasse etwa der Schwerpunktenergie entspricht.

Auch bei den Überlegungen zum Zerfall des Mesons zu 'jets' wurden die Massen der Teilchen nicht berücksichtigt. Dabei spielen diese gerade beim Zerfall von Quarkonia nahe der Schwelle für deren Erzeugung eine bedeutende Rolle, weil die Massen der leichtesten Mesonen, die einen der ursprünglichen 'flavor' tragen, stets größer als die halbe Quarkoniummasse sind. Der Zerfall wird daher nach der Zweig-Regel unterdrückt, und wegen der somit langen Lebensdauer annihilieren die Quarks bevorzugt je nach Parität in zwei bis drei Gluonen, Photonen, oder zu Leptonen. Dabei kann es zu gebundenen Zuständen aus zwei Gluonen kommen, sogenannten 'glueballs'. Die Gluonen werden schließlich fragmentieren, und sie können so als Multihadronische Ereignisse im Detektor nachgewiesen werden.

Die Abb. 5 zeigt den erwarteten qualitativen Verlauf des R -wertes im Energiebereich der 'toponium'-Resonanz. Die Speicherring-

energieauflösung (siehe auch 3.1 und Tabelle 1) wird allerdings nur die Messung der 1S -Anregung -falls vorhanden- ermöglichen, sowie die Messung der Schwelle in R. Auf der Resonanz wird ein R von 12 erwartet /Buc81/, und nach der Schwelle $R = 5$ (Quark-Parton Modell).

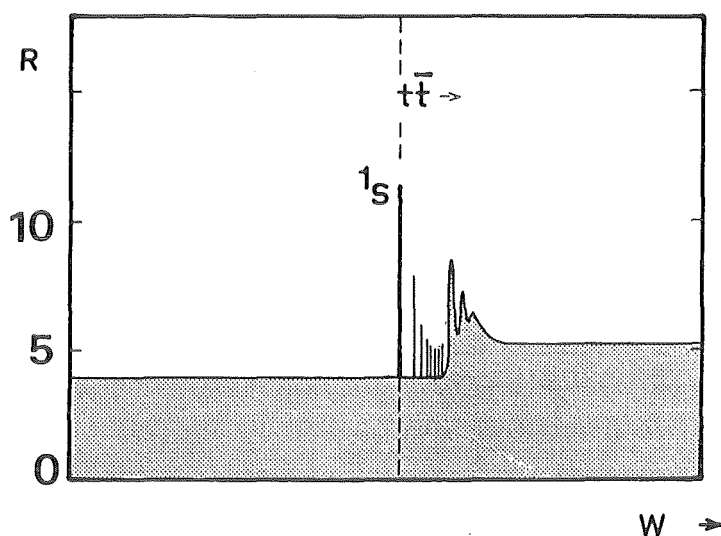


Abb. 5 Erwarteter Verlauf von R bei beginnender 'toponium'-Erzeugung als Funktion der Schwerpunktenergie W
Wegen der Energieunschärfe des Speicherringes PETRA kann nur die Messung des 1S -Niveaus der $t\bar{t}$ -Resonanz erwartet werden.

2.1.5 R-Messungen in der Vergangenheit

Die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R lieferte bisher eine offensichtliche Bestätigung dafür, daß die Modelle über den Aufbau der Materie aus Quarks (die Quantenflavordynamik), und die Vorstellungen über die vermittelten Farbkräfte (Quantenchromodynamik) grundsätzlich richtig sind. Abb. 6 zeigt die von verschiedenen Experimenten /REV80/ bestimmten Werte bis zu einer Schwerpunktenergie W von 35 GeV. Die Meßpunkte wurden geglättet.

Im Bereich niedriger Schwerpunktenergien bis etwa 1,5 GeV muß beachtet werden, daß hier die gleitende Kopplungskonstante der QCD groß gegen "1" ist, und daß daher die störungstheoretische Entwicklung versagt. Außerdem liegen die Massen der leichten u- und d-Quarks dicht beieinander. Sie bilden daher die Mischzustände

$$\rho = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2} \text{ und } \omega_0 = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}.$$

Bei höheren Energien werden aber scharfe und ausgeprägte Resonanzen

zen beobachtet, welche als Quarkonia-Zustände erklärt werden. Es sind dies die Mesonen Φ_0 ($s\bar{s}$), J/ψ ($c\bar{c}$) und Υ ($b\bar{b}$). Höhere Resonanzen wie T' oder Ψ' , Ψ'' werden in der Abbildung nicht gezeigt.

Das Auftreten der Resonanzen und der anschließende treppenförmige Anstieg von R gelten als Bestätigung von Quarks im Sinne von neuen Freiheitsgraden, die bei ausreichender Schwerpunkteregie offenstehen.

Der absolute Wert von R bestätigte die Vorstellung von drei Farben, denn andernfalls wären die nicht von Resonanzen geprägten Bereiche von allen Experimenten fehlgemessen - man würde dann statt des gemessenen Wertes von beispielsweise $R = 3.6 \pm .6$ bei 22 GeV nur $R = 1.1$ erwarten.

Auf die Höhe der Resonanzen wird an dieser Stelle nicht weiter eingegangen, weil ihr Wert stark von der Energieauflösung des Speicherringes und den erforderlichen Korrekturen durch Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, und der damit verbundenen Änderung der tatsächlichen Schwerpunkteregie W abhängt. Für das 'top'-Quark erwartet man in e^+e^- Annihilationen einen zu messenden R -Wert von 5.0 für die Erzeugung im Kontinuum.

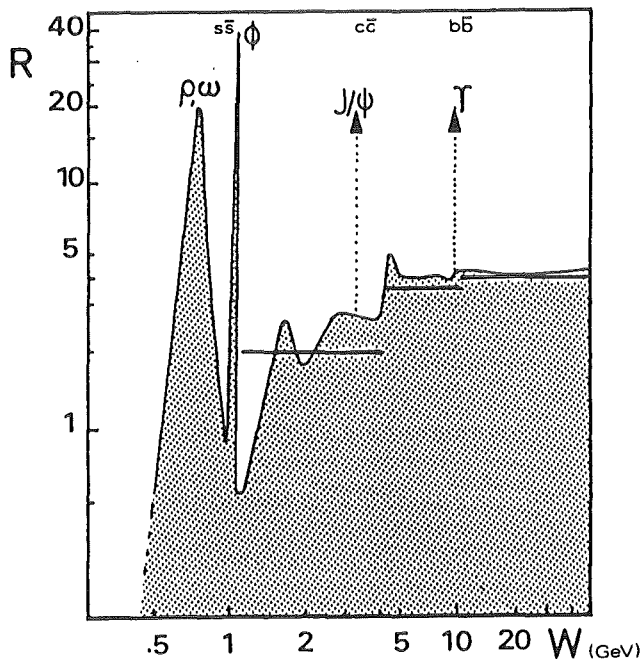


Abb. 6 R -Messungen anderer Experimente bis hinauf zu einer Schwerpunkteregie W von 35 GeV
Die Werte wurden geglättet. Die Namen auftretender Resonanzen und deren Aufbau aus Quark-Antiquark sind mit angegeben.
Die durchgezogenen Linien zeigen die Vorhersage des einfachen Quark-Parton Modelles.

2.2 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

In Folgenden wird das sogenannte Standardmodell der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung vorgestellt, die Glashow-Salam-Weinberg-(GSW-)Theorie /Wei67//Jar84/.

Im Anschluß daran wird beschrieben, auf welche Weise elektroschwache Einflüsse den hadronischen Wirkungsquerschnitt R in e^+e^- Annihilationen beeinflussen, und wie eine präzise Messung desselben daher zur Bestätigung der Theorie beitragen kann. Dies ist das Hauptziel der vorliegenden Arbeit. Die Grundlagen der elektroschwachen Wechselwirkung werden im Anhang C erklärt.

2.2.1 Der Aufbau der Materie im Standardmodell

Die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung unterscheidet die Bausteine der Materie, die Fermionen, anhand zweier Quantenzahlen:

- Dem schwachen Isospin T mit zugrundeliegender $SU(2)$ -Symmetrie und den daher möglichen Werten für seine beobachtbare dritte Komponente T_3 von $+1/2$, 0 und $-1/2$.
- Der schwachen Hyperladung Y , welche sich aus der elektrischen Ladung Q des Fermions und seinem schwachen Isospin gemäß

$$Y = Q - T_3$$

berechnen lässt. Die Hyperladung wird von der Symmetriegruppe $U(1)$ der Phasentransformationen beschrieben.

Der schwache Isospin (man spricht auch von der "schwachen Ladung") tritt nur bei linkshändigen Fermionen und deren rechtshändigen Antiteilchen auf (ein Teilchen ist "linkshändig", wenn sein Spinvektor und sein Geschwindigkeitsvektor in entgegengesetzte Richtungen zeigen. Bei "Rechtshändigkeit" zeigen beide in die gleiche Richtung). Weil sich -von einem beschleunigten Bezugssystem aus gesehen- die Händigkeit eines massiven Teilchens umkehren kann, sind weder T_3 , noch Y , Erhaltungsgrößen.

Die linkshändigen Teilchen werden paarweise zu einem Teilchenfeld zusammengefügt, welches je nach Einstellung von T_3 z.B. als Elektron, oder als Elektroneneutrino erscheint. Die rechtshändigen Teilchen bleiben Singulettts mit $T_3 = 0$. Die Antiteilchen werden entsprechend behandelt.

Rechtshändige Neutrinos bzw. linkshändige Antineutrinos wurden

bisher nicht beobachtet. Sie treten daher im Standardmodell nicht auf, obwohl das grundsätzlich möglich wäre. Ihre Einführung wäre dann nötig, wenn eine endliche Neutrinomasse nachgewiesen würde, weil sie dann -da nicht mehr so schnell wie das Licht- ebenfalls ihre Händigkeit umkehren könnten.

Zu Fermionendoublets werden jeweils die Leptonen mit gleicher Leptonzahl, oder die Quarks in der Reihenfolge ihrer Massen zusammengefügt. Die Quarks werden auch nach ihren Farben unterschieden, so daß es (zur Zeit) drei Leptonendoublets und neun Quarkdoublets gibt. Das Gleiche gilt für die Singulets. Durch den zusätzlichen Farbfreiheitsgrad wird die elektrische Gesamtladung aller Doublets und Singulets zu Null. Abb. 7 zeigt diese sogenannten "Teilchengenerationen". Der Nachweis des 'top' steht allerdings noch aus.

Die Wellenfunktionen ψ_L der linkshändigen Fermionen f und f' setzen sich aus denen der beobachtbaren Teilchen zusammen:

$$\psi_L = \begin{pmatrix} f_L \\ f'_L \end{pmatrix}$$

die der rechtshändigen behalten ihre eindimensionale Darstellung

$$\psi_R = f_R \quad ; \quad \psi'_R = f'_R$$

-1/2	-1/2	-1	-1	e^-_L			μ^-_L			τ^-_L		
+1/2	-1/2	0	-1	ν_{eL}			$\nu_{\mu L}$			$\nu_{\tau L}$		
+1/2	+1/6	+2/3	+1	u^R_L	u^G_L	u^B_L	c^R_L	c^G_L	c^B_L	t^R_L	t^G_L	t^B_L
-1/2	+1/6	-1/3	+1	d^R_L	d^G_L	d^B_L	s^R_L	s^G_L	s^B_L	b^R_L	b^G_L	b^B_L
+1/2	+1/2	+1	+1	e^+_R			μ^+_R			τ^+_R		
-1/2	+1/2	0	+1	ν_{eR}			$\nu_{\mu R}$			$\nu_{\tau R}$		
-1/2	-1/6	-2/3	-1	\bar{u}^C_R	\bar{u}^M_R	\bar{u}^Y_R	\bar{c}^C_R	\bar{c}^M_R	\bar{c}^Y_R	\bar{t}^C_R	\bar{t}^M_R	\bar{t}^Y_R
+1/2	-1/6	+1/3	-1	\bar{d}^C_R	\bar{d}^M_R	\bar{d}^Y_R	\bar{s}^C_R	\bar{s}^M_R	\bar{s}^Y_R	\bar{b}^C_R	\bar{b}^M_R	\bar{b}^Y_R
0	-1	-1	-1	e^-_R			μ^-_R			τ^-_R		
0	+1	+1	+1	e^+_L			μ^+_L			τ^+_L		
0	+2/3	+2/3	+2	u^R_R	u^G_R	u^B_R	c^R_R	c^G_R	c^B_R	t^R_R	t^G_R	t^B_R
0	-1/3	-1/3	-1	d^R_R	d^G_R	d^B_R	s^R_R	s^G_R	s^B_R	b^R_R	b^G_R	b^B_R
0	-2/3	-2/3	-2	\bar{u}^C_L	\bar{u}^M_L	\bar{u}^Y_L	\bar{c}^C_L	\bar{c}^M_L	\bar{c}^Y_L	\bar{t}^C_L	\bar{t}^M_L	\bar{t}^Y_L
0	+1/3	+1/3	+1	\bar{d}^C_L	\bar{d}^M_L	\bar{d}^Y_L	\bar{s}^C_L	\bar{s}^M_L	\bar{s}^Y_L	\bar{b}^C_L	\bar{b}^M_L	\bar{b}^Y_L
T_3	Y	Q	$\langle Q \rangle$	Teilchen								

Abb. 7 Die Teilchengenerationen des Standardmodelles der elektroschwachen Wechselwirkung

Die Quantenzahl 'Farbe' wird benötigt, damit sich die Gesamtladungen der (Anti-)Teilchengenerationen jeweils gegenseitig aufheben.

(R,G,B,C,M,Y = (Anti-)Farben; R,L = Händigkeit;

T_3 = schwacher Isospin; Y = Hyperladung; Q = elektrische Ladung

2.2.2 Elektroschwache Beiträge zum hadronischen Wirkungsquerschnitt R

Wegen der Ähnlichkeit zwischen Photon und Z^0 erwartet man bereits im oberen Energiebereich des Speicherringes PETRA Beiträge zur e^+e^- -Annihilation durch den Austausch virtueller Z^0 , sowie der Interferenz dieses Graphen mit dem Graphen der Ein-Photon-Annihilation. Abb. 8 zeigt die beteiligten Graphen.

Wegen der massiven Vektorbosonen müssen neben Vierervektorkopplungen g_V auch Axialvektorkopplungen g_A berücksichtigt werden. Die dazugehörigen Operatoren O besitzen die Form

$$O_V = \gamma_\mu \quad \text{und} \quad O_A = i\gamma_\mu \gamma_5 \quad ; \quad \mu = 1 \dots 4$$

(γ steht für Dirac-Matrizen). γ_5 ist die sogenannte "anomale Dimension", die für maximale Paritätsverletzung sorgt. Die Kopplungen lassen sich direkt aus der für die Phase gebrochener Symmetrie umgeschriebenen Dichte L_{GSW} ablesen. Hier die Ergebnisse für die Leptonen e , μ und τ und Quarks q_i :

$$g_V^e = -1/2 + 2\sin^2\theta_W \quad ; \quad g_A^e = -1/2 \quad \text{gilt auch für } \mu, \tau$$

$$g_V^q = +1/2 - 4/3 \sin^2\theta_W \quad ; \quad g_A^q = +1/2 \quad \text{für } q = u, c, t$$

$$g_V^q = -1/2 + 2/3 \sin^2\theta_W \quad ; \quad g_A^q = -1/2 \quad \text{für } q = d, s, b$$

wobei alle Kopplungen noch mit $e/(2\sin\theta_W \cos\theta_W)$ zu normieren sind.

Die Auswertung der Graphen der Abb. 8 liefert für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})/d\Omega$:

$$\frac{4s}{\alpha^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = (1 + \cos^2\theta) * \left((Q^2 - 2Q^2 g_V^e g_V^q \text{Re}(D(s)) + ((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2) * ((g_V^q)^2 + (g_A^q)^2) * |D(s)|^2 \right)$$

wobei

$$D(s) = s / (s - M_{Z^0}^2 + iM_{Z^0} \Gamma(Z^0))$$

für den Propagator des Z^0 steht.

Der elektromagnetische Beitrag (Q_q^2) kann wie in 2.1.3 beschrieben, hergeleitet werden.

Der zweite Term enthält die Interferenz zwischen Photon und Z^0 .

Für $\sin^2\theta_W < 0,25$ wird dieser Term negativ, wie man leicht durch Überprüfung der Vorzeichen von Q_q , D und der Vektorkopplungen feststellt. Weiterhin wird er wegen der sehr geringen Größe von g_V^e für $\sin^2\theta_W$ nahe 0,25 vergleichsweise klein.

Der letzte Term beinhaltet den Austausch virtueller Z^0 . Er ist stets positiv. Bei hohen Energien W ($>35\text{GeV}$ für $\sin^2\theta_W=0,22$) übersteigt er den hier destruktiven Interferenzterm.

Zwei Anmerkungen sind hier angebracht:

- Die Herleitung von $d\sigma/d\Omega$ gilt so nur für unpolarisierte Strahlen. Das ist beim Speicherring PETRA ausreichend gewährleistet. Die Kopplungen enthalten bereits das unterschiedliche Verhalten rechts- und linkshändiger Teilchen gegenüber der schwachen Wechselwirkung. Weiterhin wurde statt der Normierung über die Fermi-Konstante G_F der theoretische Wert $e/(2\sin\theta_W\cos\theta_W)$ benutzt. Ein solches Vorgehen wird durch die gute Bestätigung der vorhergesagten W - und Z^0 -Massen gerechtfertigt.
- Die gelegentlich vorgebrachte Argumentation, daß der dritte Term vernachlässigt werden könne, weil der Propagator und die Kopplungen quadratisch eingehen, ist für alle PETRA-Energien, bei denen der schwache Beitrag meßbar wäre, falsch.

Um den Wirkungsquerschnitt R zu erhalten, muß noch über den vollen Raumwinkel integriert, über alle Quarkflavor und -Farben summiert, und mit dem punktförmigen Wirkungsquerschnitt ($e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$) normiert werden. Die Korrekturen aus der Quantenchromodynamik werden durch Multiplikation mit den im Abschnitt 2.1.3 hergeleiteten Werten berücksichtigt. Die zusammengefasste Vorhersage für R lautet jetzt:

$$R = 3 * \sum_{N_F} \left[\left(Q_q^2 - 2Q_q g_V^e g_V^q \text{Re}(D(s)) + ((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2) \right) * \right. \\ \left. ((g_V^q)^2 + (g_A^q)^2) |D(s)|^2 \right] * \\ \left[1 + \alpha_s(s)/\pi + C_2 * (\alpha_s(s)/\pi)^2 \right]$$

Resonanzen wie etwa Quarkonia werden von diesem Ausdruck nicht beschrieben. Zu C_2 siehe 2.1.3 .

Abb. 9 zeigt die Änderung von R_{OCD} durch Interferenz und Z^0 -Austausch als Funktion von \sqrt{s} für drei verschiedenen Weinberg-

winkel θ_W . Es wurden fünf 'flavor' berücksichtigt.

Was sich bei den höchsten PETRA-Energien also messen lässt, ist der Anfang einer breiten und hohen Resonanz mit einem Maximum nahe der Z^0 -Masse von Breit-Wigner Form. Im Vergleich zur μ -Paarerzeugung durch virtuelle Photonen erwartet man größenordnungsmässig fast 10^4 mal mehr Z^0 . Bei Speicherringluminositäten L von $L = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, welche an zukünftigen Speicherringen möglich werden dürften, führte das zu Erzeugung von bis zu einem hadronischen Ereignis pro Sekunde statt -wie bei PETRA- einem alle 1-2 Stunden.

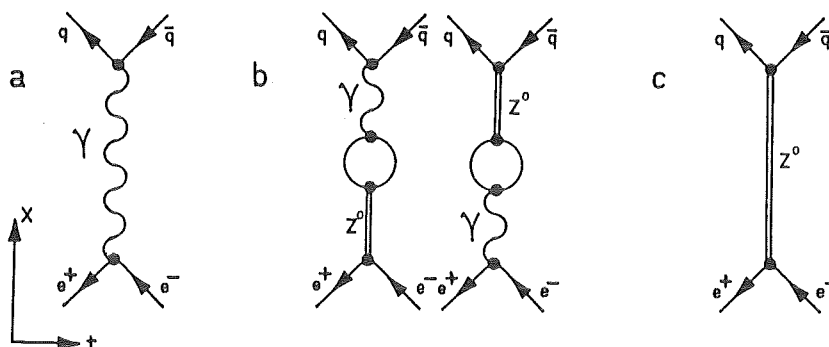


Abb. 8 Erzeugung von hadronischen Endzuständen durch Photonenaustausch (a); Z^0 - γ Interferenz (b) und Z^0 -Austausch

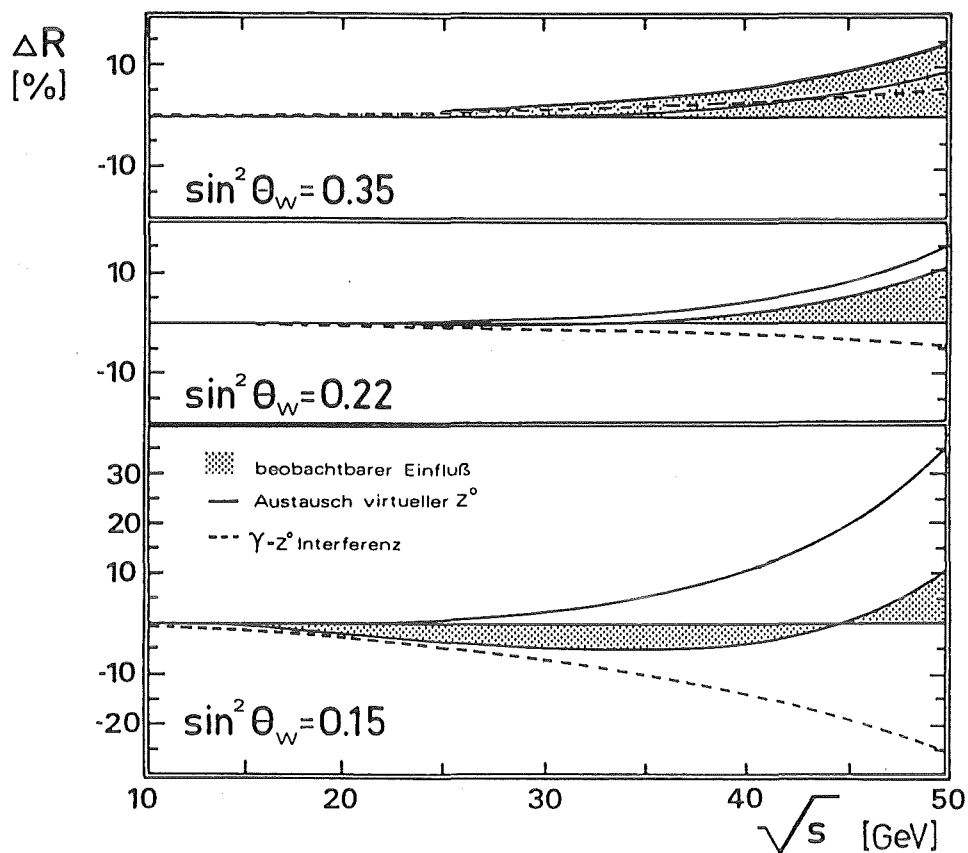


Abb. 9 Änderung des Wirkungsquerschnittes R in Prozent als Funktion der Schwerpunktenenergie W für verschiedene Weinbergwinkel θ

Es werden der Interferenzanteil, der Beitrag des Z^0 und die beobachtbare Summe aus beiden getrennt gezeigt.

2.3 Weitere physikalische Vorgänge, die sich im Wert von R bemerkbar machen können

Eine genaue Messung des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes R dient nicht nur zur Bestätigung der Beiträge von Quantenchromodynamik und der elektroschwachen Wechselwirkung zum aus dem "naiven" Quark-Partonmodell bestimmten Wert, oder zur Suche nach neuen "Quarkonia" und dem Higgs-Boson, sondern auch zur Suche nach einigen Teilchen, welche von Theorien zur Vereinheitlichung auch der Quantenchromodynamik und schließlich sogar der Gravitation mit der elektroschwachen Kraft zu einer "Urkraft", vorhergesagt werden. Als weiterführende Literatur mag /Ell80/, /Geo80/, /Ish81/, oder als Beispiel für neuere, vieldimensionale Theorien /Cre78/ dienen.

Vereinheitlichungen erfordern Symmetriegruppen höherer Dimensionen. Um die $SU(3)$ der QCD mit der $SU(2) \times U(1)$ zusammenzubringen, bedarf es mindestens einer $SU(5)$ -Symmetrie. Hierbei werden wieder neue Teilchen(-Felder) eingeführt, um neue Symmetrietransformationen, wie etwa die Umwandlung eines Quark in ein Lepton, zu beschreiben. In "Supersymmetrischen" Theorien verdoppelt sich die Zahl der Teilchen gar, weil es zu jedem eine "supersymmetrische" Entsprechung geben sollte.

Da fehlt es nicht an Versuchen, auch Quarks und Leptonen als aus "elementareren" Teilchen zusammengesetzt zu betrachten. Als Stichworte seien 'Präonen' oder 'Rischionen' /Har83/, /Sch81/ erwähnt. Dabei wird auch vor den Bosonen ('Technicolor') nicht Halt gemacht. Solche Bausteine werden, weil Quarks und Leptonen auch bei den zur Zeit höchsten Schwerpunktenenergien immer noch punktförmig erscheinen, überwiegend zwar erst im TeV-Bereich erwartet, aber eine Suche lohnt doch. Falls solche Teilchen den e^+e^- -Annihilationen neue Freiheitsgrade offenstellen oder fortfallen lassen, sollte entweder ein Ansteigen, oder ein Einbruch in R zu beobachten sein.

Die folgenden Abschnitte gehen näher auf die angesprochenen Punkte und ihren Einfluß auf R ein.

Darüber hinaus darf aber keinesfalls vergessen werden, daß die Experimentalphysik auch nach dem Unerwarteten sucht! Auch hierfür mag R Hinweise geben.

2.3.1 Die Suche nach skalaren Bosonen

In Modellen, in welchen nicht nur Quarks und Leptonen, sondern auch die massiven Eichbosonen zusammengesetzte Teilchen sind /Bau84, Hol84/, erwartet man das Auftreten skalarer oder pseudoskalarer Bosonen mit $s=0$. Als experimenteller Hinweis mag der am $p\bar{p}$ -Collider (CERN) beobachtete Überschuss von strahlenden Z^0 -Zerfällen ($Z^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) /UA184, UA283/ angesehen werden. Als Ursache käme die Reaktion

$$Z^0 \rightarrow X\gamma, X \rightarrow e^+e^-$$

in Frage, wobei X den spinlosen Partner des Z^0 bezeichnet. Da es wegen der fehlenden elektrischen Ladung nur schwach wechselwirkt, sollte es gleichmässig an alle Fermionen koppeln, aber auch in Photonen γ zerfallen dürfen. An e^+e^- -Speicherringen kann nach ihm also in den Reaktionen

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow q\bar{q} \\ e^+e^- &\rightarrow e^+e^- \\ e^+e^- &\rightarrow \mu^+\mu^- \\ e^+e^- &\rightarrow \tau^+\tau^- \\ e^+e^- &\rightarrow \gamma\gamma \end{aligned}$$

gesucht werden. Neben einem Anstieg in den jeweiligen Wirkungsquerschnitten ändert sich vor allem der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$, weil skalare Teilchen beim Zerfall nicht das $1+\cos^2\theta$ -Verhalten zeigen, sondern isotrop zerfallen. Der letzte Punkt wurde im Rahmen des CELLO-Experimentes bereits zur Suche nach möglichen Zerfällen des X in Leptonen und Photonen bis zu Schwerpunktenenergien W von 45,2 GeV benutzt /CEL84/. In den genannten Reaktionen wurde keinerlei Anzeichen für die tatsächliche Existenz eines solchen Bosons gefunden.

Offen blieb die Frage, ob das X in Quarkpaare zerfällt. Weil bei den hohen PETRA-Energien 5 Quarkflavor in je 3 Farben erzeugbar sind, stehen im Vergleich zur Normreaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 15 Freiheitsgrade mehr offen. Daher erwartet man einen deutlichen Anstieg in R , sobald ein solches Boson erzeugt würde. Durch Untersuchung der Zerfallstopologie liesse es sich von der unmittelbaren Fermion-Antifermionentstehung unterscheiden.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt errechnet sich als Funktion vom Quadrat der Schwerpunktenenergie s zu

$$\frac{d\sigma(X+q\bar{q})}{d\Omega} = \frac{s}{m_X^2} * \frac{\Gamma_{X\rightarrow ee} \Gamma_{X\rightarrow q\bar{q}}}{(s - m_X^2)^2 + (m_X^2 \Gamma_X^2)^2}$$

Für den PETRA-Energiebereich und die Auflösung der Maschine wird ein R-Wert von typisch 770 erwartet /Hol84/.

2.3.2 Nichtelementare Quarks

Durch immer höhere Schwerpunktenergien W können immer kleinere räumliche Abstände aufgelöst werden. Die Auflösung von PETRA liegt bei den höchsten Energien in der Größenordnung von 10^{-16} cm. Angesichts einer solchen Möglichkeit stellt sich die Frage, ob die bekannten Fermionen aus noch kleineren Bestandteilen aufgebaut sind. Während keines der PETRA-Experimente bisher signifikante Abweichungen von den Voraussagen der QED oder des Standardmodelles für Leptonen feststellen konnte, gibt es für Quarks erst seit kurzem Untersuchungen in dieser Richtung, weil solche erst bei den vor kurzem erreichten hohen PETRA-Energien sinnvoll sind /JAD85, MAR85, TAS85/. Quarkbausteine mit Massen um 200 GeV sollten dann aber R um etwa 5% erhöhen /Cha73/.

Um ein Maß für die Abweichungen von der Punktförmigkeit der Kopplung zwischen Photon und den Quarks zu definieren, ist es üblich, das Coulomb-Potential durch Abschneideparameter Λ zu modifizieren /Dre58/:

$$\frac{1}{r} \rightarrow \frac{1}{r} (1 - e^{-\Lambda_+ r})$$

Der Photonpropagator verändert sich in der Form

$$-\frac{1}{Q^2} \rightarrow -\frac{1}{Q^2} + \frac{1}{Q^2 - \Lambda_+^2}$$

wobei Λ_+ der Masse eines zusätzlichen "schweren Photons" entspricht. Es ist außerdem sinnvoll, einen zweiten Abschneideparameter Λ_- einzuführen, um auch Abweichungen, die durch unerwartete Prozesse auftreten könnten, gegebenenfalls zu finden. Λ_- kann nicht als physikalische Größe interpretiert werden.

Der hadronische Wirkungsquerschnitt R wird durch die vorstehenden Annahmen durch einen zeitartigen Formfaktor $F_t(s)$ erweitert:

$$R \rightarrow R^* |F_t(s)|^2$$

mit

$$F_{\pm}(s) = 1 \mp s / (s - \Lambda_{\pm}^2)$$

Λ_{\pm} begrenzt die Ausdehnung r der Ladungsverteilung der untersuchten Fermionen gemäß

$$r \leq 2 \cdot 10^{-14} \text{ cm} / \Lambda_{\pm}$$

Der Aufbau der Quarks aus kleineren Bausteinen liesse angeregte Zustände derselben ähnlich den Quarkonia als möglich erscheinen. Es wäre weiterhin denkbar, daß selbst die verschiedenen Quarkflavor auf Anregungen solcher Teilchen zurückzuführen sind. Auf jeden Fall würde sich eine Änderung der Zahl der offenstehenden Freiheitsgrade durch die Kontinuumserzeugung von Quarkbausteinen in R durch einen schwellenartigen Anstieg bzw. Abfall bemerkbar machen. Die zweite Möglichkeit wäre die interessantere, weil der Fortfall von Freiheitsgraden bei der Erzeugung von Hadronen zur Zeit nur durch das Entstehen von neuen, elementarerer Teilchen erklärt werden kann. Dies könnte zu einer erneuten Vereinfachung des "Teilchenzoos" führen. Die Entdeckung solcher Vorgänge bleibt vermutlich aber -sofern überhaupt vorhanden- der nächsten Beschleunigergeneration vorbehalten.

2.4 Zusammenfassung der Möglichkeiten einer präzisen Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R mit dem Experiment CELLO

Wie später noch im Gang der Datenauswertung nachgewiesen werden wird, beträgt die durch das Experiment begrenzte Genauigkeit der Messung von R (systematischer Fehler) $\sim 5\%$. Der relative systematische Fehler zwischen den Meßpunkten ist kleiner als 2% .

Die Datenmenge umfasst Meßperioden bei 14, 22, 34, 38, 40-46, 44,1 und 46,3 GeV. Im Bereich von 40 bis 46,78 GeV wurde die Speicherringenergie vorwiegend in kleinen Schritten von 10-15 MeV erhöht, um die Suche nach Quarkonia oder anderen Resonanzen zu ermöglichen. Diese Schrittweite ergibt sich aus der vermuteten sehr schmalen Breite der Resonanzen, und aus der Unschärfe der Strahlenergie.

Zum ersten Ziel der Auswertung wird daher die Messung des absoluten Wertes von R werden, um die Korrekturen durch die Quantenchromodynamik auch bei hohen Energien zu bestätigen. Die Genauigkeit wird hier durch den absoluten systematischen Fehler begrenzt, durch die Unsicherheit der theoretischen Vorhersage, sowie durch den statistischen Fehler.

Bei den hohen Energiepunkten erwartet man deutliche Einflüsse der schwachen Wechselwirkung, nämlich einen Anstieg von R in der Größenordnung von 6%; abhängig vom Wert des Weinbergwinkels θ_W . Die Genauigkeit der Messung wird hier von den statistischen und den relativen systematischen Fehlern begrenzt.

Unter der Annahme, daß die genannten Vorhersagen gültig sind, lassen sich Grenzen für Quarksubstrukturen angeben.

Aus dem zur Resonanzsuche geeigneten Teil der Meßdaten lassen sich, sofern keine solchen nachgewiesen werden können, zumindest untere Grenzen für die Massen solcher Teilchen angeben. Diese Grenzen lassen sich durch die Untersuchung der Topologie der gefundenen hadronischen Ereignisse weiter verbessern. Kapitel 5 geht näher auf weitere Einzelheiten ein.

Man mag nun einwenden, daß die geschilderten Effekte für alle Fermionen gleich seien. Das ist aber nicht der Fall, weil als Normreaktion die Bhabhastreuung $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ verwendet werden wird. Der mittlere Impulsübertrag Q^2 ist bei dieser klein genug im Vergleich zur Annihilation, daß elektroschwache und andere geschilderte Einflüsse sich nur unmerklich auswirken. Davon mehr im Kapitel 5.

3. Das Experiment

Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Daten wurden in der Zeit von 1980 bis Ende 1984 mit dem Detektor Cello am e^+e^- -Speicherring PETRA auf dem Gelände des Hamburger Forschungszentrums DESY genommen. Im Folgenden werden der Speicherring und der Detektor unter besonderer Berücksichtigung der für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften und Komponenten beschrieben.

3.1 e^+e^- -Speicherringe

In e^+e^- -Speicherringen laufen Elektronen und Positronen auf gleichen Bahnen, jedoch mit einander entgegengesetztem Umlaufsinn. Ihre Energien sind einander gleich. Die Teilchen werden an Wechselwirkungspunkten frontal zur Kollision gebracht.

Im Gegensatz zu Beschleunigerexperimenten mit festem Target bietet dieses Prinzip den Vorteil, die Annihilation der Teilchen -abgesehen von Korrekturen für Energieverluste durch Bremsstrahlungsphotonen- im Schwerpunktsystem bei einer Schwerpunktenenergie von $2 \cdot E_{\text{Strahl}}$ beobachten zu können. Nachteilig ist allerdings die wesentlich geringere Ereigniszählrate dN/dt . Als Maß hierfür dient die Luminosität L , die den Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion mit der Zählrate gemäß

$$dN/dt = L \cdot \sigma$$

verbindet. Die Luminosität wird am größten, wenn Elektronen und Positronen möglichst eng zu Teilchenpaketen, sogenannten 'bunchen', zusammengefasst werden. Sie errechnet sich aus der Zahl n_b der 'bunche', den umlaufenden Strömen I_{\pm} und den Speicherringparametern wie folgt:

$$L = \frac{I_+ \cdot I_- \cdot \ell}{4\pi \cdot c \cdot e^2 \cdot n_b \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y}$$

wobei ℓ der Umfang des Speicherringes ist und $\sigma_{x,y}$ die Standardabweichung der Teilchenbahnen von der Sollbahn in den jeweiligen Koordinaten am Wechselwirkungspunkt ist.

Die maximale Strahlenergie wird durch die Synchrotronstrahlungsleistung P begrenzt. In diese Größe gehen der Umfang ℓ des Ringes und

der Krümmungsradius ρ der Ablenkstrecken wesentlich ein:

$$P \propto E^4 / (\lambda \cdot \rho)$$

Die Synchrotronstrahlung verursacht darüber hinaus eine Energieschärfe σ_E der Strahlen von

$$\sigma_E \propto E^2 / \rho$$

welche für die Suche und Untersuchung von Resonanzen von Bedeutung ist.

3.2 Der Speicherring PETRA

Der Speicherring PETRA wurde 1978 nach dreijähriger Bauzeit in Betrieb genommen. Tabelle 1 enthält seine wichtigsten Parameter. Er wird mit 2*2 bunchen gefüllt, so daß vier Wechselwirkungspunkte und damit vier getrennte Teilchendetektoren möglich wurden. Das hat unter anderem zur Folge, daß die Suche nach Resonanzen wie dem Toponium (dies war das Hauptziel von PETRA) durch das Zusammenfassen der Daten aller Detektoren wesentlich schneller durchgeführt werden kann.

Elektronen werden von einem Linearbeschleuniger (LinacI) mit einer Energie von 50 MeV in das Synchrotron DESY gefüllt, von diesem auf 7 GeV beschleunigt und anschliessend in PETRA gespeichert. Ein zweiter Linearbeschleuniger (LinacII) erzeugt Positronen durch den Beschuß eines Target. Die Positronen werden zunächst in einem kleinen Speicherring (PIA) gesammelt. Sobald ihre Anzahl groß genug ist, werden sie ebenfalls durch DESY auf 7 GeV beschleunigt und in PETRA gefüllt.

Nach Erreichen einer festgelegten Stromstärke werden die Elektron- und Positronbunche auf die gewünschte Strahlenergie beschleunigt. Im Anschluß daran werden die bunche durch Verändern der Magneto-optik möglichst fein auf die Wechselwirkungspunkte fokussiert, um eine hohe Luminosität zu erzielen. Wechselwirkungen zwischen den Teilchenpaketen können jedoch bei zu starker Fokussierung zu Unstabilitäten und damit zum Verlust der Strahlen führen.

Durch Stöße mit den im Vakuumrohr verbliebenen Gasatomen und

wegen aus anderen Gründen verlorengender Teilchen nehmen die Strahlströme exponentiell ab. Deshalb werden die Füllungen in Abhängigkeit vom Betriebszustand nach 3-8 Stunden durch neue ersetzt.

Abb. 10 gibt eine Übersicht über PETRA und das Beschleunigersystem bei DESY. In Abb. 12 sind die genommenen integrierten Luminositäten pro Energiepunkt aufgetragen. Die gesamte für diese Arbeit verfügbare integrierte Luminosität betrug 32990 nb^{-1} . Abb. 11 definiert das verwendete Koordinatensystem. Als weiterführende Literatur bieten sich /Loh80/ und /Des70/ an.

Tabelle 1
Parameter des Speicherringes PETRA (1984)

Umfang	2304 m	ℓ
Krümmungsradius	192 m	ρ
Nutzbare Länge der Wechselwirkungszonen	18 m	
Maximalenergie pro Strahl	23,39 GeV	E
Energieunschärfe	$0,023 \text{ MeV} * (2E/1\text{GeV})^2$	σ_E
Luminosität	$\sim 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	L
Zahl der bunche	2*2	n_b
Standardabweichung der Bahnen am Wechselwirkungspunkt	$\sim 0,05 \text{ cm}$ $\sim 0,004 \text{ cm}$	σ_x σ_y
typische Ströme	3...10 mA	I_{\pm}
Betriebsleistung zusammen mit Experimenten	$\sim 25 \text{ MW}$	

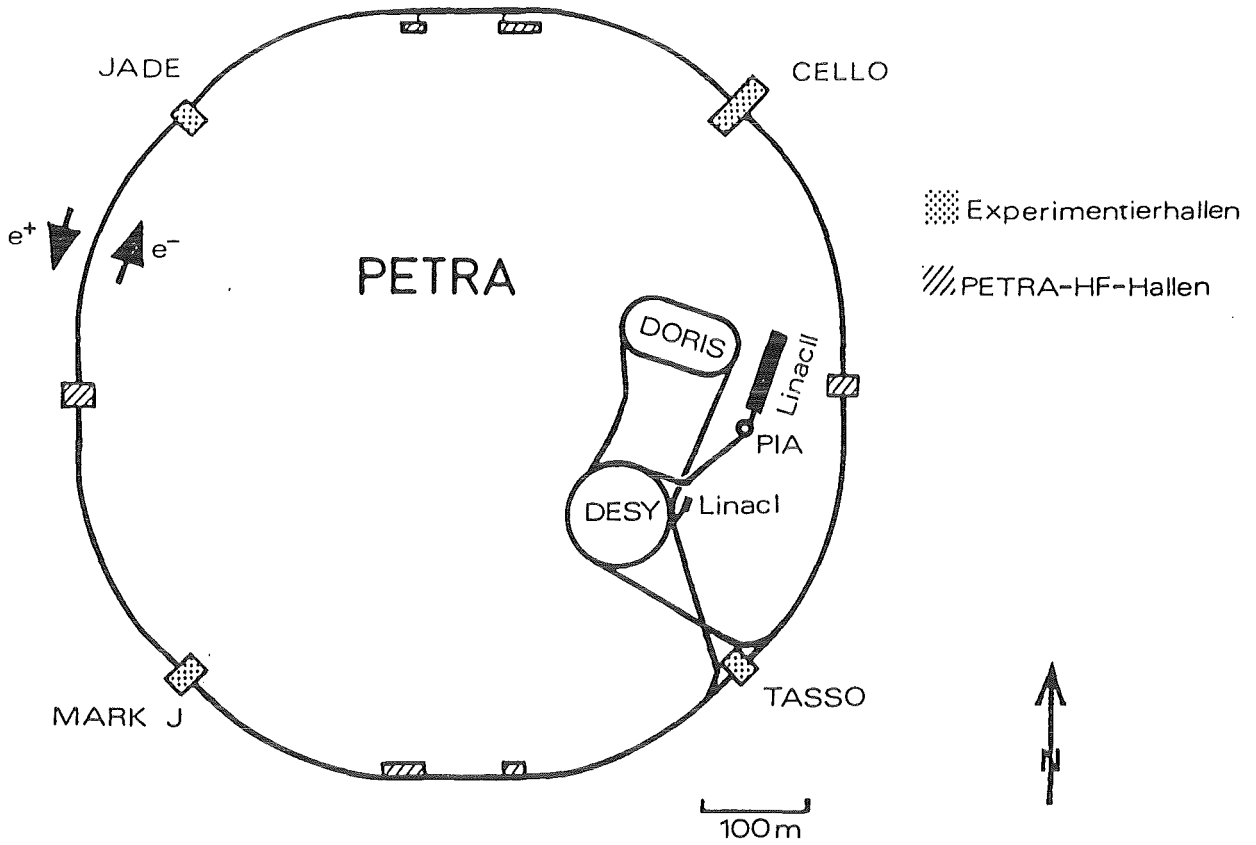


Abb. 10 Beschleuniger bei DESY

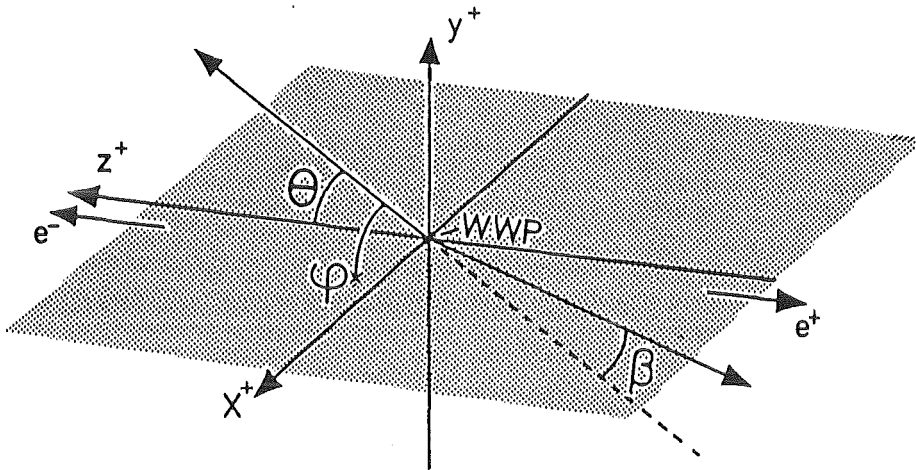


Abb. 11 Das verwendete Koordinatensystem
 Die polare r -Koordinate liegt in der xy -Ebene
 β ist der Akollinearitätswinkel im Raum

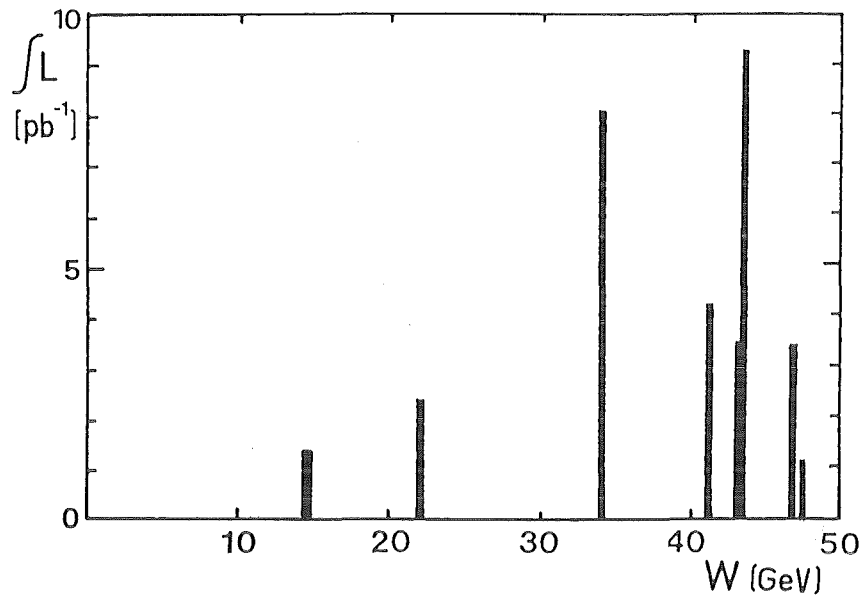


Abb. 12 Integrierte Luminositäten als Funktion der Schwerpunktenergie W

Einige Energiebereiche wurden zusammengefasst

3.3 Der CELLO Detektor

Der magnetische Detektor CELLO wurde im März 1980 am Speicherring PETRA in Betrieb genommen. Er wurde als Mehrzweckdetektor ausgelegt, der sich durch hohe Meßgenauigkeit, eine fast vollständige Überdeckung des Raumwinkels und eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit auszeichnet. Besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Identifizierung von Elektronen, Müonen und Photonen gelegt. Der Detektor ermöglicht somit genaue Untersuchungen von leptonischen Endzuständen, die Suche nach neuen vorausgesagten oder unerwarteten Reaktionen und Analysen nahezu aller im Energiebereich von PETRA auftretender Wechselwirkungen.

Der Detektor ist in der Lage, die Impulse geladener Teilchen über einen Raumwinkel von 96% von 4π mit guter Genauigkeit zu messen. Der gleiche Wert gilt für den Nachweis von Photonen. Zum Strahlrohr hin schliessen sich Bleiglasschauerzähler an. Sie erweitern den Meßbereich auf 97% von 4π . Abb. 13 zeigt eine schematische Ansicht des Detektors. Maßstabsgerechte Schnitte entlang der Hauptachsen des CELLO-Koordinatensystems stellt Abb. 14 dar. Der folgende Absatz enthält eine kurze Übersicht über die Komponenten des Detektors. Diese werden in den anschließenden Abschnitten näher betrachtet /CEL80/.

CELLO setzt sich aus folgenden Detektorkomponenten zusammen: Das PETRA-Vakuumrohr wird von einem zylindrischen

- **Spurdetektor** umgeben. Zusammen mit einer dünnen supraleitenden
- **Solenoidspule**, welche in seinem Inneren ein homogenes Magnetfeld von 1,32 T erzeugt, ermöglicht er die Messung der Impulse sowie des Ladungsvorzeichens geladener Teilchen. Die Stirnseiten des Spurdetektors werden von je zwei ebenen
- **Proportionalkammern** abgeschlossen, um auch nahe der Strahlachse verlaufende Spuren messen zu können. Die Spule und die Spurdetektoren umschliesst ein
- **Blei-Flüssig-Argon Kalorimeter**. Es misst die an das Detektormaterial abgegebene Energie und den Ort von mit Materie wechselwirkenden Teilchen. Da sich zudem die Schauerentwicklung in die Tiefe des Kalorimeters hinein verfolgen lässt, wird die Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern möglich. Es weist auch minimal ionisierende Teilchen nach. Das Kalorimeter umgibt ein eisernes
- **Rückflußjoch** für das Magnetfeld der Spule. Es absorbiert zugleich hadronische Teilchen, wird aber von Müonen mit Impulsen >1 GeV durchdrungen. Deren Nachweis außerhalb des Jochs und damit deren Erkennung erfolgt durch ein 200 m^2 überdeckendes System von ebenen
- **Müonkammern**. An das Kalorimeter fügen sich um das Strahlrohr herum

- Bleiglas-Schauerzähler an. Sie erweitern den Meßbereich und dienen zur Bestimmung der Luminosität während der Meßzeit mit hoher Statistik.

Alle aktiven Komponenten liefern schnelle Ausgangssignale, die die Entscheidung eines

- Triggers in weniger als $4 \mu\text{s}$ ermöglichen. Vom Trigger angenommene Ereignisse werden über eine Kette von
- Meß- und Ausleseelektronik zu
- Kleinrechnern geschickt. Auf dieser Ebene werden Untergrundereignisse zum Teil unterdrückt, die Meßdaten zur weiteren Verarbeitung formatiert, und zum Rechenzentrum von DESY übertragen. Dort werden die Daten auf Magnetbändern gespeichert.

Seit 1982 wurde der Spurdetektor durch einen auf dem PETRA-Strahlrohr angebrachten

- Vertexdetektor ergänzt, um die Impulsauflösung und die Berechnung des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes bzw. des/der Ursprünge von Teilchenspuren zu verbessern. Seit Mitte 1984 überdeckt ein
- Szintillationszähler eine vom Blei-Flüssig-Argon Kalorimeter nicht überdeckte Lücke. Er ermöglicht es in vielen Fällen zu entscheiden, ob ein Ereignis vom Detektor vollständig erfasst wurde und gestattet so aussagekräftige Untersuchungen zu Auffinden von Teilchen, die von supersymmetrischen Theorien vorausgesagt werden.

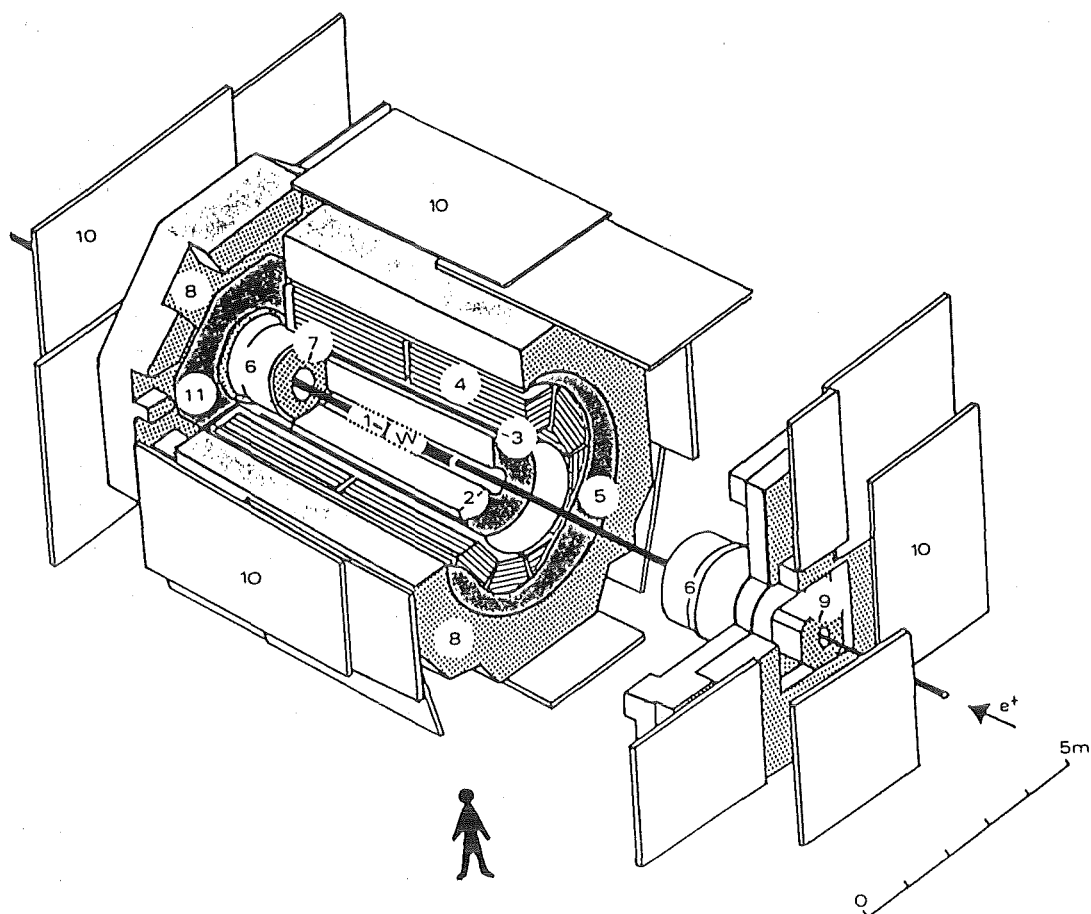


Abb. 13 Schematische Ansicht des CELLO-Detektors

Die Stirnflächen des Detektors sind teilweise bzw. ganz aufgefahen dargestellt. Vom Zentralteil wurde auf der Zeichnung ein Viertel weggeschnitten. Die Nummern der Komponenten werden in Abb.14 erklärt.

CELLO

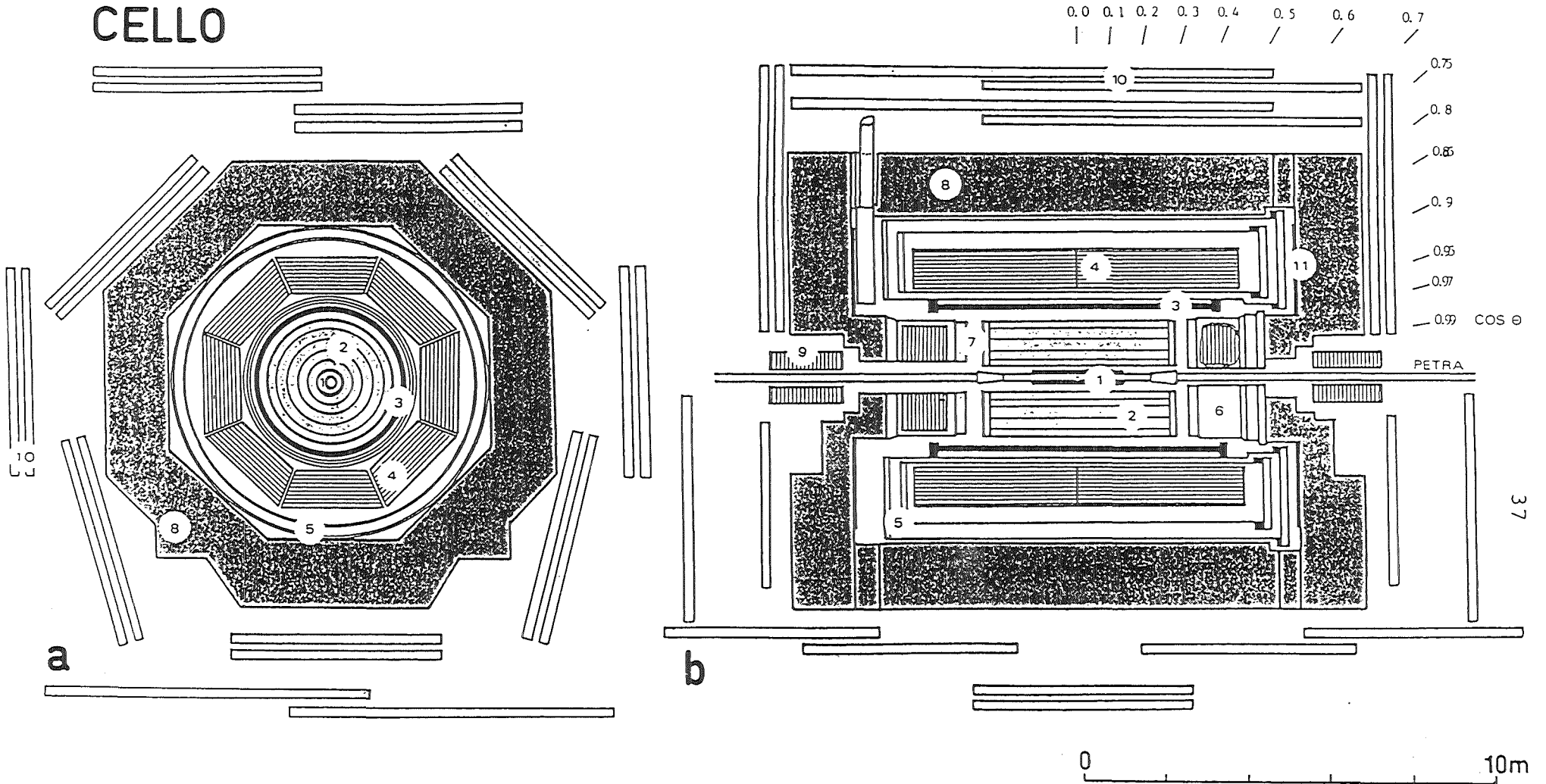


Abb. 14 Schnitt durch den Detektor CELLO entlang der Koordinatenebenen

a) $r\phi$ -Ebene b) rz -Ebene

W	Wechselwirkungspunkt	6	Endkappenkalorimeter mit Kryostat
1	Vertexdetektor	7	Endkappen-Proportionalkammern
2	Spurdetektor	8	eisernes Rückflußjoch
3	supraleitende Spule	9	Vorwärts-Kalorimeterzähler
4	zentrales Kalorimeter	10	Müonkammern
5	Kryostattank	11	Szintillatorzähler

3.3.1 Der Spurdetektor

Der Spurdetektor besteht aus ineinander geschachtelten Lagen von Drift- und Proportionaldrahtkammern. Seine Aufgabe ist es, den Impuls, das Ladungsvorzeichen und die Bewegungsrichtung geladener Teilchen mit Hilfe des von der supraleitenden Spule erzeugten Solenoidfeldes zu bestimmen /Boe78/, /CEL80/, /Coh80/, /Bin83/. Die gewählte Bauweise zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus:

Die Driftkammern erlauben eine sehr genaue Messung des Verlaufes von Teilchenspuren in der $r\phi$ -Ebene. Sie ermöglichen dadurch auch bei hohen Teilchenimpulsen die Ladungs- und Impulsbestimmung.

Die Signale der Proportionalkammer-Anodendrähte sind nicht wie bei den Driftkammern zeitlich zueinander verzögert. Sie werden daher und wegen ihres geringen räumlichen Abstandes voneinander bevorzugt für Spurtriggerentscheidungen verwendet. Der enge Drahtabstand der Anodendrähte lässt schon auf der Ebene der Triggerentscheidung eine erste, wenn auch recht grobe Impulsbestimmung von Teilchenspuren zu.

Die Kathoden der Proportionalkammern sind in Streifen unterteilt, die in Winkeln von 90° bzw. 30° zu den Anodendrähten verlaufen. Am Ort der Signalentstehung auf einem Anodendraht wird auch auf den am nächsten benachbarten Kathodenstreifen ein elektrisches Signal influenziert. Durch den Vergleich von Kathoden- und Anodenkoordinaten lassen sich Raumpunkte einer Teilchenspur finden und Mehrdeutigkeiten aufzulösen. Für den Spurtrigger werden Spuren in der rz -Ebene ausgelesen.

Eine weitere wesentliche Anforderung an den Spurdetektor war eine möglichst geringe Strahlungsdicke, damit die Energie- und Impulsmessung nicht durch Vielfachstreuung oder frühzeitiges Aufschauer verschlechtert würde. Auch würde das Erkennen von Photonen durch das häufigere Entstehen von e^+e^- -Paaren erschwert. Daher fiel die Wahl auf die in Abb. 15 gezeigte einfache Driftzelle mit nur drei zusätzlichen Kathodendrähten pro Signaldraht und einem verhältnismässig großem Volumen. Nachteilig ist die starke Winkelabhängigkeit der Driftzeit-Ortsbeziehung hervorgerufen von der Ablenkung der Wege der driftenden Elektronen durch Lorentzkräfte. Die Kathoden der Proportionalkammern bestehen ebenfalls aus wenig Materie, nämlich aus Zylindern aus Mylarfolie, auf die Kathodenstreifen mit Leitsilberlack aufgetragen wurden.

Die Drähte werden von Aluminiumscheiben an den Enden des Detek-

torvolumens getragen. Die Summe der Drahtspannungen beträgt etwa 30000 N. Diese Kraft wird von einem gleichzeitig als Außenmantel dienenden Aluminiumzylinder von 4mm Wandstärke aufgefangen. Im Inneren des Detektors sorgt eine Mylarfolie für den gasdichten Abschluß des Detektorvolumens. Abb.15b zeigt eine schematische Ansicht des Detektors mit einem Schnitt bis in eine Proportionalkammer hinein, um den Verlauf der Drähte und Kathodenstreifen zu veranschaulichen. Tabelle 2 führt die Folge von Drift- und Proportionalkammern auf. Tabelle 3 enthält die technischen Daten des Detektors. Tabelle 4 vermittelt die für physikalische Auswertungen wichtigen Eigenschaften des Detektors.

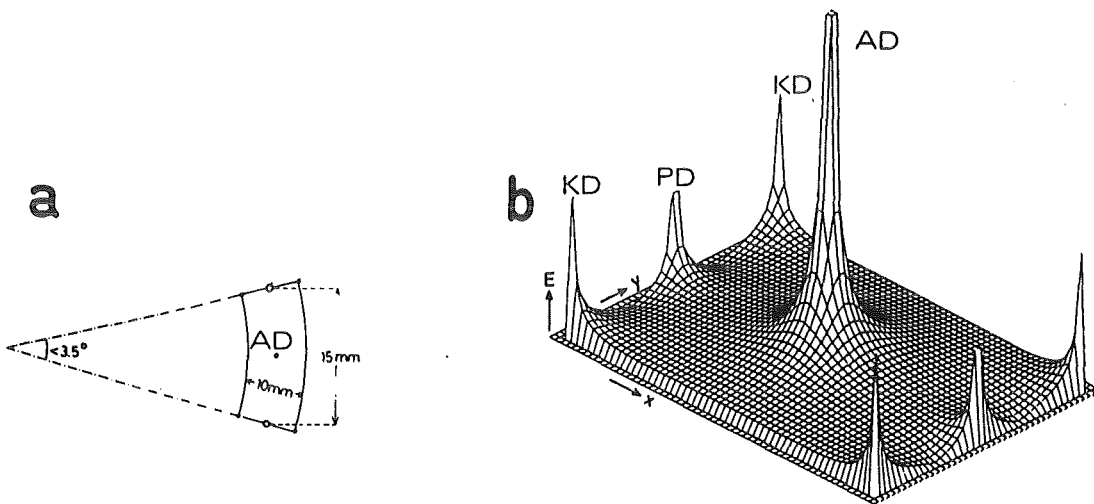


Abb. 15a Die Driftzelle des Spurdetektors

a) Geometrie einer einzelnen Zelle. Die gezeigten Potentialdrähte dienen gleichzeitig als Potentialdrähte für die benachbarten Driftzellen.

b) elektrische Feldstärke innerhalb einer Driftzelle bei einer Anoden- Kathodendrahtspannung von 1900 V.
AD = Anodendraht, KD,PD = Kathodendraht

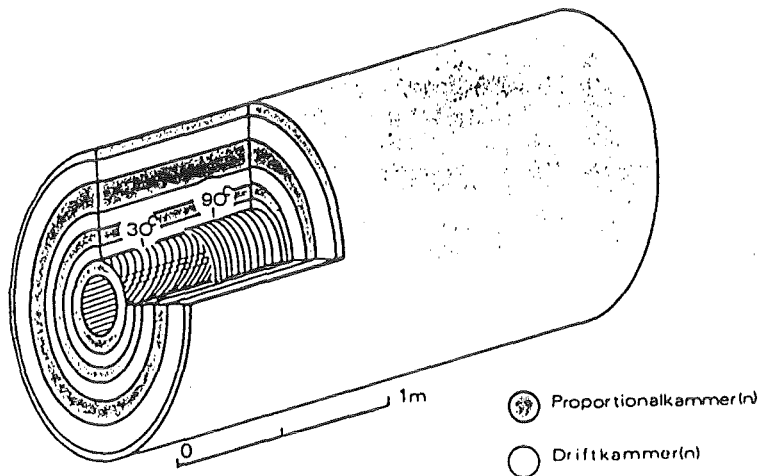


Abb. 15b Der Spurdetektor

Der aus 5 Proportional- und 7 Driftkammern zusammengesetzte Detektor wurde hier bis zur Proportionalkammer PC 2 aufgeschnitten. Dadurch ist der Verlauf der 30° - und 90° Kathoden sowie der Anodendrähte erkennbar.

Tabelle 2
Die Kammern des CELLO-Spurdetektors

Lage	Typ	Radius r (cm)	Zahl d. Anoden	Anodenabstand (mm)	Zahl der Streifen 90°	Zahl der Streifen 30°
1	PC	17.0	512	2.09	252	256
2	PC	21.0	512	2.58	228	256
3	DC	25.5	104	15.41	-----	
4	DC	30.4	128	14.92	-----	
5	PC	35.7	1024	2.19	366	512
6	DC	40.2	168	15.03	-----	
7	DC	45.1	192	14.76	-----	
8	DC	50.0	208	15.10	-----	
9	PC	55.3	1536	2.26	420	768
10	DC	59.8	256	14.68	-----	
11	DC	64.7	256	15.88	-----	
12	PC	70.0	1536	2.86	494	768

Tabelle 3
Technische Daten des Spurdetektors

Länge der Drähte	2,20 m
Abstände vom Wechselwirkungspunkt	0,17-0,70 m
Funktionsart	5 Proportionalkammern 7 Driftkammern
<u>Proportionalkammern:</u>	
Zahl der Anodendrähte	5120
Material	20 µm / W vergoldet
Zahl der Kathodenstreifen	2560 (30°) 1760 (90°)
Material	Silberleitlack auf Mylar
Gasfüllung:	80% Ar + 20% Isobutan + 0,18% Freon
<u>Driftkammern:</u>	
Zahl der Anodendrähte	1312
Material	20 µm W vergoldet
typ. Driftgeschwindigkeit	50 µm/ns
Zeitauflösung d. Elektronik	3,15 ns
Zahl der Kathodendrähte:	
Potentialdrähte	1312
Material	100 µm / Cu-Be
Kathodendrähte	2624
Material	50 µm / Cu-Be
Gasfüllung:	90% Ar + 10% Methan (bis Ende 1982) 50% Ar + 50% Äthan (ab Ende 1982)
Druck:	Normaldruck

Tabelle 4
Physikalische Eigenschaften des Spurdetektors

Überdeckter Raumwinkel (8 Kammern)	91% von 4π ($0 < \cos < 0.91$)
Impulsauflösung σ_{p_T} / p_T^2	2.9% (mit Ar/Methan) 2.0% (+ Vertexfit) 2.2% (mit Ar/Äthan) 1.3% (+ Vertexdetektor)
Vertextauflösung	800 μm (ohne Vertexdet.) 300 μm (mit Vertexdet.)
Driftkammern:	
Ortsauflösung $r\phi$	210 μm (Ar/Methan) 130 μm (Ar/Äthan)
Winkelauflösung	3 mrad
Proportionalkammern:	
Ortsauflösung $r\phi$	\sim Drahtabstand / $\sqrt{12}$
Ortsauflösung rz	440 μm
Winkelauflösung rz	2 mrad
Material vor dem Detektor ($\cos\theta=0$)	1% X_0 (bis E.1982) 2% X_0 (ab E.1982)
Detektordicke	6% X_0

3.3.2 Der Vertexdetektor

Zur Verbesserung der Impuls- und Vertextauflösung wurde im August 1982 ein aus zwei Lagen von Driftrohren bestehender Vertexdetektor auf dem PETRA-Strahlrohr angebracht. Die Verbesserung dieser Auflösungen wurde bereits in Tabelle 4 aufgeführt. Das einzelne Driftrohr besteht aus einem dünnen gasgefüllten Aluminiumrohr, entlang dessen Achse ein Anodendraht gespannt wurde. Die beiden Lagen wurden um einen halben Rohrdurchmesser gegeneinander versetzt. Dem Nachteil der ϕ -Abhängigkeit der Detektoreigenschaften und der zusätzlichen Strahlungsdicke steht die gute elektrische Trennung der Driftzellen und damit das geringe Übersprechen entgegen. Tabelle 5 enthält die wesentlichen Eigenschaften des Vertexdetektors /Sac84/.

Tabelle 5
Der Vertexdetektor

Zahl der Driftrohre		2 * 128
Abstand vom Vertex	Lage 1	109,0 mm
	Lage 2	113,7 mm
Drahtlänge		1000 mm
Wandstärke		0,18 mm Aluminium
Draht		30 μ m W / Re vergoldet
Gasmischung		50% Ar + 50% Äthan
Ortsauflösung		181 μ m
Strahlungsdicke		1,23% X ₀
Akzeptanz		$0 < \cos\theta < 0.96$

3.3.3 Die Endkappen-Proportionalkammern

Teilchen, deren Bahnen in kleinen Winkeln zum Strahlrohr verlaufen, durchqueren nur wenige Kammern des zentralen Spurdetektors. Hier liefern die auf den Stirnflächen der Endkappen-Schauerzähler befestigten Proportionalkammern zwei zusätzliche Raumpunkte zu jeder Spur /CEL80/.

Zwei elektrisch voneinander getrennte, halbkreisförmige Proportionalkammern sind jeweils zu einem Detektorviertel zusammengeklebt (siehe auch Abb. 17 b). Die Einzelkammern verfügen über radial und zirkular verlaufende Kathodenstreifen. Sie unterscheiden sich nur in der Spannrichtung der Anodendrähte. Zum Auffinden von Raumpunkten werden sowohl die Kathoden, als auch die Anoden ausgelesen. Tabelle 6 enthält die weiteren Daten der Kammern.

Tabelle 6
Daten der Endkappen-Proportionalkammern

Abstand vom Wechselwirkungspunkt	1405-1425 mm
Radius des Meßvolumens	210- 660 mm
Akzeptanz	$0.886 < \cos\theta < 0.989$
Überdeckter Raumwinkel	9 % von 4π
Ortsauflösung	5 mm
Strahlungsdicke (gemittelt)	10% X ₀

3.3.4 Die supraleitende Magnetspule

Die supraleitende Magnetspule erzeugt im Spurdetektor ein homogenes Magnetfeld von 1,32 T. Sie zeichnet sich durch die geringe Strahlungsdicke und die geringe Betriebsleistung aus. Bei konventioneller Bauweise läge der Leistungsbedarf im MW-Bereich und erforderte daher aufwendigere Kühlungsmaßnahmen. Die Spulenumwicklungen werden innerhalb des Kryostaten durch flüssiges Helium gekühlt. Tabelle 7 enthält weitere Daten /Des81/.

Tabelle 7
Daten der supraleitenden Magnetspule

Länge	400 cm
Radius	80 cm
Betriebsfeld	1,32 T
Betriebsstrom	2954 A
maximales Feld	1,5 T
Strahlungsdicke ($\cos\theta = 0$)	0,49X ₀
Material der Wicklung	Nb-Ti in Cu

3.3.5 Der Flüssig-Argon Schauerzähler

Das Flüssig-Argon Kalorimeter stellt ein besonderes Merkmal des CELLO-Detektors dar. Diese Technik wird erst seit wenigen Jahren durch die Entwicklung rauscharmer, ladungsempfindlicher Vorverstärker zum Messen von Eingangssignalen von wenigen Femtocoulomb möglich /Eng 80//TAS81//MAR80/.

Flüssig-Argon Schauerzähler verbinden die Vorteile guter Orts- und Energieauflösung mit kompakter Bauweise, guter Langzeitstabilität und einer weitgehenden Freiheit bei der Auslegung des Nachweisbereiches. Grundsätzlich besteht ein solches Kalorimeter aus gegeneinander auf Hochspannung liegenden Lagen von aufschau-

erndem Material wie Blei, Eisen oder Uran, zwischen denen sich flüssiges Argon als Nachweismedium für die entstandene Ionisation befindet. Durch die Hochspannung werden die positiven und negativen Ladungen voneinander getrennt. Sie influenzieren dabei auf den Metallflächen eine meßbare Ladung.

Das zentrale Flüssig-Argon Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten, der die Magnetspule direkt umgibt. Es wurde in 16 einzelne Blöcke, die sogenannten 'stacks', eingeteilt. Innerhalb der stacks wechseln sich Lagen von Bleiplatten (auf Erdpotential) mit Lagen aus Bleistreifen (auf Hochspannung) ab. Die Streifen verlaufen unter Winkeln von 0, 45 und 90 Grad zur Strahlachse (siehe auch Abb. 16). Die auf ihnen influenzierte Ladung wird ausgelesen. Durch die drei unterschiedlichen Richtungen der Streifen können Raumpunkte eines Schauers bestimmt werden, und Mehrdeutigkeiten aufgelöst werden. Der Vergleich hintereinanderliegender Lagen erlaubt es, die Schauerentwicklung in die Tiefe zu beobachten.

Vor den Bleilagen befinden sich noch Lagen aus kupferbeschichtetem Epoxydharz. Mit ihrer Hilfe kann die Ionisationsdichte einer Teichenspur gemessen werden.

Zum Strahlrohr hin schließen sich die Endkappen-Schauerzähler an. Sie bestehen aus je zwei halbkreisförmigen stacks. Die Streifen verlaufen in x- und y- Richtung, sowie zirkular (siehe Abb. 17a und Abb. 14). Weitere technische Daten enthält Tabelle 8. Die für Auswertungen wichtigen physikalischen Eigenschaften des Kalorimeters fasst Tabelle 9 zusammen. Vor dem 1982 erfolgten Einbau zusätzlicher elektronischer Kanäle waren teilweise weit voneinander entfernt verlaufende Streifen miteinander verodert.

Die Ausgangssignale werden über bis zu 12 m lange, dünne Kabel aus dem Kryostattank herausgeführt. Bei koaxialen Kabeln oder kürzeren Längen wäre die Wärmeleitung in den Innentank hinein zu groß. Die Vorverstärker sind direkt neben den Kabeldurchführungen angebracht. Die Signale werden über einen kleinen Anpassungstransformator in die jeweiligen Verstärkereingänge eingespeist. Dadurch steigt das Verstärkerrauschen nicht linear mit der Kapazität des angeschlossenen Streifens an, sondern nur mit der Wurzel der Kapazität. Da die Transformatoren nur eine begrenzte Leistung übertragen können, sind

die hochempfindlichen Eingänge sicher vor Schäden durch Hochspannungsüberschläge geschützt. Zur Eichung wird auf die Eingänge durch Testpulse eine auf etwa 5% genau bekannte Ladungsmenge übertragen.

Die nachfolgende Elektronik wandelt die vorverstärkten Signale in digitale Worte mit einer Auflösung von 1023 Kanälen um. Damit bei einem Ereignis nicht stets alle 10720 Kanäle ausgelesen und gespeichert werden müssen, werden alle Kanäle, deren Signal kleiner ist als $1...2,5\sigma$ des Verstärkerrauschens, unterdrückt. Die Elektronik liefert dem Trigger gleichzeitig analoge Summensignale von ganzen Streifenlagen innerhalb der stacks.

Während einer Meßperiode ändern sich Rauschen und Nullpunkt eines Verstärkers im Mittel um weniger als einen digitalen Kanal. Der Verstärkungsfaktor schwankt um nicht mehr als 2%.

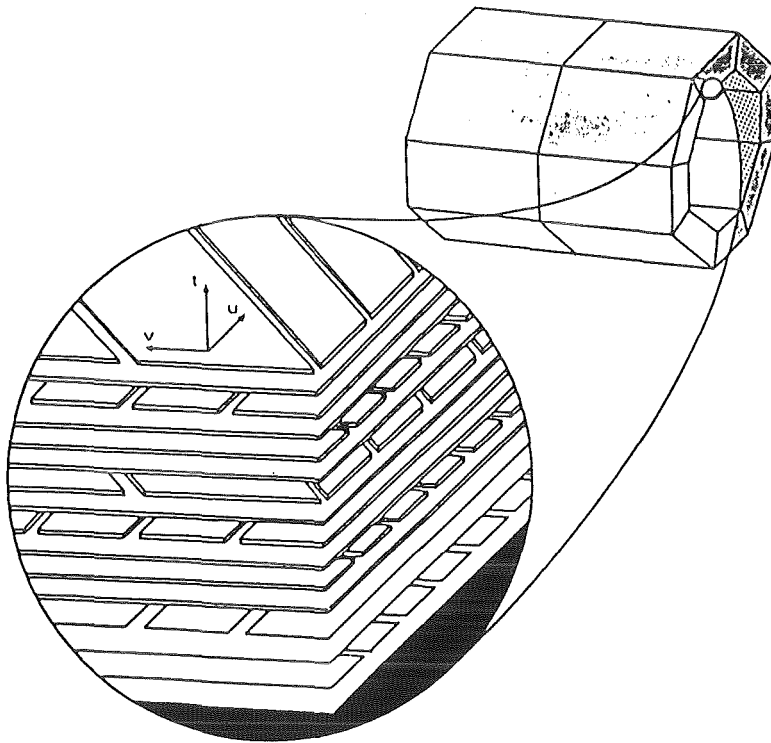


Abb. 16 Schnitt durch ein 'stack' des Flüssig-Argon Kalorimeters
Ein 'stack' besteht aus abwechselnden Lagen von Streifen und Platten (siehe Text). Die Orientierung des relativen Koordinatensystems (u-, v- und t-Koordinate) ist eingezeichnet.

Tabelle 8
Technische Daten des Flüssig-Argon Kalorimeters

Zentralteil:

Länge des Meßbereichs	4,0 m
radialer Meßbereich	1,07-1,52 m
Anzahl der elektronischen Kanäle	6144 (bis Ende 1982) 9248 (ab Ende 1982)

Endkappen:

radialer Meßbereich	0,23-0,66 m
Anzahl der elektronischen Kanäle	1472

Dicke der Bleistreifen (-Lagen)	1,2 mm
Abstand der Ebenen	3,6 mm
typische Hochspannungen	2 ... 5 kV

Tabelle 9
Physikalische Eigenschaften des Flüssig-Argon Kalorimeters

Zentraler Teil:

Dicke des Zählers	20 X ₀ 1,0 Absorptionslängen
Material vor dem Zähler	1,1 X ₀ (gemittelt über θ) 0,2 Absorptionslängen
Energieauflösung nach 1,1 X ₀	13%/√E
Ortsauflösung (e.m. Schauer E>10 GeV)	4 mrad
Akzeptanz	0 < cos θ < .90
Lücken zwischen den stacks	3,5% von der Akzeptanz
π/e Trennung	4*10 ⁻³

Endkappen:

Material vor dem Zähler	1,2X ₀ (gemittelt über θ)
Energieauflösung	20%/√E
Ortsauflösung	6 mrad
Akzeptanz	0.91 < cos θ < 0.995
typische Ladungsausbeute (elektromag.)	500 - 800 fC/GeV
typisches Rauschen einzelner Kanäle (C=Kapazität des ausgelesenen Streifens)	1fC*√C/lnF

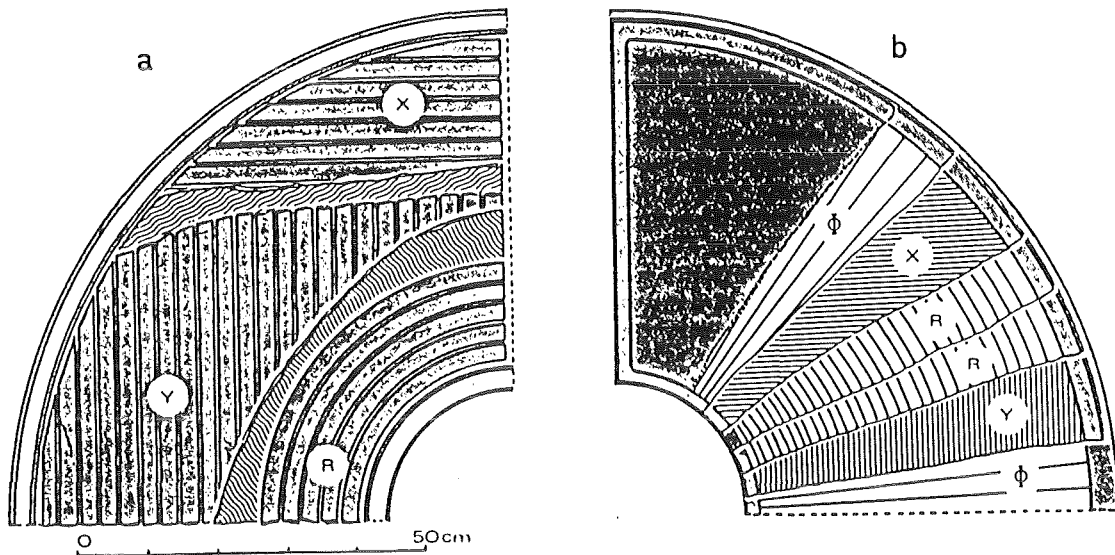


Abb. 17 Schnitt durch Endkappenschauerzähler und -Proportionalkammer
 Ansichten vom Wechselwirkungspunkt aus
 a) Der Endkappen-Schauerzähler entspricht im Aufbau dem Zentralteil mit dem Unterschied, daß eine Lagenorientierung in radialer Richtung verläuft.
 b) Endkappen-Proportionalkammer. Die Anodendrähte verlaufen in X- und Y-Richtung, die Kathoden in der radialen (r) und zirkularen (ϕ) Richtung.

3.3.6 Der Müon-Detektor

Das eiserne Rückflußjoch lässt mit seiner Dicke von 5-8 Absorptionslängen hadronische Teilchen aufschauern, wird aber von Müonen mit Impulsen $p > 1 \text{ GeV}$ durchdrungen. Diese Müonen werden von einem großflächiges System von Driftkammern außerhalb des Eisenjochs nachgewiesen und damit gleichzeitig erkannt.

Die Anodendrähte werden durch einzelne Potentialdrähte elektrostatisch voneinander getrennt. Die Kathodenflächen sind als Streifen ausgebildet. Sie verlaufen in Winkeln von $\pm 34^\circ$ zu den Anodendrähten. Sowohl die Anodendrähte, als auch die Kathodenstreifen werden ausgelesen, um eindeutige Raumpunkte bestimmen zu können. Da die Bahnen der Müonen im Eisenjoch durch Vielfachstreuung verändert werden, genügt eine Genauigkeit der Ortsbestimmung von etwa 1 cm. Es reicht daher aus, nur die Adresse der Anodendrähte ohne Driftzeitinformation auszulesen. Die mechanische Stabilität der 6-12 m² großen Kammern wird durch je zwei leichte, 6 cm starke Wabenstruktur-Platten gewährleistet. Abb. 18 zeigt einen Schnitt durch den Rand einer Müonkammer. Tabelle 10 führt die Kammereigenschaften auf.

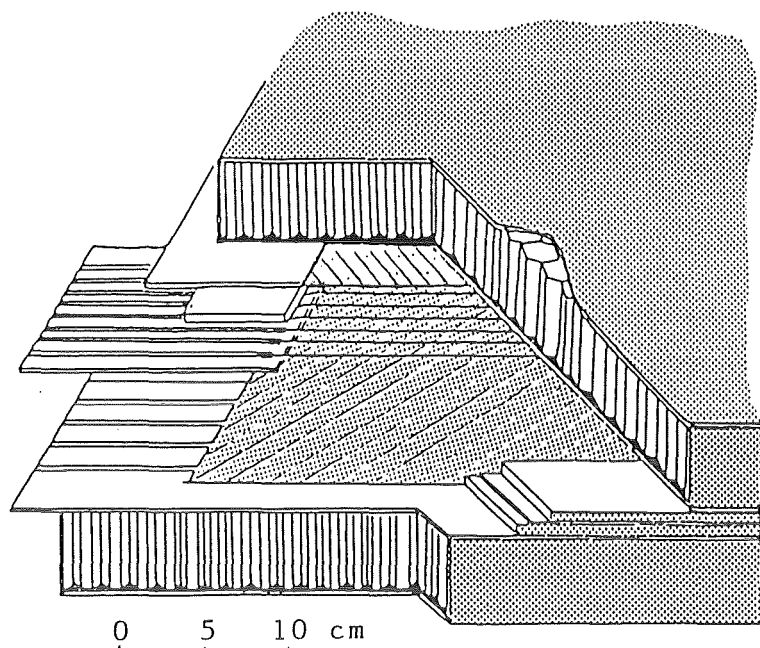


Abb. 18 Schnitt durch eine Müonkammer
 Der Verlauf der Anoden- und Potentialdrähte sowie der Kathodenstreifen wird hier erkennbar.

Tabelle 10
 Eigenschaften der Müon-Kammern

Zahl der Kammern	32
Überdeckter Raumwinkel	92 % von 4π
Genauigkeit der Bestimmung von Raumpunkten	± 6 mm
Abstand der Anodendrähte	12,7 mm
Breite der Kathodenstreifen	10,6 mm

3.3.7 Der Vorwärts-Zähler

Der Raumwinkelbereich von 45 mrad - 110 mrad wird von je einem Bleiglas-Schauerzähler auf jeder Seite des Detektors erfasst. Er besteht aus 40 Bleiglasblöcken mit einer Strahlungsdicke von insgesamt $20X_0$. Die Energieauflösung beträgt über den Detektor gemittelt $5\%/\sqrt{E}$. Die Blöcke werden von Photomultipliern ausgelesen.

Mit Hilfe des Vorwärts-Zählers ist es möglich, während der Meßzeit eine vom Flüssig-Argon Kalorimeter unabhängige Luminositätsbestimmung vorzunehmen. Da er im genannten Raumwinkelbereich auch die durch Wechselwirkung von zwei Photonen gestreuten Elektronen bzw. Positronen nachweisen kann, werden seine Ausgangssignale daneben für Triggerentscheidungen herangezogen.

3.3.8 Der Szintillatorzähler

Der Bereich von $0.87 < |\cos\theta| < 0.91$ wird vom zentralen und den Endkappenkalorimetern nicht oder nur unvollständig erfasst. Um trotzdem entscheiden zu können, ob durch diese Lücke Teilchen den Innenbereich des Detektors verlassen haben, wurde dort ein doppellagiger Szintillatorzähler mit einer Dicke von insgesamt $8 X_0$ eingebaut (siehe auch Abb. 13). Die Auslese erfolgt durch Photomultiplier.

3.3.9 Die Triggerlogik

Elektron- und Positronbunche treffen an den Wechselwirkungszonen PETRAS mit einer Frequenz von 260 kHz aufeinander. Die Rate der e^+e^- -Wechselwirkungen liegt im möglichen Energiebereich dagegen deutlich unter 1 Hz. Das Erkennen solcher Ereignisse stellt eine Aufgabe des CELLO-Triggersystems dar.

Die zweite Aufgabe besteht in dem Verwerfen von Untergrundeignissen wie Strahl-Gas- oder Strahl-Vakuumrohrwechselwirkungen. Auch hier werden im Innendetektor hochenergetische Teilchenspuren von Kerntrümmern und im Kalorimeter Ladungen nachgewiesen. Ein weiteres Problem bereitet die Synchrotronstrahlung der 'bunche'. Die Ursache hierfür ist hauptsächlich die Magnetoptik von PETRA, die die Strahlen auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert. Die Ablenkung der Teilchenbahnen in den Strahlen induziert die Aussendung von Photonen. Bei den höchsten erreichten Energien wurden je Ereignis im Mittel 40-50 Synchrotronstrahlungsphotonen im Spurdetektor nachgewiesen. Die Signale des Kalorimeters dürfen von der Triggerlogik ebenfalls nicht ungeprüft übernommen werden, weil die höchstempfindliche Elektronik auch auf Störungen aus der Umwelt ansprechen kann.

Der CELLO-Trigger wurde daher so ausgelegt und aufgrund der gewonnenen Erfahrungen und der Strahlbedingungen weiterentwickelt, daß er die e^+e^- -Ereignisse des Meßprogrammes fast vollständig erkennt und trotzdem die Rate an Untergrundeignissen auf ein vertretbares Maß begrenzt. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Ereignisklassen werden vom Trigger mit mehr als 96% Wahrscheinlichkeit erkannt.

Eine obere Grenze für die Triggerrate stellt die durch die Auslese von Ereignissen aus der Detektorelektronik verursachte Totzeit, die mögliche Übertragungsrate vom Experiment zum DESY-Rechenzentrum und der zur weiteren Auswertung notwendige Aufwand an Rechenzeit und Speichermedium dar. Die Rate sollte daher möglichst unter 3 Hz liegen.

3.3.9.1 Entstehung der Triggersignale des Spurdetektors

Um zu einer Triggersignalentscheidung in der $r\phi$ -Ebene zu kommen, werden die Signale der 5 Proportionalkammern und der Driftkammern Nr. 4 und 6 verwendet. Der enge Drahtabstand der Proportionalkammer-Anodendrähte erlaubt es, eine erste Spurfinding in Verbindung mit einer groben Impulsmessung zu erhalten. Der Spurdetektor wurde dazu in 64 Sektoren eingeteilt (siehe Abb. 19). Die Adressen der Drähte, die ein Signal erzeugt haben, werden mit allen erlaubten Drahtkombinationen (diese stehen in einem RAM-Speicher) verglichen. Der minimale Impuls p_T , der für eine Spur verlangt wird, beträgt 200 MeV. Er kann aber auf höhere Werte eingestellt werden bis $p_T \sim \infty$. Das Ansprechen jeder der 7 Kammern ist nicht erforderlich. Es ist möglich, in nur 5 oder 6 der Kammern ein Signal zu verlangen. Weiterhin ist das Vorkommen von mehreren Spuren in ein und demselben Sektor erlaubt. Für die spätere Triggerentscheidung wird aber nur die Zahl der verschiedenen Sektoren gezählt.

Die rz-Ebene wurde nach dem gleichen Verfahren in 37 Sektoren unterteilt. Hier werden die Kathodensignale verarbeitet. Eine rz-Spur wird durch mehr als 2 oder 3 auf einer Geraden liegenden Punkte definiert.

Drahtkombinationen werden nur dann als Spuren akzeptiert, wenn der dichteste Abstand der extrapolierten Spur vom Wechselwirkungspunkt in der $r\phi$ -Ebene nicht mehr als 10 mm, und in der rz-Ebene nicht mehr als 150mm beträgt. Diese Bedingung verwirft den größten Teil der Strahl-Gas oder Strahl-Vakuumrohrwechselwirkungen. Bis zum Treffen der Entscheidung vergehen etwa 600 ns.

Die gefundenen Spuren werden von einer Entscheidungslogik weiterverarbeitet. Zunächst wird entschieden, ob mehr als eine vorgegebene Zahl von Sektoren Spuren enthält.

Weiterhin wird überprüft, ob die Zahl der Kathodensignale so groß ist, daß das Vorliegen einer e^+e^- -Wechselwirkung unwahrscheinlich erscheint. Quellen solcher Ereignisse sind z.B. Höhenstrahlungsschauer oder Strahl-Gas Wechselwirkungen. Sie erzeugen häufig eine Menge niederenergetischer Teilchen, die wegen der starken

Bahnkrümmung den Spurdetektor auf langen, spiralförmigen Bahnen durchqueren und dabei übermässig viele Kathoden ansprechen lassen.

Zwei Sektoreinheiten untersuchen unabhängig voneinander alle möglichen Kombinationen von Spuren auf deren Öffnungswinkel ψ . Sie stellen fest, ob ψ oder $360^\circ - \psi$ im Intervall Minimalwinkel - 180° liegt (als Minimalwinkel wurden meist 135° gefordert). Jede Einheit betrachtet eine Spur nur dann, wenn ihr Impuls über einem einprogrammierten Minimalimpuls liegt (typisch: Einheit 1 gerade Spuren, Einheit 2 450...650 MeV).

Die Logik der Endkappen-Proportionalkammern liefert dann ein wahres Ausgangssignal, wenn in beiden hintereinanderliegenden Kammern zusammengehörige Raumpunkte gefunden werden. Jeder der beiden Zähler liefert ein eigenes Triggersignal.

Von der Möglichkeit, die Müonkammern zu Triggerentscheidungen heranzuziehen, wurde während des bisherigen Meßprogrammes von PETRA kaum Gebrauch gemacht. Daher erübrigt sich an dieser Stelle eine Beschreibung.

3.3.9.2 Triggersignale des Kalorimeters

Die verstärkten Ausgangssignale der Signalstreifen des Kalorimeters werden über mehrere hintereinanderliegende Ebenen in jedem 'stack' analog addiert. Die Höhe der so erhaltenen Signale ist zu der an das 'stack' abgegebenen Schauerenergie proportional.

Überschreitet das Ausgangssignal eines 'stacks' einen vorgegebenen, über einen Kleinrechner eingestellten Wert, wird ein logisches Ausgangssignal erzeugt. Für jedes 'stack' wird dieser Vergleich mit zwei verschiedenen hohen Schwellen durchgeführt (entsprechend etwa 2 und 4 GeV), so daß je zwei Energieinformationen für die nachfolgende Logik zur Verfügung stehen.

Ab 1982 erzeugt jedes 'stack' statt nur einem drei analoge Ausgangssignale aus voneinander unabhängigen Ebenen. Zwei dieser Ebenengruppen erfassen das Maximum elektromagnetischer Schauer. Die Dritte ergänzt die Energiemessung über die gesamte Tiefe des Kalorimeters. Die feinere Aufteilung verbessert das Signal/Rauschverhältnis. Eine Standardabweichung des Rauschsignals entspricht etwa 400 MeV. Durch die Forderung nach dem gleichzeitigen Vorhandensein der Signale werden Störungen stark unterdrückt. Die vorstehend beschriebenen Änderungen wurden bisher nur im zentralen Kalorimeter in Betrieb genommen.

Seit 1983 wird auch die phasenrichtige Lage der Signale zum Wechselwirkungszeitpunkt überprüft. Eine $1\mu\text{s}$ spätere Messung überprüft, ob die Signale weit genug abgeklungen sind, da bei einem von einem Schauer erzeugten Signal dann dessen Nulldurchgang zu erwarten wäre. Falls zuviele 'stacks' Abweichungen zeigen, werden alle logischen Triggerausgangssignale gesperrt. Das gilt auch für den Fall, daß alle 'stacks' zusammen sehr hohe Signale liefern.

Die analoge Signalhöhe wird in eine Binärzahl umgewandelt und gegebenenfalls mit den anderen Meßdaten ausgelesen, um die Triggerentscheidung später überprüfen zu können.

Die eigentliche Entscheidungslogik stellt Zahl und Lage der 'stacks', welche den Bedingungen genügende Signale geliefert haben, fest. Tabelle 11 enthält die Bedingungen, die zu logischen Ausgangssignalen führen.

Während der Meßperiode 1984 wurde ein frei programmierbarer RAM-Trigger eingebaut, der den zuvor beschriebenen Trigger ablösen soll /CEL84a/. Er konnte im Testbetrieb das Auslesen von Ereignissen dann veranlassen, wenn vom Spurdetektortrigger gleichzeitig mindestens zwei akollineare Spuren gefunden wurden. Die Signalhöhe wird von FADCs (Flash Analog to Digital Converter) innerhalb weniger ns in Binärzahlen umgewandelt, um zur Maskierung im RAM-Speicher zur Verfügung zu stehen. Die nichtlineare Kennlinie sorgt bei niedrigen Energien für eine Verbesserung der Auflösung. Die sehr hohe Umwandlungsgeschwindigkeit erlaubt es, die Signalhöhe mehrmals zu messen und so die Phasenlage zu bestimmen.

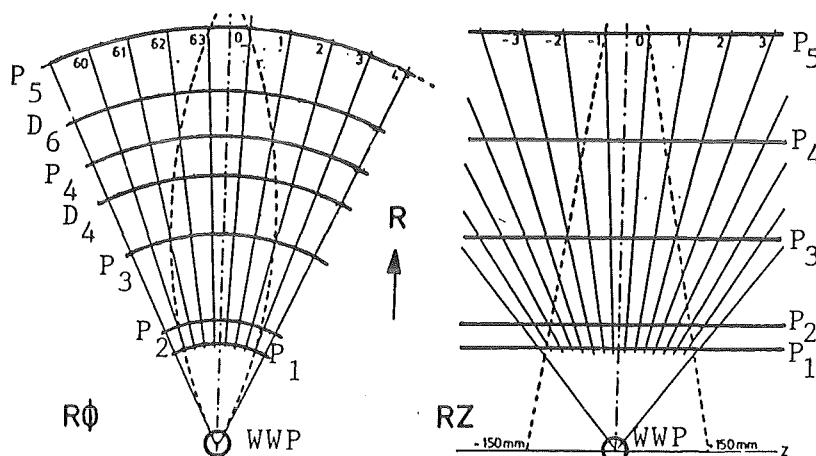


Abb. 19 Ausschnitt aus der Sektorenunterteilung des Spurdetektors

Eingezeichnet sind Spuren mit minimalen, noch vom Trigger betrachteten Impulsen. Die Punkte in der rz-Ebene werden auf eine Halbebene von -180° bis 180° abgebildet. (WWP = Wechselwirkungspunkt; D = Driftkammer; P = Proportionalkammer)

Tabelle 11
 Von den Detektorkomponenten zur Triggerentscheidung erzeugte Signale

Bezeichnung	Ursprung	Bedeutung
R Φ (n)	Spurdetektor/ Anoden	$\geq n$ Spuren in der r Φ -Ebene vorhanden
RZ(m)	Spurdetektor/ Kathoden	$\geq m$ Spuren in der rz-Ebene vorhanden
CV	Spurdetektor Kathoden	Kathodenveto: Es haben nicht mehr als eine festgelegte Zahl von Kathoden angesprochen
SU1	Spurdetektor/ Anoden	2 Spuren mit Öffnungswinkel (typisch: $\geq 135^\circ$) vorhanden
SU2	wie SU1	wie SU1, jedoch mit unabhängig wählbaren Bedingungen
ECPC/ $\pm Z$ /	Endkappen- Proportionalk.	Korreliertes Signal in den beiden Kammerebenen gemessen
LA1	zentrales Kalorimeter	1 stack hat mehr als 1,5...2,5 GeV Schauerenergie
LA2	zentrales Kalorimeter	2 nicht benachbarte stacks haben jedes über 1,5...2,5 GeV gemessen
LA3	zentrales Kalorimeter	1 stack hat mehr als 1,5...2,5 GeV gemessen
LA4	zentrales Kalorimeter	1 stack hat in 2 Ebenen mehr als 2...4 GeV gemessen
LAV	zentrales Kalorimeter	Veto: Liegen die Kalorimetersignale phasenrichtig zum Zeitnullpunkt?
FADC	zentrales Kalorimeter	siehe Text
LAEC1/ $\pm Z$ /	Endkappen-	1 stack hat mehr als 1...1,5 GeV gemessen
LAEC2	Endkappen Kalorimeter	in beiden Endkappenzählern hat mindestens 1 stack mehr als 1,5...3GeV gemessen
FWD/ $\pm Z$ /	Vorwärts- Zähler	der Zähler hat mehr als 6 GeV gemessen

3.3.9.3 Weitere Triggersignale

Der dem Strahlrohr nahe Szintillatorzähler liefert Trigger, wenn die gemessene Energie innerhalb eines Fensters liegt, das von 6 GeV bis einige GeV über der Strahlenergie reicht.

Tabelle 12

Typische Verknüpfungen von Triggersignalen

Die Kombinationen werden für 4 Meßperioden angegeben

In Tabelle 11 wird die Bedeutung der Eingangssignale erklärt

"*" bedeutet "UND"; "+" steht für "inklusives ODER"

Triggernr.	14 - 35 GeV	36 - 40 GeV
1	LAEC2	LAEC2
2	$R\phi(1) * RZ(1) * LAEC1$	LA4
3	$(R\phi(1) + LAEC1) * LA3$	LA2
4	$(R\phi(1) + LAEC1 + LA3) * FWD$	$FWD/+Z/*FWD/-Z/$
5	$R\phi(2) * RZ(1)$	$R\phi(5) * RZ(2)$
6	LA1	$LA1 * R\phi(1) * RZ(1)$
7	$FWD/+Z/*FWD/-Z/$	---
8	$ECPC * R\phi(1) * RZ(1)$	$LA1 * R\phi(1) * RZ(1)$
9	---	---
10	---	$(R\phi(1) * RZ(1) + LA3) * LAEC1$
11	---	---
12	---	---
13	---	SU1
14	---	RANDOM

Triggernr.	40 - 46 GeV	44 + 46 GeV (1984)
1	LAEC2	LAEC2
2	LA4*LV	LA3*LV
3	LA2*LV	LA2*LV
4	$FWD/+Z/*FWD/-Z/$	SU2*FADC
5	$R\phi(5) * RZ(2)$	$R\phi(5) * RZ(2) * SU2$
6	$LA3 * R\phi(1) * RZ(1)$	$LA3 * R\phi(1) * RZ(1)$
7	$R\phi(1) * RZ(1) * FWD$	$R\phi(1) * RZ(1) * FWD$
8	$(LAEC + ECPC/+Z/+ECPC/-Z/)$ $*FWD$	$LAEC/+Z/*ECPC/-Z/$ + $LAEC/-Z/*ECPC/-Z/$
9	$CV * ECPC/+Z/*ECPC/-Z/$	$CV * ECPC/+Z/*ECPC/-Z/$
10	$(R\phi(1) * RZ(1) + LA3) * LAEC1$	$(R\phi(1) * RZ(1) + LA3) * LAEC1$
11	$(R\phi(1) * RZ(1) + LA3) *$ $ECPC/+Z/*ECPC/-Z/$	$R\phi(1) * RZ(1) + LA3) *$ $ECPC/+Z/*ECPC/-Z/$
12	---	$(LAEC1 + ECPC/+Z/+ECPC/-Z/) * FWD$
13	SU1*CV	SU1*CV
14	RANDOM	$RANDOM + FWD/+Z/*FWD/-Z/$

Erzeugen beide Detektoren ein solches Signal, dann wurde mit großer Wahrscheinlichkeit ein Ereignis der Bhabhastreueung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) nachgewiesen.

Von der Möglichkeit, auch die Müonkammern für Triggerentscheidungen zu verwenden, wurde bisher kaum Gebrauch gemacht.

Ein RANDOM-Trigger steuert die Auslese des Detektors bei zufällig ausgewählten Strahlkollisionen. Solche Ereignisse werden zur Detektorkalibrierung und zur Beobachtung des von der Synchrotronstrahlung verursachten Untergrundes benötigt.

3.3.10 Die Datenauslese

Die Ausleseelektronik jeder Detektorkomponente gibt ihre Daten auf einen Kanal (einen sogenannten 'branch') aus. Durch diese Kanäle greift der erste Experimentrechner (PDP 11/45) auf die einzelnen elektronischen Einschübe zu und veranlasst die Auslese der Adresse und der Meßdaten des angesprochenen Einschubes. Jeder 'branch' wird von einem Kleinstrechner (LSI 11) unterstützt und überwacht.

Sofern der Experimentrechner zur Annahme von Daten bereit ist, unterbricht eine Triggerentscheidung alle anderen Abläufe in der PDP 11/45 und veranlasst die Bereitstellung der Meßdaten der Ausleseelektroniken der verschiedenen 'branche'. Danach werden die 'branche' ausgelesen. Der Rechner überprüft bei weniger als 8 Spurtriggermasken, ob sich die verwendeten Spurpunkte jeder Maske zu einer Spur, die nahe dem Vertex verläuft, zusammenfügen lassen. Mit den bestätigten Masken wird die Triggerentscheidung noch einmal überprüft, und gegebenenfalls verworfen. Ereignisse mit mehr als 8 Masken werden ungeprüft übernommen. Je nach Untergrundbedingungen werden so etwa 30% der getriggerten Ereignisse unterdrückt. Zusätzlich werden grobe Auslesefehler festgestellt.

Das ausgelesene Ereignis wird formatiert. Da die Ereignislänge von einigen 100 bis zu einigen 1000 Worten schwanken kann, verwaltet die PDP den Datenblock durch Berechnung von Zeigern. So aufbereitet, wird das Ereignis zum zweiten Experimentrechner (PDP 11/44) geleitet. -Die erste PDP versetzt die Ausleseelektronik und die Trigger wieder in den Grundzustand.

Im zweiten Rechner wird das Ereignis daraufhin überprüft, ob es

ein Kandidat für Bhabhastreuung oder eine hadronische Wechselwirkung im Meßbereich des zentralen Kalorimeters sein könnte. Zur Entscheidungsfindung werden die Masken des Spurtriggers, und die Energiemessung des Kalorimetertriggers herangezogen. Ereignisse, die den Bedingungen genügen, werden markiert.

Die PDP 11/44 überprüft anhand der Meßdaten den Zustand des Detektors und legt zur Kontrolle Histogramme an. Mit ihrer Hilfe können gerade gemessene Ereignisse auf Bildschirmen beobachtet werden. Sie dient auch als Zwischenpuffer für die Übertragung der Daten zum DESY-Rechenzentrum.

4. Aufbereitung der Daten und Auswahl der Ereignisse

Die vom Detektor genommenen Meßdaten müssen gespeichert und aufbereitet werden, damit zur Auswertung statt binärer Adressen und Werte schließlich physikalische Größen wie Energien, Impulse oder Richtungen benutzt werden können. Die vom Detektor gelieferte Datenmenge besteht zum überwiegenden Teil noch aus Untergrundeignissen. Für eine typische Auswertung muß sie daher um einen Faktor 10^6 - 10^8 reduziert werden. Ein wesentlicher Gesichtspunkt ist hier auch die vorhandene Rechenzeit, und die Menge der schließlich zu bearbeitenden Magnetbänder.

Die folgenden Abschnitte beschreiben, auf welche Weise die geschilderten Probleme im Rahmen des CELLO-Experimentes gelöst wurden, welchen Weg die Daten nehmen, bis sie als physikalische Meßdaten zur Verfügung stehen, und wie die Datenauswahl für die vorliegende Arbeit erfolgte. Die Eigenschaften der zu untersuchenden Ereignisklassen werden mit allen möglichen Untergrundquellen verglichen, um eine Begründung für die gewählten Schnitte zu geben. Die Auswertung der so erhaltenen Datenmenge wird in Kapitel 5 geschildert.

4.1 Das Speichern der Meßdaten

Die vom CELLO-Detektor zum DESY-Rechenzentrum geschickten Daten werden dort von einem während der gesamten Meßzeit laufenden Online-Programm angenommen, auf Übertragungsfehler überprüft und auf einen Festplattenspeicher geschrieben. Markierte Ereignisse (siehe 3.3.10) werden zusätzlich zu einem zweiten Plattenspeicher übertragen und stehen dort für eine visuelle Überprüfung und für schnelle Auswertungen zur Verfügung. Das Online-Programm bestätigt der PDP 11/44 die Entgegennahme der Daten und liefert ihr Informationen über den verbleibenden Speicherplatz, die Anzahl der markierten Ereignisse, und die Zahl der entdeckten Fehler. Es startet auch ein Rekonstruktionsprogramm zur Verarbeitung der markierten Ereignisse.

Wird der Speicherplatz auf der Platte knapp, startet das Online-Programm ein Kopierprogramm, den sogenannten 'dump job'. Er speichert die Meßdaten von der Platte auf ein Magnetband um und sorgt so für stets ausreichenden Platz auf der Platte. Weiterhin bestimmt er die Pedestals der Argontrigger, fertigt Statistiken über Ereigniszahlen, Trigger und Triggerkombinationen sowie über Auslesefehler der einzelnen Komponenten an. Diese Informationen werden gedruckt.

Der Datenfluß wird von Abb. 20 veranschaulicht.

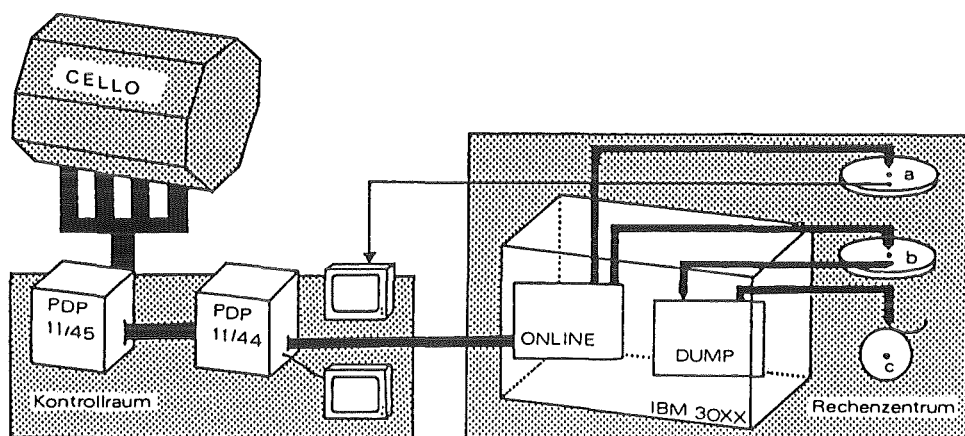


Abb. 20 Datenfluß bis zur Speicherung auf Magnetband (c)
Die Meßdaten werden zunächst auf einem Festplatten-
zwischenpeicher gesammelt (b). Markierte Ereignisse
werden zusätzlich auf einen getrennten Plattenspei-
cher (a) geschrieben.

4.2 Datenreduktion durch Überprüfung der Triggerentscheidung

Die Zahl der nach der Datennahme auf Magnetbändern stehenden Ereignisse ist erheblich zu groß, um mit vertretbarem Aufwand aufbereitet zu werden, selbst unter Einbeziehung aller Rechenzentren der Mitgliedsinstitute der CELLO-Kollaboration. Daher muß die Ausgangsdatenmenge in einem ersten Schritt durch Filterprogramme von offensichtlichem Untergrund befreit werden. Die gewählte Methode überprüft im wesentlichen die Entscheidung des Triggers anhand der ausgelesenen Detektorrohdaten. Sie verwirft je nach Untergrundbedingungen 80% - 95% der Ereignisse. Die verbleibende Datenmenge kann von den auswärtigen Instituten innerhalb von 1 - 3 Monaten mit vertretbarem Aufwand verarbeitet werden. Der folgende Abschnitt beschreibt die Filterprogramme und deren Anpassung an die Gegebenheiten von Detektor und Speicherring.

4.2.1 Die Filterprogramme

Bis 1982 wurden im Filterprogramm nur die Informationen des Spurdetektors und von dessen Triggerlogik benutzt.

Das Filtern erfolgte in zwei Stufen: ein erstes, schnelles Programm (FAFI, von Fast Filter) überprüft das Verhältnis zwischen der Zahl der gesetzten Sektoren, und der Zahl der Proportional-kammerkathoden. Findet es weniger als 5 Sektoren in $r\phi$, aber mehr als 60 Kathoden (solche Verhältnisse sind für Strahl-Gas Wechselwirkungen oder kosmische Schauer kennzeichnend), dann verwirft es das Ereignis. Die Datenmenge wurde so um 60%-80% verringert. Nachweiswahrscheinlichkeit nach FAFI für Bhabhastreuung: 97,7%, für Hadronen 99,3%. Beide Werte gelten für $|\cos\theta| < 0,86$.

In einem zweiten Schritt wird der Spurtrigger nachgebildet. Das Programm MINIPAT (MINI PATtern recognition) überprüft in der $r\phi$ -Ebene bis zu 8 Masken anhand der Trigger-, Proportionalkammer- und Driftkammerinformation. Es sucht entlang der vom Trigger gefundenen Masken nach passenden Punkten in den Spurdetektorkammern, und es versucht, einen Kreisbogen anzupassen. Gelingt dieses, und verläuft die so definierte Spur nicht zu weit vom Wechselwirkungspunkt entfernt, dann wird die Maske bestätigt. Genügen die verbleibenden Masken den entsprechenden Triggern (siehe auch Tabelle 12), werden diese behalten. Ereignisse mit mehr als 8 Masken werden auf jeden Fall behalten. Nach MINIPAT bleiben nur 5% - 10% der ursprünglichen Ereignisse übrig. Die Werte für die Nachweiswahrscheinlichkeiten verändern sich in

vernachlässigbarer Weise, da die Kalorimetertrigger für Redundanz sorgen.

Von 1982 bis Mitte 1984 wurden die Filterprogramme weiterentwickelt und zu einem Programm MINIPAT zusammengefasst. Das ehemalige Programm FAFI betrachtet jetzt mehrere Korrelationen, um noch weniger e^+e^- -Ereignisse zu verlieren. Daneben wurde die Spurnachweiswahrscheinlichkeit von MINIPAT verbessert. Da der Kalorimetertrigger empfindlicher wurde, und wegen der Energieerhöhung auch ein höherer Untergrund von PETRA zu erwarten war, werden auch die Kalorimetertrigger überprüft. Ein wesentlicher Unterschied zwischen deren Triggerdiskriminatoren und den ausgelesenen Signalhöhen besteht in der Breite des Zeitfensters der Messung. Es beträgt bei den Diskriminatoren mehrere 100ns, für die ausgelesenen Werte jedoch nur 10-20 ns. Dadurch werden Störungen unterdrückt. Für die Trigger 2 und 3 wurde später auch die Phasenlage der Signale zur Entscheidung herangezogen. Wichen mehr als 10 der Signale zu stark ab, wurden diese Triggersignale verworfen.

Ein Ereignis wurde akzeptiert, wenn nach der Nachbildung der RAM-Triggerentscheidung wenigstens ein Trigger übrig blieb.

Parallel zu MINIPAT lief ein Programm, welches nach hadronischen Ereignissen und e^+e^- -Endzuständen mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 67% bzw. 96% im betrachteten Raumwinkel sucht. Es wurde im Rahmen dieser Arbeit neben Teilen des Kalorimeter-Prozessors entwickelt. Seine Aufgabe war nicht nur das Retten von eventuell vom Hauptprogramm verlorenen Ereignissen, sondern angesichts der ständig wechselnden Untergrundbedingungen auch eine Kontrolle von dessen Funktion. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die genannten Ereignisklassen lag insgesamt über 99,7% (siehe auch Anhang D).

Ab 1984 kam ein neues Programm, FILT84 /Fra84/, zum Einsatz. Es zeichnet sich durch eine vom Trigger vollkommen unabhängige Spurensuche in der $r\phi$ - und der rz-Ebene aus. Es bietet die Möglichkeit, sowohl Triggerentscheidungen zu bestätigen, als auch bestimmte Eigenschaften von Ereignissen zu verlangen. Bisher wurde nur von der Triggeruntersuchung Gebrauch gemacht. Das Programm kann sich selbst aufrufen und die Filterkette auf diese Weise größtenteils selbstständig in Gang halten. Auch bei diesem Programm liegen die Nachweiswahrscheinlichkeiten über 99,7%.

Die von den Filterprogrammen akzeptierten Ereignisse wurden auf Magnetbänder geschrieben und zur weiteren Verarbeitung auf die verschiedenen Labors der Kollaboration verteilt. Den größten Beitrag leistete das Rechenzentrum des KfK.

4.3 Verarbeitung der Detektordaten zu physikalischen Meßgrößen

Die Detektordaten werden von mehreren voneinander unabhängigen Programmen (sogenannten Prozessoren) untersucht. Das Lesen und Schreiben der Daten, und die Verwaltung der Detektorkonstanten (Geometrie, Eichung und Zustandsbeschreibung), übernimmt das Rahmenprogramm 'OFFRAM'. Die Resultate werden in BOS-Datenbänke (von Bank Organisation System, /Blo79/) gespeichert, und auf die endgültigen DST - Bänder (von Data Summary Tapes) geschrieben. So wird beispielsweise für jede gefundene Spur eines geladenen Teilchens eine Bank 'SPUR', 'Spurnummer' erzeugt, welche Informationen über den Teilchenimpuls, Ursprung, Ursprungsrichtung, Güte der Spuranpassung usw., enthält.

Die DST - Bänder werden schließlich an die verschiedenen am CELLO-Experiment beteiligten Labors zur Auswertung verteilt.

Aufgabe und Funktionsweise der wichtigsten Prozessoren werden in den anschließenden Abschnitten kurz beschrieben.

4.3.1 Das Programm CELPAT

Das Programm CELPAT sucht und rekonstruiert im Spurdetektor die Spuren geladener Teilchen. Es besteht aus zwei Teilen:

- Das Programm ANOCAT sucht in den Proportionalkammern nach Korrelationen zwischen den Anodendrähten und den beiden Arten von Kathodenstreifen, um Raumpunkte zu finden.
- RFIPAT sucht in der $r\phi$ -Ebene nach Spuren, und es berechnet die Spurimpulse. Es teilt den Spurdetektoren in Sektoren ein und sucht innerhalb dieser Sektoren nach 3 Punkten in verschiedenen Lagen, durch die sich ein Kreisbogen legen lässt, der dem Wechselwirkungspunkt auf wenigstens 15 cm nahekommt. Die Sektoren überlappen.

Falls ein solcher Kreisbogen gefunden wird, sucht das Programm in einer Umgebung von diesem in den anderen Lagen nach weiteren Punkten und passt einen neuen Kreisbogen nach der Methode der kleinsten Quadrate an. Mehrdeutigkeiten werden aufgelöst, indem die Spiegelpunkte, die zu einem größeren χ^2 der Anpassungsrechnung führen, verworfen werden. Für eine Spur müssen insgesamt wenigstens 7 Punkte in verschiedenen Lagen gefunden werden. Einmal zugeordnete Punkte können nicht wieder verwendet

werden. Das Programm führt mehrere Durchläufe über den Spurdetektor aus und lässt dabei immer stärker gekrümmte Kreisbögen zu.

In der rz-Ebene werden Geraden gesucht, die auf den Wechselwirkungspunkt deuten.

Die Spuren in der $r\phi$ -Ebene und der rz-Ebene werden schließlich Mithilfe der Raumpunkte der Proportionalkammern zu räumlichen Spuren zusammengefügt.

4.3.2 Verbesserung der Spuren durch CLGEOM

Das Programm CLGEOM benutzt die von CELPAT gefundenen Punkte, die aus der schnellen Analyse bestimmte Lage des Wechselwirkungspunktes, und die Kenntnis der Inhomogenitäten des Detektormagnetfeldes, um im Raum eine verbesserte Spur anzupassen. Verbessert sich das χ^2 der Anpassungsrechnung, wird die Information über die Spur ergänzt. Die Impulsauflösung verbessert sich durch die Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes deutlich, weil ihr Fehler umgekehrt proportional zum Quadrat des nutzbaren Hebelarmes ist.

4.3.3 Spurfindung im Endkappenbereich

Spuren, die im Winkelbereich $0,91 < |\cos\theta| < 0,98$ verlaufen, durchqueren im Spurdetektor nur wenige Lagen. Sie werden vom Programm ECCPAT mit einer Wahrscheinlichkeit von 75% gefunden.

Das Programm benutzt den Wechselwirkungspunkt, und es verlangt zwei zusammenpassende Punkte im Spurdetektor und einen in den Endkappenproportionalkammern /Pog84/ als Voraussetzung für die Spuranpassungsrechnung.

4.3.4 Schauererkennung im Kalorimeter

Das Programm LATRAK durchsucht zunächst in den Ebenen der 'stacks' die einzelnen Streifen (u, v und 45°-Richtung, siehe auch Abb. 24) nach Ladungskorrelationen. Es definiert dabei 'Schauerzellen'. Im zweiten Schritt werden solche Zellen in die Tiefe des 'stacks' hinein (t-Koordinate) verfolgt, und zu einem Schauer zusammengefasst. Das Programm erkennt auch überlappende Schauer an ihrer Breite und ihrem Verlauf.

Eine Anpassungsrechnung legt Schauerachse und Schauerursprung fest. Die endgültige Richtung wird von einem Verbindungsprogramm bestimmt: findet es eine von CELPAT erzeugte Spur, in deren Verlängerung der Schauer liegt, dann bestimmt die Richtung der Spur die Richtung des Schauers. Falls nicht, wird ein aufschauernes neutrales Teilchen angenommen. Die Schauerachse zeigt dann auf den Wechselwirkungspunkt. Abb. 21 zeigt ein Beispiel. Schauer dürfen auch über die Grenzen eines 'stacks' hinaus in ein benachbartes reichen.

LATRAK gibt als weitere Information die Gesamtladung eines erkannten Schauers in fC an.

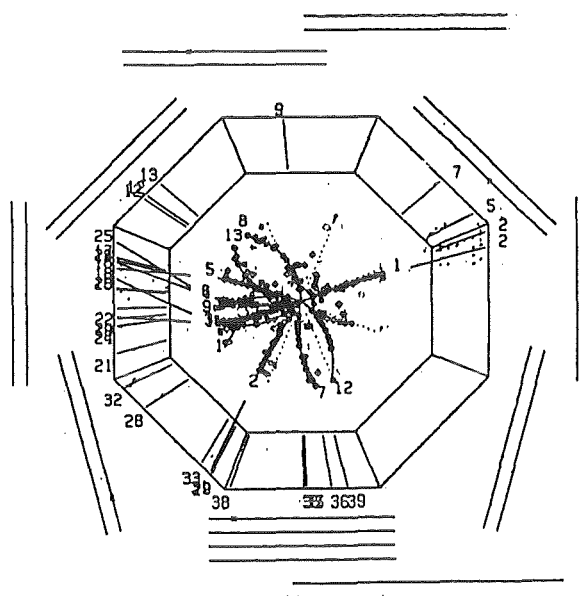


Abb. 21 Von LATRAK im Kalorimeter gefundene Schauer werden durch Striche angezeigt. Falls eine Verbindung zu einer geladenen Spur gefunden wird, bestimmt diese die Schauerachse (z.B. die verlängerten Striche links im Bild)

4.3.5 Erkennung und Zuordnung von Müonen

Die Kathoden und Anodendrähte der Müonkammern werden von dem Programm MUCH auf Korrelationen untersucht, um Raumpunkte zu finden.

In einem zweiten Schritt wird untersucht, ob eine von CELPAT gefundene Spur zu einem von MUCH gefundenen Raumpunkt passt. Bei dieser Suche wird die Vielfachstreuung im Magnetjoch berücksichtigt. Falls erfolgreich, gibt das Programm an, um wieviele Standardabweichungen die extrapolierte Spur von dem von MUCH gefundenen Raumpunkt abweicht. Das Programm betrachtet dabei alle möglichen Kombinationen von Spuren und Raumpunkten in den Müonkammern.

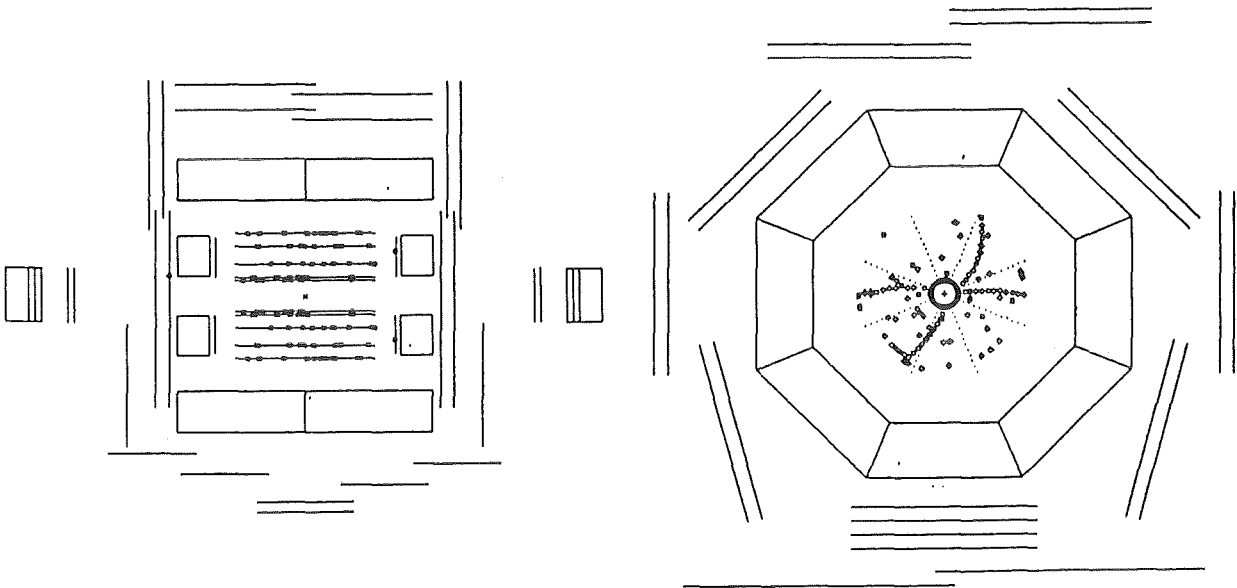


Abb. 22 Beispiel für eine Strahl-Gas Wechselwirkung

4.4 Eigenschaften typischer Reaktionen

Die auszuwertende Datenmenge besteht immer noch zum überwiegenden Teil aus Untergrundreaktionen. Die folgenden Abschnitte beschreiben alle typischen enthaltenen Ereignisklassen. Im Anschluß daran wird das Abtrennen von Untergrund und die Datenauswahl erklärt.

4.4.1 Untergrundreaktionen

Der größte Teil der DST - Daten besteht aus Ereignissen, die nicht durch e^+e^- -Reaktionen verursacht wurden. Am häufigsten kommen

- **Strahl-Gas-Wechselwirkungen** vor. Obwohl das Vakuum im Strahlrohr von etwa 10^{-7} Pa sehr gut ist, enthält es doch noch sehr viele Restgasatome ($\sim 10^7$ pro cm^{-3}). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron oder Positron auf einen Kern trifft, oder die Bindung von Molekülen zerstört, ist daher hoch.

Typische Kennzeichen einer solchen Reaktion sind:

- a) Man beobachtet im Mittel eine geringe Zahl von Teilchen im Spurdetektor und -wenn überhaupt- nur wenig Schauerenergie im Kalorimeter. Viele der Teilchen besitzen einen so geringen Transversalimpuls p_T , daß sie wegen der starken Bahnkrümmung im Magnetfeld allenfalls den Vertexdetektor erreichen.
- b) Der Ursprung der Spuren fällt im allgemeinen nicht mit dem Wechselwirkungspunkt zusammen.
- c) Es entstehen vor allem positive Teilchen (Kerne und Kerntrümmer).
- d) Der Gesamtimpuls ist häufig stark unbalanciert, weil hier ein fast lichtschnelles Teilchen auf ein ruhendes Target trifft. Das gilt jedoch nicht in jedem Falle für schwere Kerne, weil deren Ruheenergie einige 10 GeV betragen kann.
- e) Die gesamte gemessene Energie ist kleiner als die Schwerpunktsenergie W .

Die Abb. 22 zeigt eine Strahl-Gas-Wechselwirkung.

- **Strahl-Strahlrohr-Wechselwirkungen** ähneln der vorstehend be-

schriebenen sehr stark. Sie werden von Teilchen, die den Strahlen verlorengelassen, und die auf das Strahlrohr treffen, verursacht.

- Höhenstrahlung, vor allem Müonen aus der kosmischen Strahlung, durchqueren den Detektor völlig unkorreliert zu den Strahlbedingungen. Schauen Teilchen im Magnetjoch auf, findet man eine großen Zahl von Spuren im Innendetektor. Abb. 23 zeigt einen solchen kosmischen Schauer.
- Synchrotronstrahlung spielt bei hohen Energien eine wesentliche Rolle. Sie entsteht durch die Ablenkung der Teilchenbahnen von der Magneto-optik. Bei starken Fluktuationen finden sowohl der Trigger, als auch das Rekonstruktionsprogramm zufällig passende Spuren.
- Elektronische Störungen können im Spurdetektor und im Kalorimeter eine sehr große Zahl von Kanälen ansprechen lassen. Sie bereiten vor allem bei voller Belastung des Speicherringes Probleme, weil sie häufig von hochgefahrenen Drehstromtransformatoren außerhalb der Experimentierhalle in das Stromnetz eingestreut werden.

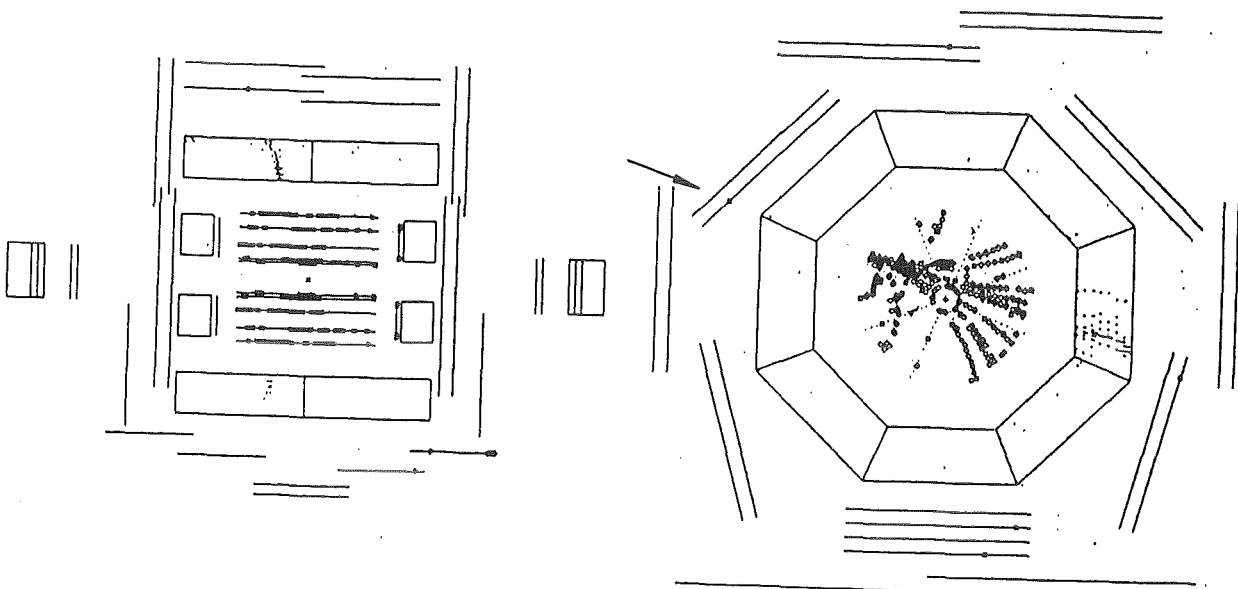


Abb. 23 **Aufschauendes Höhenstrahlungsereignis**
Das Teilchen dringt von links (Pfeil) in den Detektor ein

4.4.2 Ereignisse aus e^+e^- -Wechselwirkungen

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Eigenschaften und Kennzeichen aller Endzustände der e^+e^- -Wechselwirkung, die bereits gemessen wurden, und die für diese Auswertung von Bedeutung sind. Zunächst werden die von der QED exakt berechenbaren Endzustände vorgestellt. Der nächste Abschnitt widmet sich den hadronischen Endzustände aus der Ein-Photon-Vernichtung. Danach wird kurz auf Wechselwirkungen durch den Austausch zweier Photonen eingegangen.

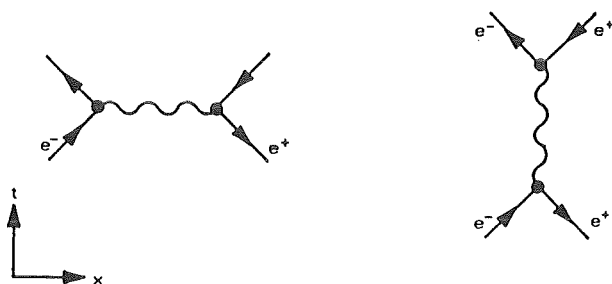
4.4.2.1 Die Bhabhastreuung

Die Bhabhastreuung ist die häufigste Reaktion in der e^+e^- -Wechselwirkung. Wie auch bei den anschliessend beschriebenen QED-Prozessen genügt es an dieser Stelle, nur die niedrigste Ordnung zu diskutieren, weil der jeweilige Wirkungsquerschnitt σ mit der Zahl n der zur Ordnung beitragenden Vertices gemäß

$$\sigma \propto \alpha^n$$

abnimmt. α ist die Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ($\alpha = 1/137,04$).

Zur niedrigsten Ordnung tragen zwei Graphen bei:



Der erste beschreibt den Austausch eines raumartigen Photons zwischen Elektron und Positron. Im zweiten Fall annihilieren Elektron und Positron und erzeugen ein zeitartiges Photon, welches in ein Elektron-Positron-Paar übergeht.

Im Idealfall hinterlässt ein solches Ereignis im Detektor zwei kollineare Spuren von Strahlenergie, an die je ein Schauer von Strahlenergie anschliesst. Der Winkel zwischen den Spuren kann aber durch Abstrahlung von Photonen im Anfangs- oder Endzustand stark verändert werden. Die Photonen verur-

sachen nicht nur Schauer, sondern können in Gegenwart von von Materie auch zu e^+e^- -Paaren konvertieren, und so zusätzliche Spuren erzeugen. Abb. 24 zeigt ein typisches Ereignis.

4.4.2.2 Die Müonpaarerzeugung

Die Müonpaarerzeugung dient zur Normierung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R:

$$R = \sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}) / \sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ_μ ihrer Erzeugung beträgt in niedrigster Ordnung

$$\sigma_\mu = \frac{4\pi\alpha^2}{s}$$

mit $s = (2 \cdot E_{\text{Strahl}})^2$.

Da die statistischen und systematischen Fehler beim Suchen dieser Ereignisse wesentlich größer als beim Auffinden von Ereignissen der Bhabhastreueung sind, wird die Müonpaarerzeugung in der Praxis nicht zur Normierung von R benutzt, obwohl die erforderlichen Strahlungskorrekturen wegen der großen Müonmasse vergleichsweise gering sind.

Müonpaare werden von einem zeitartigen Photon erzeugt. Sie unterscheiden sich von denen der Bhabhastreueung durch die geringe im Kalorimeter deponierte Energie, und durch räumlich mit den Spuren korrelierte Signale in den Müonkammern.

4.4.2.3 Die τ -Lepton-Paarzeugung

Die τ -Paarerzeugung erfolgt mit demselben Wirkungsquerschnitt wie die Müonpaarerzeugung. Sie wird durch den gleichen Graphen beschrieben. Das τ zerfällt wegen seiner hohen Masse jedoch (im Ruhesystem) nach $3.2 \cdot 10^{-13}$ sec /TAS84/.

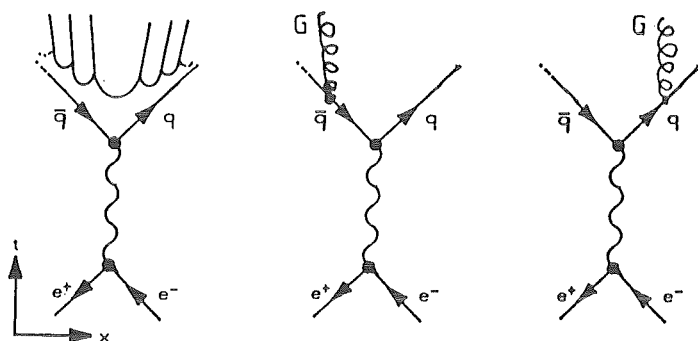
Die gesamte sichtbare Energie von $\tau^+ \tau^-$ -Endzuständen ist klein, weil mindestens zwei nicht beobachtbare Neutrinos einen Teil der Schwerpunktennergie forttragen.

Jedes der zerfallenden Leptonen erzeugt neben mindestens einem Neutrino eine ungerade Zahl von geladenen Teilchen, meistens

eins oder drei. Daher können $\tau^+ \tau^-$ -Paare einen erheblichen Untergrund zu anderen Reaktionen beitragen. Abb. 25 zeigt ein typisches Ereignis.

4.4.2.4 Hadronische Endzustände der e^+e^- -Annihilation

Für die Erzeugung von Hadronischen Ereignissen sind die folgenden Graphen von Bedeutung:



Da die erzeugten Quarks nicht als freie Teilchen existieren können, polarisieren sie das Vakuum, erzeugen passende $q\bar{q}$ -Paare und fragmentieren so zu Hadronen, welche dann eventuell weiter zerfallen. Man beobachtet im Detektor schließlich vor allem Pionen.

Die ursprünglichen Quarks werden meist -je nach Quarkmasse und Strahlenergie- mehr oder weniger stark im relativistischen Bereich erzeugt. Die beim weiteren Zerfall entstehenden Teilchen werden daher in deren Bewegungsrichtung zu Teilchenbündeln, (sogenannten 'jets') gemäß der Lorentztransformation zusammengedrängt. Abb. 26 bringt Beispiele für Ereignisse mit zwei oder mit drei 'jets'!

Hadronische Ereignisse sind unter den e^+e^- -Wechselwirkungen diejenigen mit der höchsten Multiplizität von Teilchen. Abgesehen von Akzeptanzverlusten erwartet man, als Gesamtenergie fast die Schwerpunktsenergie zu messen.

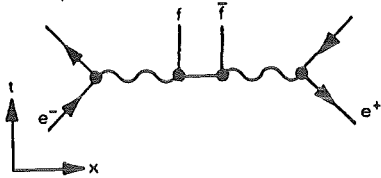
4.4.2.5 Prozesse mit dem Austausch zweier Photonen

Der Wirkungsquerschnitt der Photon-Photon-Wechselwirkung wächst mit der Strahlenergie E_{Strahl} gemäß

$$\ln(E_{\text{Strahl}} / m_e)^2$$

mit der Elektronenmasse m_e .

Solche Wechselwirkungen können daher bei hohen Energien als Untergrund zu allen vorstehend beschriebenen e^+e^- -Reaktionen beitragen, da auch hier zwei Fermionen im Endzustand erzeugt werden. Folgender Graph beschreibt den Vorgang:



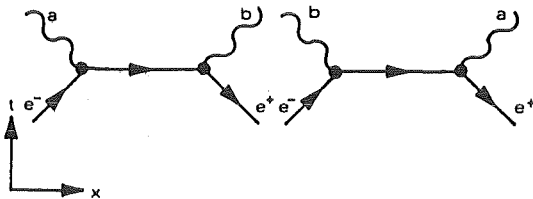
Die Ereignisse unterscheiden sich von e^+e^- -Annihilationen durch

- die geringe sichtbare Energie von einigen GeV. Elektron und Positron werden meist nur schwach abgelenkt, geben dabei wenig Energie ab und verlassen den Detektor durch das Strahlrohr.
- Das Schwerpunktsystem bewegt sich im allgemeinen entlang der Strahlachse.

In Abb. 27 wird als ein energiereicher Extremfall einer solchen Wechselwirkung ein Ereignis der sogenannten 'tief inelastischen Streuung' vorgestellt.

4.4.2.6 Zwei Photonen im Endzustand

Bei dieser Annihilation wird ein virtuelles raumartiges Elektron ausgetauscht. Da hier Bosonen erzeugt werden, tragen in niedrigster Ordnung zwei Graphen bei:



Im Idealfall beobachtet man im Detektor zwei elektromagnetische Schauer. Da die Photonen aber in Gegenwart von Materie e^+e^- -Paare erzeugen können, entstehen gelegentlich geladene Spuren, so daß diese Reaktion als Untergrund zur Bhabhastreuung beitragen kann. Abb. 25 illustriert dies.

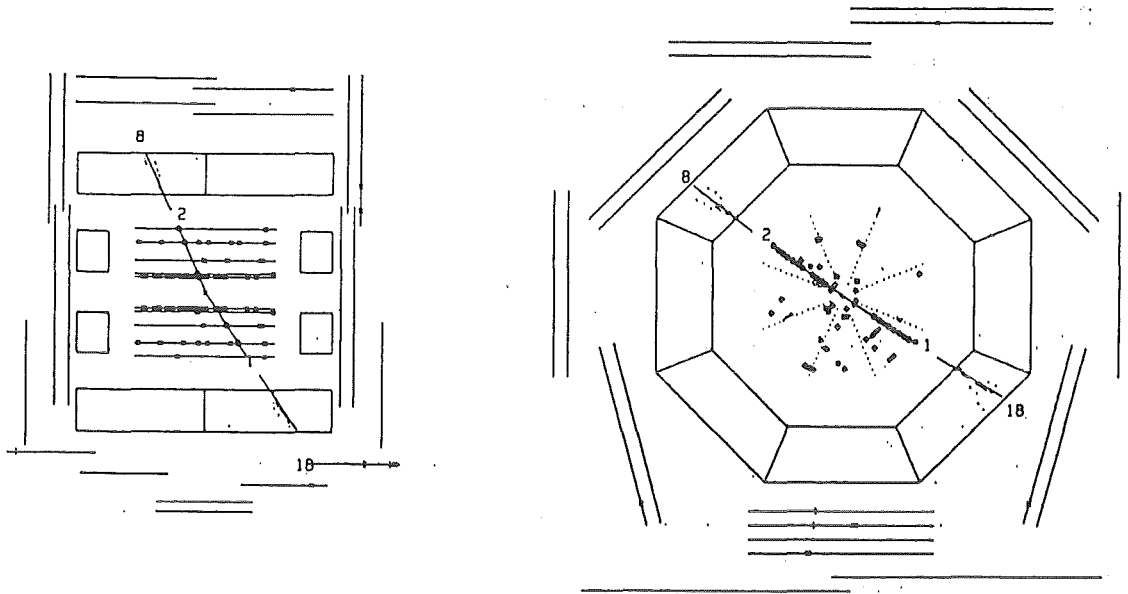


Abb. 24 Ereignis der Bhabhastreuung

Im Idealfall beobachtet man zwei kollineare Spuren, deren Impuls der Strahlenergie entspricht, sowie zwei elektromagnetische Schauer von jeweils Strahlenergie

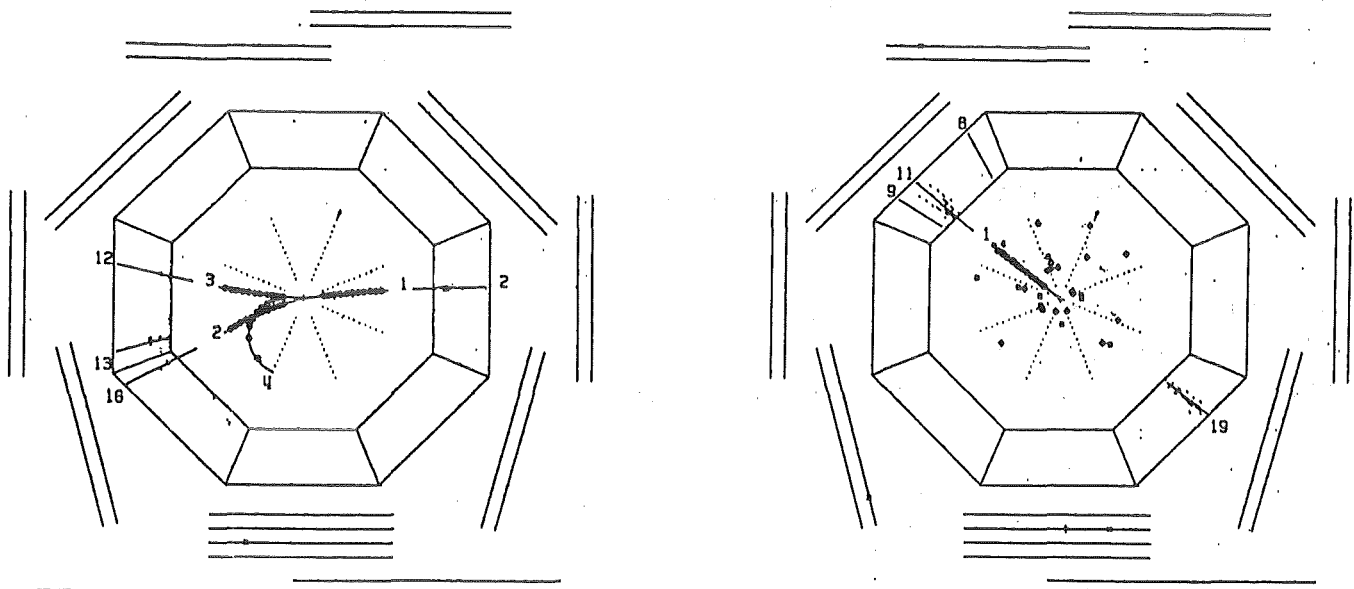


Abb. 25 a) Tau-Lepton-Paar-erzeugung
Die erzeugten Leptonen zerfallen nahe dem Ursprung

b) Zwei-Photonen-Endzustand
Eines der Photonen erzeugt an der Wand des Vertexdetektors ein e^-e^- -Paar, so daß zusätzlich zu den elektromagnetischen Schauern geladene Teilchen nachgewiesen werden

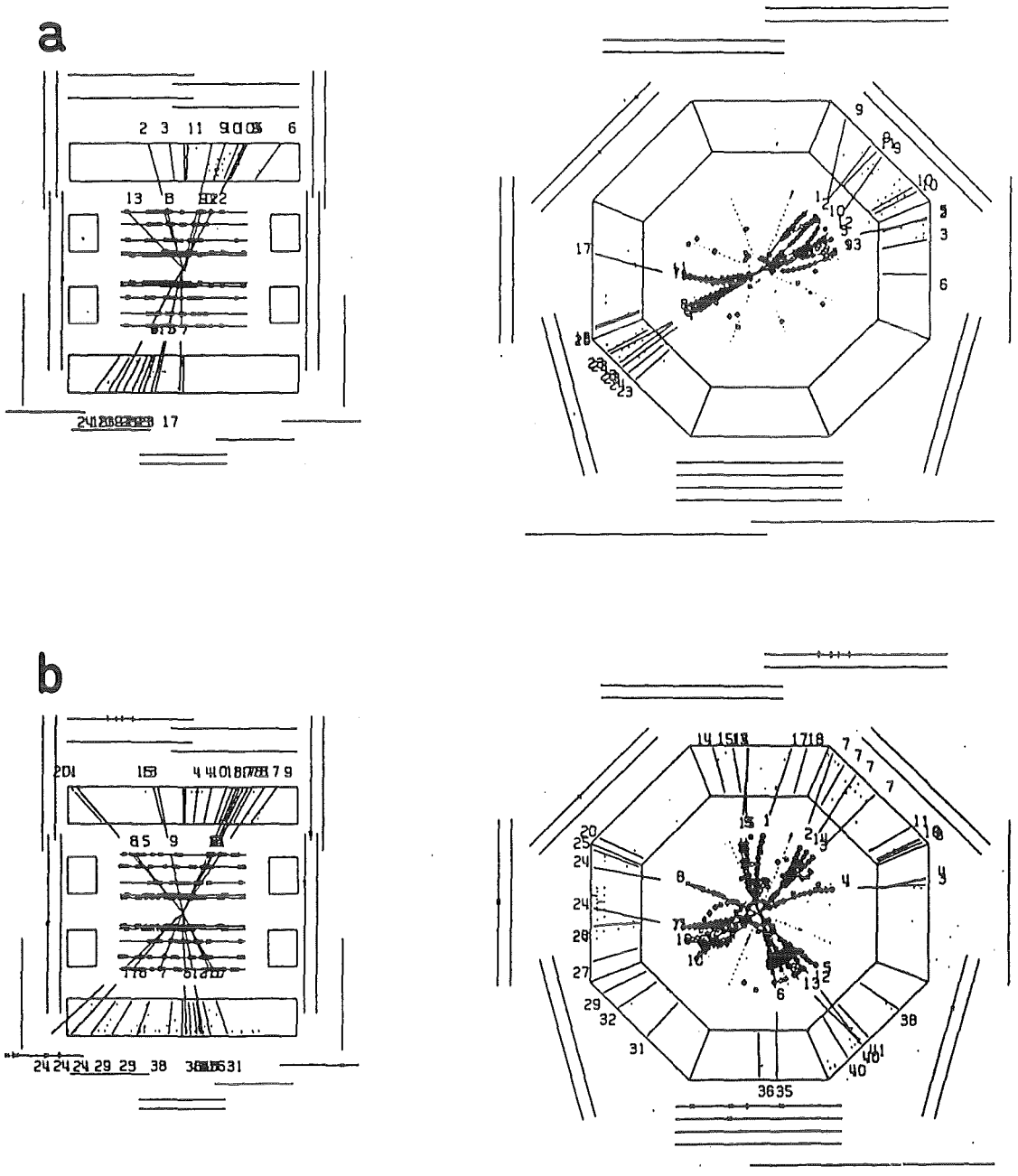


Abb. 26 Hadronische Endzustände der e^+e^- -Wechselwirkung
 a) veranschaulicht die Zwei-Jet-Struktur der niedrigsten QCD-Ordnung
 Bei b) entstand ein dritter Jet durch das Abstrahlen eines Gluons

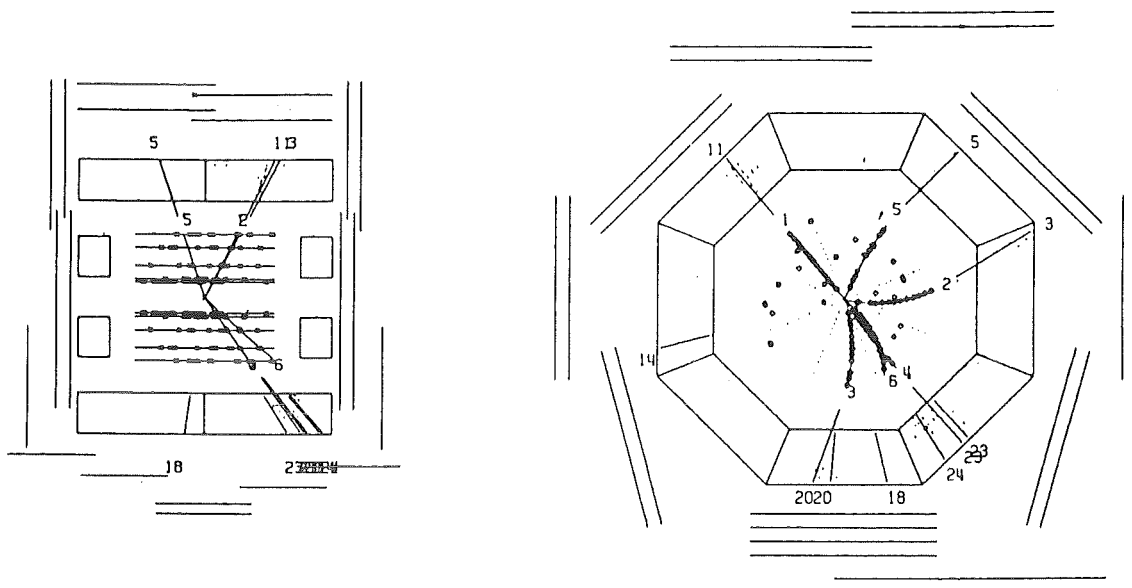


Abb. 27 Wechselwirkung durch zwei Photonen
 Bei diesem Ereignis war der Impulsübertrag so groß, daß eines der Strahlelektronen stark abgelenkt wurde und von Spurdetektor und Kalorimeter nachgewiesen wurde (Spur 1/ Schauer 11)

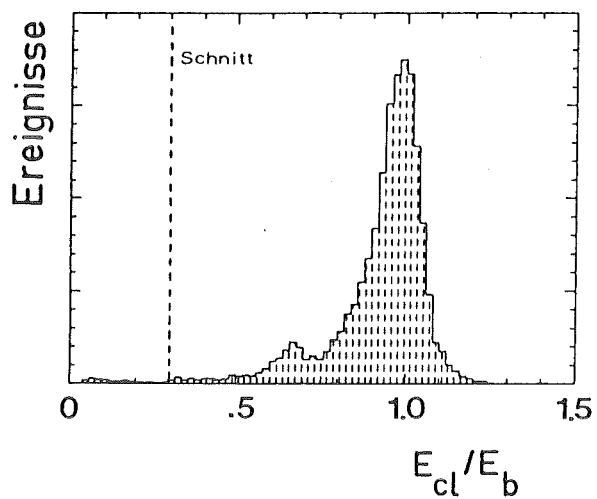


Abb. 28 Energieverteilung der Schauercluster von Bhabhaereignissen
 Der Schnitt auf diese Meßgröße ist eingezeichnet
 Als Einheit dient das Verhältnis von Clusterenergie zur Strahlenergie

4.5 Die Auswahl der Ereignisse

Die folgenden Abschnitte beschreiben die Auswahl der Ereignisse aus der Bhabhasstreuung und der hadronischen Endzustände aus der e^+e^- -Annihilation, nachdem zuvor die formalen Anforderungen an die von den Rekonstruktionsprogrammen gefundenen Schauer und Spuren erklärt wurden.

4.5.1 Anforderungen an Spuren und Schauer und die Berechnung von Vierervektoren

Aufgrund falscher Zuordnungen, oder wegen hohen Untergrundes, finden die Rekonstruktionsprogramme hin und wieder geladene Spuren oder Schauer, die nicht auf eine e^+e^- -Reaktion zurückzuführen sind. Daher wird vor der Umwandlung der Meßdaten in Vierervektoren p_i eine formale Überprüfung vorgenommen.

Für geladene Teilchenspuren wird verlangt, daß

- mindestens 8 Spurpunkte vom Suchprogramm CELPAT gefunden wurden, und daß deren
- Impulskomponente p_T senkrecht zur Strahlachse größer als 150 MeV ist. Außerdem darf der
- dichteste Abstand vom Wechselwirkungspunkt in der $r\phi$ - Ebene nicht größer als 1,95 cm sein. Abb. 30/ Seite 80 zeigt die Verteilung dieser Abstände für Bhabhaereignisse. Darüber hinaus wird eine Spur verworfen, wenn das Programm CLGEOM eine neue Spuranpassungsrechnung zwar erfolgreich durchführen konnte, sich dabei
- der Impuls p_T jedoch um mehr als einen Faktor 5 verändert hat. Dieser Schnitt trifft etwa 0,1% aller Spuren. Er verwirft vor allem solche mit falsch gefundenen Spurpunkten und extrem hohem Impuls, und er verhindert so grob falsche Bestimmungen der Gesamtenergie eines Ereignisses.

Die Gesamtladung der von LATRAK gefundenen Schauer wird in einem ersten Schritt in GeV umgerechnet. Es genügt, für jedes der 'stacks' einen einzigen Umrechnungsfaktor zu benutzen, weil die relative Eichung der Kanäle untereinander sehr genau bekannt ist (siehe auch 3.3.5). Der Faktor wird aus dem Maximum der Verteilung der Schauer aus Bhabhastreuereignissen gewonnen (Abb. 28). Die Energie dieser Schauer entspricht der

Strahlenergie.

Ein Schauer wird nur dann weiter betrachtet, wenn

- mehr als 150 MeV Schauerenergie gemessen wurden, und wenn
- wenigstens drei der sieben Lagen am Nachweis beteiligt waren. Weiterhin darf der Schauer aus nicht mehr als
- vier überlappenden Einzelschauern bestehen, es sei denn, es zeigt eine geladene Spur auf ihn. Solche Schauer werden vorwiegend von elektronischen Störungen verursacht.

Die weitere Analyse beschränkt sich auf Teilchen, die im Spurdetektor oder im zentralen Kalorimeter nachgewiesen wurden. Da Spuren von Bhabhaereignissen im Endkappenbereich wegen der dort großen Strahlungsdicke häufig aufschauern, können sie schlecht von hadronischen Endzuständen unterschieden werden. Der Gewinn an Statistik gleicht den größeren systematischen Fehler nicht aus. Daher wird verlangt, daß

- Spuren und Schauer im Bereich $|\cos \theta| < 0.90$ liegen.

Die Meßwerte von Spuren und Schauern werden in Vierervektoren

$$\mathbf{p} = c(p_x, p_y, p_z, i(|\vec{p}| + m_0 c))$$

umgewandelt. Hier sind mehrere Fälle zu unterscheiden:

Sofern zu der Spur eines geladenen Teilchens kein dazugehöriger Schauer gefunden wurde, werden die Impulskomponenten aus dem Spurimpuls und der Ursprungsrichtung des Teilchens berechnet. Die Energie wird durch quadratische Addition der drei Impulskomponenten und der Teilchenmasse berechnet. Da hier eine Teilchenerkennung nur beschränkt möglich ist, wird als Teilchenmasse die Masse des in hadronischen Ereignissen am häufigsten vorkommenden Teilchens, des Pions, angenommen. Dadurch wird der Fehler des Vektors am kleinsten. Falls die Extrapolation der Spur zu einem gefundenen Raumpunkt in einer Müonkammer innerhalb von 2 Standardabweichungen der Anpassungsrechnung liegt, wird statt der Pionmasse die des μ -Leptons verwendet.

Bei Schauern ohne dazugehörige geladene Spur wird der Vierervektor aus der Schauerenergie und aus der Richtung Wechselwir-

kunpspunkt - Schauerachse berechnet. Es wird angenommen, daß der Schauer von einem (masselosen) Photon verursacht wurde.

Wird eine Verbindung zwischen einer geladenen Spur und einem Schauer gefunden, wird die Berechnung zunächst wie im ersten Fall beschrieben, durchgeführt. Der Schauer wird auf seinen eventuellen elektromagnetischen Ursprung hin überprüft: Wenn die Ebenen 2 und 3 des stacks (in denen man das Maximum eines elektromagnetischen Schauers erwartet) 15% zur gesamten Energie beitragen, wird statt der Pion- oder Müonmasse die des Elektrons angenommen.

Die weitere Datenauswahl benutzt die vorstehend beschriebenen Vierervektoren.

4.5.2 Die Datenvorauswahl

Die gesamte zu untersuchende Datenmenge füllt immer noch mehrere 100 Magnetbänder. Aus ihr wurde daher durch ein Auswahlprogramm eine neue um einen Faktor 10 reduzierte Datengeneration, die sogenannten 'SEL-Bänder', gewonnen. Diese Bänder sind sehr stark mit Ereignissen aus der Ein-Photon-Annihilation angereichert. Sie wurden auch zur Untersuchung anderer als der für die vorliegende Arbeit wichtigen Ereignisklassen benutzt.

Das Auswahlprogramm behält Ereignisse, wenn eine der nachstehend beschriebenen Anforderungen erfüllt ist:

- Die Gesamtenergie überschreitet 20% der Schwerpunktsenergie
- es wurde mindestens eine geladene Spur akzeptiert, und die gesamte von neutralen Teilchen an das Kalorimeter abgegebene Energie ist größer als 5% der Schwerpunktsenergie
- genau eine Spur zeigt auf einen elektromagnetischen Schauer oder einen Raumpunkt in den Müonkammern (siehe auch 4.5.1)

Die verbleibenden SEL-Datenmenge verteilt sich auf 60 Magnetbänder.

4.5.3 Die Suche nach Ereignissen aus der Bhabhastreuung

Wie bereits in früheren Kapiteln dargelegt, dient die Bhabhastreuung $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ zur Ermittlung der Luminosität L . Sie lässt sich auch bei den höchsten von PETRA erreichten Schwerpunktsenergien exakt nach der QED berechnen. Die statistischen und systematischen Fehler sind im Vergleich zu μ -Paar- oder τ -Paar-Erzeugung klein. "Schwache" Einflüsse bleiben gering.

Bhabhaereignisse zeichnen sich im Idealfall durch zwei kollineare Spuren, deren Impuls jeweils der Strahlenergie entspricht, sowie zwei Schauer von Strahlenergie in der Verlängerung der Spuren aus. Strahlungskorrekturen im Anfangs- und Endzustand sowie Bremsstrahlung der Leptonen in Gegenwart von Materie können die geschilderte Topologie jedoch fast bis zur Unkenntlichkeit verfälschen. Die Spuren können beispielsweise fast parallel zueinander verlaufen, obwohl die Schauer kollinear bleiben. Die Schnitte für die Auswahl müssen daher so gewählt werden, daß Abweichungen vom Idealbild bis zu einem annehmbaren Maß erlaubt bleiben, um den statistischen Fehler klein zu halten.

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit des Kalorimeters und der nachfolgenden Rekonstruktionsprogramme für hochenergetische elektromagnetische Schauer deutlich höher ist als die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren, beginnt die Suche nach diesen Ereignissen mit der Suche nach Schauerclustern.

Ein Schauercluster ist eine räumliche Zusammenballung einzelner Schauer. Jedes der ursprünglichen Leptonen kann wegen seiner geringen Masse eine Menge von Bremsstrahlungsphotonen bzw. von diesen erzeugte $e^+ e^-$ -Paaren entstehen lassen. Daher kann sich der entwickelnde Schauer aus mehreren kleinen, klar getrennten Schauern zusammensetzen. Um einen solchen Cluster zu definieren, wird die Schauerenergie innerhalb eines Konus aufgesammelt, und seine Achse durch das mit der jeweiligen Schauerenergie gewichtete Mittel aller gefundenen Schauerachsen bestimmt.

Der Algorithmus zur Clusterbildung geht folgendermaßen vor:

- im ersten Schritt werden die Schauer in absteigender Folge nach ihrer Energie sortiert.
- in der Umgebung um den energiereichsten Schauer herum wird nach weiteren Schauern gesucht. Der gewählte Öffnungswinkel des Konus definiert die Umgebung. Das gewichtete Mittel

der Schauerachsen dient als Clusterachse.

- in der Umgebung der vorläufigen Clusterachse wird nach weiteren Schauern gesucht. Falls gefunden, wird sinngemäß wie im vorstehenden Schritt beschrieben, verfahren. Gibt es keine den Bedingungen genügende Schauer mehr, wird fortgefahren.
- Falls noch wenigstens ein Schauer übrig blieb, wird -beginnend mit dem energiereichsten- das beschriebene Verfahren wiederholt, um einen zweiten Cluster zu finden.
- Die Energie aller nicht zu den Clustern gehörenden Schauer wird summiert.
- Falls eine geladene Spur auf einen Cluster zeigt, wird nicht dessen Achse zur Festlegung der θ -Koordinate benutzt, sondern der $\cos(\theta)$ der Spur. Die Genauigkeit dieser Koordinate wird wegen der hier besseren Auflösung des Spurdetektors um einen Faktor 2 gesteigert.
- Aus den gefundenen Clusterachsen wird der Akollinearitätswinkel β zwischen den Clustern berechnet (siehe auch Abb. 29)

Um Ereignisse der Bhabhastreueung zu erkennen und von Untergrundreaktionen unterscheiden zu können, wird auf die gefundenen Meßgrößen geschnitten. Die Schnitte müssen so definiert sein, daß sichere Vergleiche mit der QED-Erwartung möglich werden:

- Es müssen zwei Cluster gefunden worden sein.
- Jeder der Schauercluster muß eine Gesamtenergie von wenigstens 15% der Schwerpunktsenergie enthalten. Hierdurch wird der größte Teil der sich durch niedrige Schauerenergien auszeichnenden $\mu\bar{\mu}$ -, $\tau\bar{\tau}$ - oder Höhenstrahlungsereignisse verworfen. Das Gleiche gilt für Ereignisse aus Zwei-Photonreaktionen. Abb. 28 zeigt die Lage des Schnittes für die Schauercluster der gesuchten Reaktion.
- Auch hadronische Ereignisse können sich durch kollineare, energiereiche Schauercluster auszeichnen. Da die Zahl der geladenen Spuren bei solchen Ereignissen sehr hoch liegt, wird verlangt, daß nicht mehr als 4 geladene Spuren gefunden wurden. Die Zahl von Bhabhaereignissen, die durch Abstrahlung und Konvertierung mehr als 4 Spuren zeigen, ist so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.

- Energiereiche kollineare kosmische Schauer werden verworfen, indem verlangt wird, daß nicht mehr als 30% der Strahlenergie außerhalb der gefundenen Cluster im Kalorimeter deponiert wurde.
- Auf mindestens einen der Cluster muß eine geladene Spur zeigen, um $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignisse von $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$ -Ereignissen unterscheiden zu können.
- Die Akzeptanz wird im $\cos(\theta)$ beschränkt, und es werden mehrere Selektionen für verschiedene Werte dieses Winkels durchgeführt, um die Abhängigkeit der Luminosität vom Schnittwinkel zu untersuchen. Hier muß besonders sorgfältig vorgegangen werden, weil der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ am Rande der Akzeptanz am größten ist.

Die den beschriebenen Schnitten genügende Datenmenge enthält kaum noch Untergrund. Auf die verbleibenden Untergrundereignisse, Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Berechnung der Luminosität samt Meßfehler wird in Kapitel 5 eingegangen.

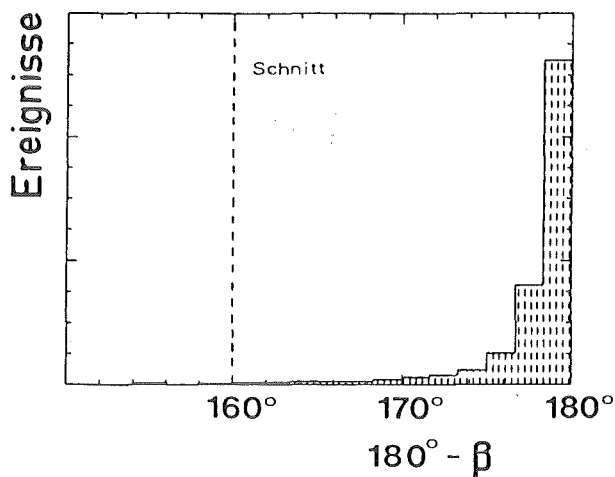


Abb. 29 Verteilung des Akollinearitätswinkels β von Bhabhaereignissen

4.5.4 Die Auswahl hadronischer Ereignisse der Ein-Photon-Annihilation

Hadronische Ereignisse variieren im Aussehen und in dem Meßwerten stark. Sie zeichnen sich jedoch durch die hohe Zahl geladener Spuren aus. Daher wird zur Auswahl zunächst verlangt, daß wenigstens

- 5 geladene Spuren im Bereich $|\cos(\theta)| \leq 0.90$ gefunden werden. Dieser Schnitt verwirft $\tau\bar{\tau}$ -Ereignisse fast vollständig, weil diese vorwiegend 2 oder 4 Spuren im Detektor hinterlassen.
- Die aus den Impulsen geladener Spuren berechnete 'geladene' Energie E_{ch} muß größer als 15% der Schwerpunktsenergie sein.
- Die Gesamtenergie E_{neu} von Schauern im Kalorimeter, auf die keine geladene Spur zeigt, muß 8% der Schwerpunktsenergie überschreiten.
- Die Summe $E_{ch} + E_{neu} = E_{tot}$ muß größer als 35% der Schwerpunktsenergie sein. Von diesem Schnitt werden die meisten Strahl - Gas/Strahlrohr bzw. durch Zwei-Photon-Wechselwirkung erzeugten Endzustände verworfen. Abb.36 veranschaulicht die Auswirkung dieses Schnittes.
- Zwischen irgendeiner Kombination von geladenen Spuren muß ein Öffnungswinkel größer 100 Grad gefunden werden. So wird verhindert, daß niederenergetische, im Spurdetektor spiralisierende Teilchen wegen zufällig gefundener Spuren ein hadronisches Ereignis vortäuschen.

Die verbleibende Datenmenge besteht fast vollständig aus hadronischen Ereignissen der gewünschten Klasse. Im Kapitel 5 wird auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, den restlichen Untergrund und den systematischen Fehler eingegangen.

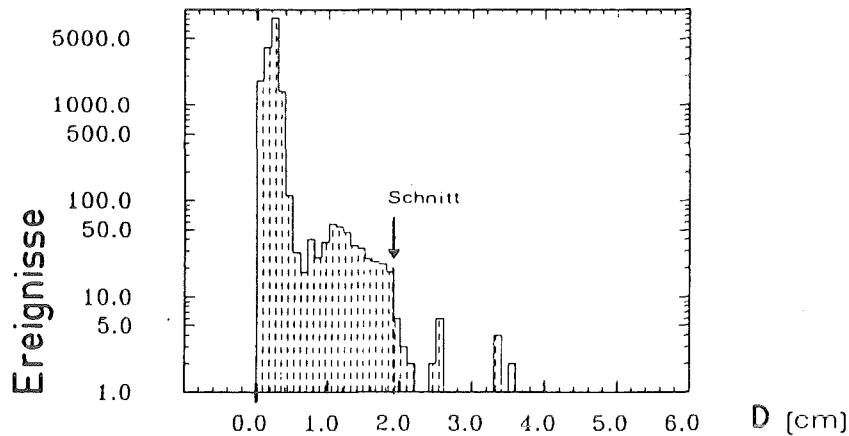


Abb. 30 Abstand D der berechneten Spuren von Ereignissen aus der Bhabha-Streuung vom Wechselwirkungspunkt

Die Lage des Schnittes auf D ist eingezeichnet

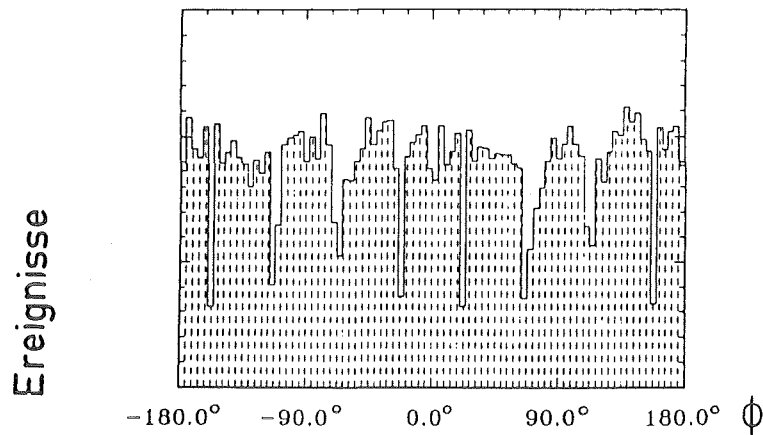


Abb. 31 Verteilung der der Spuren in der $r\phi$ -Ebene

Die Einbrüche gehen auf die Akzeptanzlücken zwischen den 'stacks' des Kalorimeters zurück

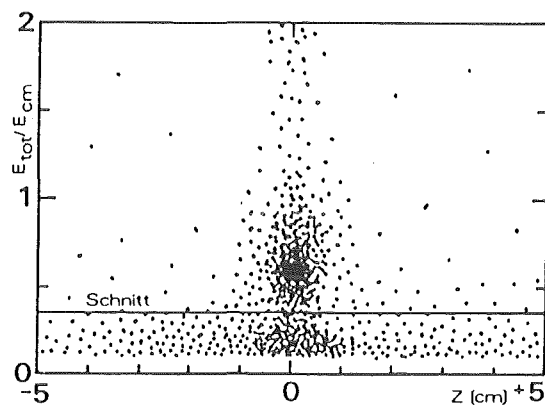


Abb. 32 Korrelation zwischen Wechselwirkungspunkt (Z -Koordinate) und Gesamtenergie von Ereignissen in Einheiten der Schwerpunktenenergie

Die Ereignisse unterhalb der Schnittlinie bestehen überwiegend aus Strahl-Gas Wechselwirkungen. Die Anhäufung nahe $Z=0$ ist zum Teil auf Zwei-Photon-Reaktionen zurückzuführen. Die Anhäufung darüber umfasst die gesuchten hadronischen Ereignisse.

5. Die Auswertung der Datenmenge

Im Folgenden wird die Auswertung der Datenmenge, die wie in Kapitel 4 beschrieben gewonnen wurde, behandelt. Nach einer Definition der gesuchten Meßgrößen, vornehmlich des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes R , wird auf systematische Fehler und erforderliche Korrekturen eingegangen. Anschließend werden die Meßwerte angegeben, und mit den theoretischen Erwartungen verglichen werden. Zum Abschluß folgt eine Diskussion der Ergebnisse.

5.1 Die Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R

Die Messung des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes R beruht auf dem Erkennen und Zählen von hadronischen Ereignissen, und dem Vergleich dieser Zahl mit der Zahl der Ereignisse einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. Am genauesten lassen sich hierfür mit dem CELLO-Detektor Ereignisse aus der Bhabhastreuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ messen. Die Voraussetzungen zur Bhabhastreuung leistet die Quantenelektrodynamik mit einer Genauigkeit, die bisher jeder experimentellen Überprüfung standhielt. Bei hohen Impulsüberträgen Q^2 machen sich geringe Einflüsse der schwachen Wechselwirkung bemerkbar.

Neben der Kenntnis der Ereignisanzahlen N_H , N_B benötigt man zur Umrechnung noch die jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeiten η_H und η_B und den Wirkungsquerschnitt σ_B der Bhabhastreuung. Die integrierte Luminosität L einer betrachteten Datenmenge berechnet sich dann zu

$$L = N_B / (\sigma_B \eta_B)$$

Zusammen mit dem Wirkungsquerschnitt der Müonpaarerzeugung $\sigma_\mu = 86,894/s \left[\text{nB} \cdot \text{GeV}^2 \right]$ (s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie W in GeV^2), welcher zur Normierung dient, erhält man R als

$$R = \frac{N_H}{L \cdot \eta_H \cdot \sigma_{\mu\mu}} = \frac{N_H}{N_B} \cdot \frac{\sigma_B \eta_B}{\eta_H} \cdot \frac{s}{86,894 \text{ nB} \cdot \text{GeV}^2}$$

Wie im weiteren noch beschrieben werden wird, erfordern Bremsstrahlungsphotonen, die Vakuumpolarisation und Modellabhängig-

keiten für beide gemessenen Reaktionen Korrekturen, welche durch Multiplikation mit einem Faktor

$$\frac{1 + \delta_B}{1 + \delta_H}$$

berücksichtigt werden können. Die Korrekturen hängen in nicht zu vernachlässigender Weise von den gewählten Schnitten bei der Auswahl der Ereignisse, und von s ab.

5.1.1 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit η_H für hadronische Ereignisse lässt sich wegen des stark unterschiedlichen Aussehens derselben nicht mit ausreichender Genauigkeit aus den Meßdaten direkt bestimmen. Die Meßdaten müssen daher nach der Monte-Carlo-Methode mit auf der Rechenanlage aus Zufallszahlen erzeugten Ereignissen verglichen werden. Dadurch wird gleichzeitig die beschränkte Meßgenauigkeit des Detektors berücksichtigt.

Die künstliche Erzeugung hadronischer Ereignisse läuft für den Detektor CELLO in drei Schritten ab:

- Als erster erzeugt ein sogenannter "Ereignisgenerator" (z.B. /Hoy79, Sjö83/) aufgrund der Modellvorstellungen zur Entstehung und zur Fragmentation von Quark-Antiquarkpaaren aus e^+e^- -Annihilationen, und aufgrund von Zufallszahlen als Anfangsbedingungen, die Vierervektoren der später im Detektor beobachtbaren, aber auch unbeobachtbaren Teilchen. Er muß außerdem Bremsstrahlungsprozesse berücksichtigen.
- im nächsten Schritt verfolgt das Programm PTRAK den Weg der Teilchen durch einen idealisierten CELLO-Detektor. Es beschreibt -ebenfalls unter Benutzung von Zufallszahlen- die Wechselwirkung der Teilchen mit der Detektormaterie. Dadurch wird die Simulation von Ausgangssignalen ermöglicht.
- Das Programm CELINT berücksichtigt schließlich als letztes den Zustand des Detektors, etwa den Ausfall elektronischer Kanäle, und es beschreibt die erzielten Auflösungen und Nachweiswahrscheinlichkeiten. Es erzeugt Daten, die bis auf kleinere Abweichungen und zusätzliche Tabellen über die ursprünglich vom Ereignisgenerator erzeugten Teilchen genau denen entsprechen, die der Experimentrechner im DESY-Rechenzentrum abspeichern lässt.

Die so erhaltenen Monte-Carlo Daten können für die vergleichende Auswertung dann genauso benutzt werden wie Meßdaten.

Für die R- Messung werden die Monte-Carlo Daten nur benötigt, um festzustellen, wieviele der so unterschiedlichen hadronischen Ereignisse von Detektor nicht gemessen werden können, bzw. wieviele in der Datenauswertungskette oder durch die späteren Schnitte verlorengelangen.

Die Feinheiten der Modellvorstellung im Ereignisgenerator spielen für die R-Messung nur insoweit eine Rolle, als sie die Verteilung der Meßgrößen, auf welche später geschnitten wird, beeinflussen. Das Gleiche gilt für die Simulation des Detektors. Daher wird an dieser Stelle nicht weiter auf die Einzelheiten der Programme eingegangen. Der Vergleich mit den Daten wird später gegeben werden.

Es hat sich herausgestellt, daß das Monte-Carlo Programm den Trigger nicht hinreichend genau simuliert. Etwaige Verluste durch den Trigger müssen daher aus den Meßdaten abgeleitet werden. Hierauf, sowie auf weitere erforderliche Korrekturen, Verluste, den Untergrund und systematische Fehler, gehen die folgenden Abschnitte ein.

5.1.1.1 Ergebnisse aus der Untersuchung von Monte-Carlo Daten

Es standen Monte-Carlo Daten für die verschiedenen Schwerpunktenenergien, bei denen auch Meßdaten genommen wurden, zur Verfügung.

Die Genauigkeit der Übereinstimmung mit den Meßdaten wurde für die Bestimmung von R anhand der wichtigsten, von Schnitten betroffenen Meßwerte überprüft, nämlich die die Verteilung der Zahl gefundener und den Schnitten genügender Spuren, sowie die Verteilung von Spurimpulsen und Schauerenergien. Abb. 33 - 36 zeigen diese für eine typische Energie. Zu den Schnitten zählen auch diejenigen, welche von den verschiedenen Stufen der Datenreduktion (siehe auch 4.2ff) verlangt wurden. - Weil die endgültigen Schnitte stets härter waren als die der Vorauswahlen, waren aber hierdurch keine wesentlichen Verluste zu erwarten. Es gingen im Mittel der Daten weniger als ein hadronisches Ereignis für eine integrierte Luminosität von 3 pb^{-1} verloren. Diese Zahl wurde durch den Vergleich mit der schnellen Datennahme (4.1) bestimmt. Ursache war vor allem der Schnitt auf die Zahl der gesetzten Vertexdetektordrähte. Um einen Fehlvergleich aufgrund der unterschiedlichen Einstellung der Rekonstruktionsprogramme zu vermeiden, wurden nur Ereignisse mit wenigstens sechs geladenen Spuren und einer totalen Energie E_{tot} von

45% der Schwerpunktenenergie, betrachtet.

Die Tabelle 13 enthält die gefundenen Werte der Nachweiswahrscheinlichkeit η_H , die statistischen Fehler, und die aus den Vergleichen von Meßdaten und Monte-Carlo Daten abgeschätzten systematischen Fehler.

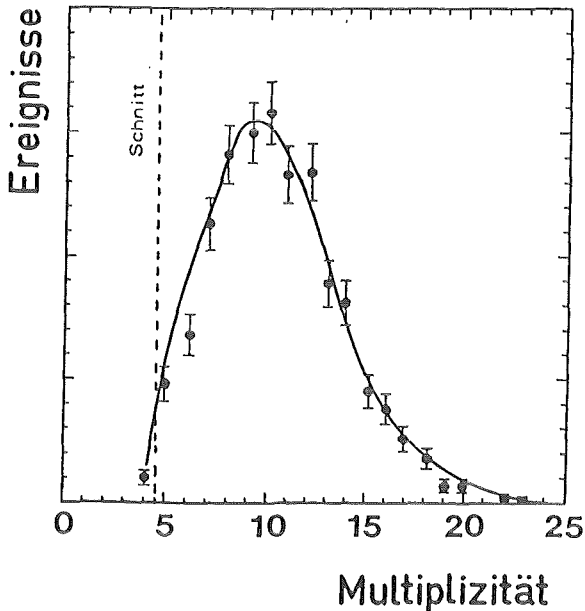


Abb. 33 Geladene Multiplizität hadronischer Ereignisse

Der gemessenen Anzahl von Spuren geladener Teilchen (Punkte) wird zum Vergleich die Anzahl solcher Spuren aus Monte-Carlo Daten (durchgezogene Linie) gegenübergestellt. Schnitt: ≥ 5 Spuren

Tabelle 13 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten η für hadronische Ereignisse

Die Werte werden nach Meßperioden gegliedert (genannt EXPnn) angegeben. Sie enthalten bereits erste Korrekturen (siehe Text). σ (syst.) enthält nur die Unsicherheiten des Monte-Carlos

	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
W (GeV)	33.8	33.7	33.8	22.0	14.0
η	56%	57%	58%	61%	57%
σ (stat.)	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%	1,2%
σ (syst.)	1,6%	1,3%	1,3%	1,2%	1,2%
	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
W (GeV)	38.6-43.2	43.2-45.2	45.2-46.7	44.2	46.6
η	58%	59%	56%	57%	63%
σ (stat.)	0,7%	0,7%	0,7%	0,7%	0,7%
σ (syst.)	1,2%	1,2%	1,2%	0,9%	1,0%

Die Lagen der Verteilungen wichen für einige Meßperioden von den Monte-Carlo Erwartungen leicht ab. Die Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten lassen sich durch Verschieben der Kurven entlang der X-Achse bestimmt. In solchen Fällen wurde der systematische Fehler sicherheitshalber um bis zu 0,5% erhöht, um auch die Unsicherheit dieser Korrektur zu berücksichtigen.

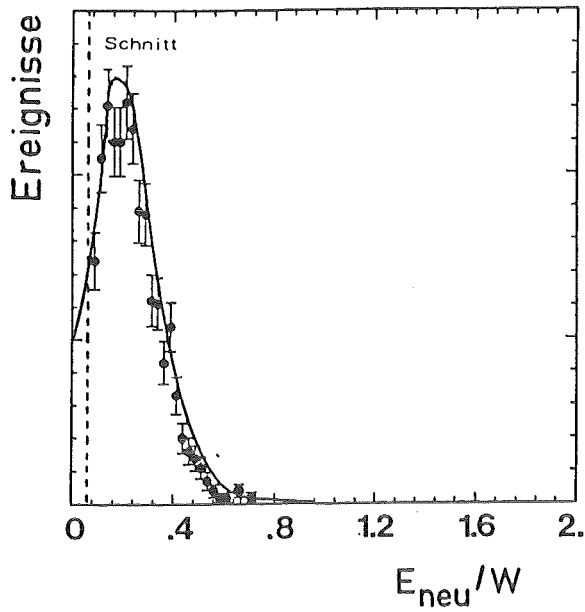


Abb. 34 Gesamtenergie neutraler Teilchen aus Multihadronen

Die Lage des Schnittes auf diese Meßgröße ist eingezeichnet.

Punkte stehen für gemessene Werte; die Monte-Carlo-Ergebnisse werden von der durchgezogenen Linie angegeben.

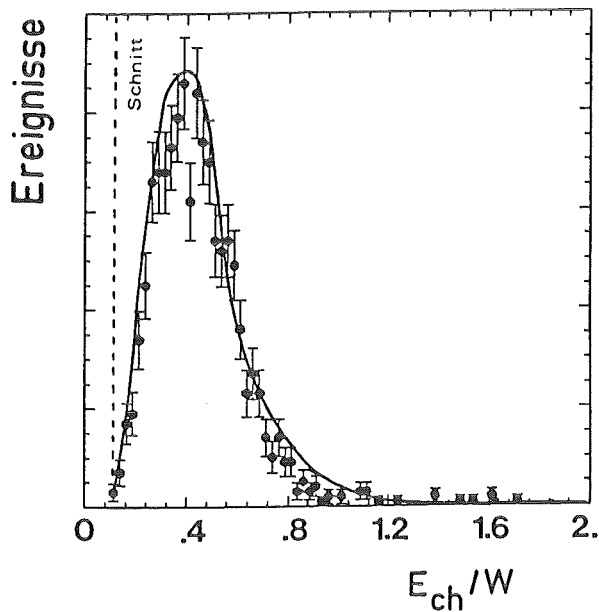


Abb. 35 Gesamtenergie geladener Teilchen aus Multihadronen

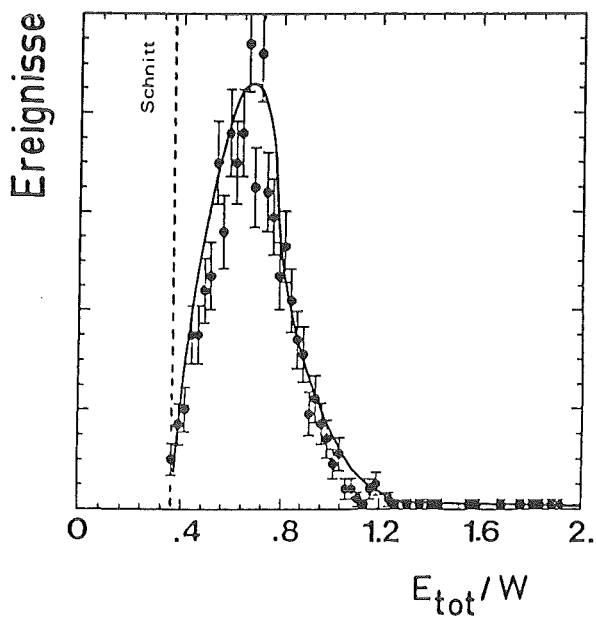


Abb. 36 Gemessene totale Energie hadronischer Ereignisse

5.1.1.2 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers

Für hadronische Ereignisse, welche allen Schnitten genügen, erwartet man Triggersignale aus zwei voneinander unabhängigen Detektor-komponenten, nämlich aus dem Spurdetektor, und aus dem Kalorimeterzähler. Trigger, welche Signale mit geringeren Anforderungen aus beiden Zählern gleichzeitig verlangen, erhöhen die Redundanz zusätzlich.

Diese drei zumindest näherungsweise voneinander unabhängigen Triggergruppen werden zur Bestimmung der allgemeinen Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für eine bestimmte Ereignisklasse benutzen. In einem ersten Schritt wird durch Untersuchung der Triggerkorrelationen in den einzelnen Ereignissen der Anteil der drei Triggergruppen an der Gesamtmenge der getriggerten Ereignisse bestimmt. Aus den so bestimmten einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten lässt sich die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit p aller Trigger zusammen nach der Methode der Konfidenzschätzung /z.B. Bro80/ bestimmen. Tabelle 14 enthält die so bestimmten Werte. Der angegebene Fehler setzt sich aus der Größe der gefundenen Vertrauensintervalle, und Abschätzungen über Ungenauigkeiten aufgrund von nicht erkannten, kurzzeitigen Fehlfunktionen des Triggers zusammen.

**Tabelle 14 Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers
für hadronische Ereignisse**

Innerhalb der Fehlergrenzen lassen sich zwei Bereiche unterscheiden. Der systematische Fehler wurde geschätzt.

W = 14.0-33.8 GeV p = 96% ±0,6% (syst.)

W = 38.6-46.8 GeV p = 97% ±0,4% (syst.)

5.1.1.3 Weitere Quellen von Ereignisverlusten

Eine weitere Quelle von Verlusten sind gelegentliche, wegen der großen Anzahl der Detektorkanäle nicht zu vermeidene Ereignisse mit Auslesefehlern. Durch diese wird eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse verhindert. Falls diese Verluste völlig zufällig verteilt wären, würden sie die Zahl von Hadronen und Bhabhaereignissen in gleichem Maße verringern, und daher die Messung von R nicht beeinflussen.

Weil sich ein hadronisches Ereignis über einen größeren Raumwinkel erstreckt, als eines aus der Bhabhastreueung, erzeugt es in der Regel auch mehr Signale. Man mag nun vermuten, daß daher vergleichsweise häufiger hadronische Ereignisse verlorengelassen werden, und daß daher R zu klein gemessen wird.

Im Kalorimeterzähler betrifft ein Auslesefehler meistens nur eines der 'stacks'. Die Schauer in den verbleibenden werden rekonstruiert. Im Spurdetektor wird dagegen das Finden von Spuren durch eine solche Fehlfunktion vollständig unmöglich gemacht.

Um einen etwaigen Unterschied festzustellen, wurden die Daten aus der Vorselektion (4.5.2) auf Ereignisse mit zum Wechselwirkungspunkt einander diametralen Schauern hin untersucht. Die Schnitte entsprachen denen der für die Suche nach Bhabha-Ereignissen verwendetet. - Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten wurde eine Verringerung von R von 0,3% durch stichprobenartige Überprüfung der so gefundenen Daten bestimmt. Systematische und statistische Fehler lassen keine Unterschiede zwischen den verschiedenen Schwerpunktenenergien erkennen. Die Zahl der Hadronen wurde um den gefundenen Wert korrigiert.

5.1.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse aus der Bhabhastreueung

Weil Bhabha-Ereignisse -stark vereinfacht ausgedrückt- im Detektor nur durch zwei hochenergetische Schauer und zwei Spuren von hohem Impuls in Erscheinung treten, bestimmt man ihre Nachweiswahrscheinlichkeit besser unmittelbar aus den Meßdaten, anstatt nach der Monte-Carlo Methode. Die Vorgehensweise ähnelt in mehreren Punkten der zuvor bei den Multihadronen beschriebenen. Im Folgenden werden die Einzelheiten beschrieben, und die Ergebnisse angegeben werden.

5.1.2.1 Verluste durch die Spurrekonstruktion

Zur Erinnerung: Ein Bhabhaereignis (im weiteren kurz "Bhabha" genannt) wird als solches erkannt, wenn zwei Schauer ausreichend hoher Energie innerhalb gewisser Grenzen, welche durch den zulässigen Akollinearitätswinkel β und die Akzeptanz gegeben sind, gemessen und erkannt wurden, und wenn wenigstens eine geladene Spur auf eine Schauerachse zeigt (ein sogenannter 'link' gefunden wurde; siehe auch 4.5.3).

Weil sowohl die Zahl der vom Rekonstruktionsprogramm geforderten Spurdunkte nicht immer vom Spurdetektor selbst geliefert wird, weil das Rekonstruktionsprogramm nicht alle Spuren erkennt, und weil nicht immer ein 'link' zum Schauer gefunden wird (das kann beispielsweise dann der Fall sein, wenn das Teilchen in Gegenwart der Detektormaterie ein energiereiches Photon abgestrahlt hat), treten hier Verluste an Ereignissen auf.

Um die Verluste zu bestimmen, ist die Zahl der Bhabhas zu finden, bei denen kein 'link' zu den Schauern gefunden wurde. Zur Verfügung stehen die Zahlen N_2 und N_1 der Bhabhas, bei denen zwei oder ein 'link' erkannt wurden.

Sei p die Wahrscheinlichkeit, ein Bhabhaereignis gemessen zu haben, daß also mindestens eine auf die Schauercluster zeigende Spur gefunden wurde. Für p gilt:

$$p = 2N_2 / (2N_2 + N_1)$$

Die Zahl N_0 der verlorengegangenen Ereignisse errechnet sich dann zu

$$N_0 = \left(\frac{1}{2p - p^2} - 1 \right) * (N_1 + N_2)$$

Die aus den Daten bestimmten Werte enthält Tabelle 15 .

Tabelle 15 Anteil der Bhabhaereignisse an der Datenmenge, bei denen keine der Spuren erkannt wurde.

EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
0,19%	0,23%	0,17%	0,16%	0,21%
EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
0,55%	0,33%	0,33%	0,70%	0,80%

5.1.2.2 Verluste im Kalorimeter

Durch den Aufbau des Flüssig-Argon Kalorimeters aus 16 einzelnen 'stacks' entstehen zwischen diesen Zonen mit stark verringerter Nachweiswahrscheinlichkeit, weil dort allenfalls schwache Schauer auftreten, und zudem die Ladungssammlung sehr schlecht ist. Dort treten Verluste an Bhabhas auf, welche sich anhand der ϕ -Verteilung der geladenen Spuren im Spurdetektor ermitteln lassen (Abb. 31). Anhand des Mittelwertes der Spuren, welche auf den Bereich der 'stacks' zeigen, wird errechnet, wieviele Spuren zu erwarten gewesen wären. Die Verluste liegen bei typisch 8%. Die so erhaltene Zahl muß noch um die Zahl der Ereignisse erhöht werden, bei denen nur eine bzw. keine Spur erkannt wurde, und sie muß um die bei Ereignissen mit drei oder mehr Spuren zuviel gefundenen vermindert werden.

Weiterhin muß die Verteilung der Spuren im $\cos\theta$ auf offensichtliche Einbrüche hin überprüft werden. Abb. 37 zeigt einen typischen Verlauf. Der Abfall an der Grenze der Akzeptanz wird später durch die Berechnung eines effektiven Wirkungsquerschnittes σ_1 berücksichtigt werden. Der Einbruch bei $\cos\theta \sim 0$ wurde berücksichtigt.

Während der Experimente 11 bis 17 war eines der 'stacks' noch nicht angeschlossen gewesen. Daher war der nutzbare Bereich der Akzeptanz um ein Achtel verringert, so daß die Nachweiswahrscheinlichkeit σ_B für diese Experimente um 80% liegt. Die nochmals geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für das Experiment 11 ist auf Anfangsschwierigkeiten des Detektors zurückzuführen. Es wurden viele Schauer am Rande der Akzeptanz nicht erkannt. Die erforderliche Korrektur wurde anhand der $\cos\theta$ -Verteilung der Schauerachsen bestimmt. Tabelle 16 enthält die auf die beschriebene Weise erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für Bhabhaereignisse.

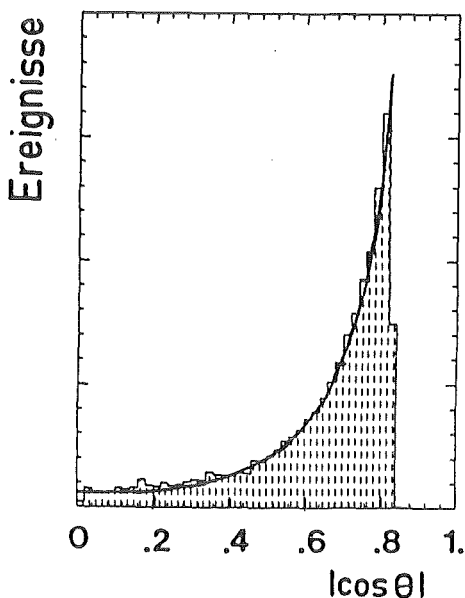


Abb. 37 Verteilung der Schauercluster von Bhabhaereignissen im $\cos\theta$

Der Kurvenverlauf lässt keine signifikanten Abweichungen von der theoretischen Erwartung (durchgezogene Linie) erkennen. Auf den Abfall am Rande der Akzeptanz wird an späterer Stelle eingegangen werden.

Tabelle 16 Nachweiswahrscheinlichkeiten für Bhabhaereignisse

	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
η	57%	75%	80%	77%	81%
(stat.)	0,95%	4,0%	1,7%	0,96%	0,96%
(syst.)	3%	2%	2%	2%	2%
	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
η	92%	94%	91%	91%	89%
(stat.)	1,4%	1,6%	1,7%	1,0%	3,1%
(syst.)	2%	2%	2%	2%	2%

Die systematischen Fehler wurden aus Abschätzungen über die Unsicherheiten der vorstehend diskutierten Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Vergleichen mit Monte-Carlo Daten, und Addition derselben zu den Werten aus Tab. 14, erhalten. Die Werte wurden zur Sicherheit aufgerundet.

5.1.2.3 Weitere Verlustquellen

Die hauptsächlichsten Verluste des Triggers treten für solche Bhabhas auf, deren Schauer in die Lücken zwischen den 'stacks' fallen. Solche Verluste werden durch das vorstehend beschriebene Verfahren bereits mit korrigiert.

Die verbleibenden Verluste und ihre Fehler wurden gemäß der in 5.1.1.2 beschriebenen Methode erhalten. Die Werte stimmen gut mit denen überein, die durch eine Untersuchung der Ansprechschwellen des Kalorimetertriggers gefunden wurden /Kue85/. Sie werden in Tabelle 17 angegeben. Auch hier setzten sich die Fehler aus der Größe der Vertrauensintervalle, und aus Abschätzungen über Fehlfunktionen des Triggers zusammen.

Tabelle 17 Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für Bhabhaereignisse

	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
η	97%	97%	97%	97%	97%
(syst.)	1%	1%	1%	1%	1%
	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
η	99,7%	99,7%	99,8%	99,5%	99,4%
(syst.)	0,4%	0,4%	0,4%	0,4%	0,4%

5.1.3 Strahlungskorrekturen und Vakuumpolarisation

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand, sowie Vakuumpolarisationen, verändern den hadronischen Wirkungsquerschnitt R zusätzlich. Wie stark die Korrekturen werden, hängt von den bei der Ereignisauswahl angebrachten Schnitten, und leider auch von Modellvorstellungen und von ungenau bekannten Parametern wie etwa den Quarkmassen, zur Zeit noch nicht nachgewiesenen Teilchen, und von Annahmen über den Verlauf von R bis hinauf zu unendlich hohen Schwerpunktenenergien, ab. Auf die Bestimmung der Korrekturwerte, und auf die ihnen anhaftende Ungenauigkeit aufgrund mangelnden Wissens, wird im weiteren näher eingegangen. Eine ausführlichere Beschreibung wird im Anhang E gegeben.

Die Abstrahlung im Anfangszustand darf nicht mit der Energieunschärfe des Speicherringes verwechselt werden: Hier strahlt ein einlaufendes Lepton im Feld des Stoßpartners. Die Energieunschärfe wirkt sich dagegen im wesentlichen nur auf die Höhe von Resonanzen aus, weil die genaue Resonanzenergie weniger oft als Schwerpunktenenergie der Wechselwirkung auftritt. Die Energie der entstehenden Photonen ist gering, die charakteristische Energie in der Größenordnung von keV bis MeV, und es muß zudem bedacht werden, daß Leptonen, die zuviel Energie verloren haben, den Wechselwirkungspunkt nicht mehr treffen können. Daher kann die Energieunschärfe der Strahlen bei der Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitten in Energiebereichen, in denen keine Resonanzen auftreten, vernachlässigt werden.

Die Energie von im Anfangszustand abgestrahlten Photonen kann jedoch fast so groß wie die Strahlenergie werden, und es findet trotzdem noch eine Wechselwirkung zwischen den Stoßpartnern statt.

Dies führt zu zwei wesentlichen Auswirkungen:

- Der Impuls des erzeugten Quark-Antiquarkpaares ist ungleich Null; das Meson bewegt sich bei hohen Photonenergien mit großer Geschwindigkeit entlang der Strahlachse. Die aus dem Zerfall entstehenden Teilchen gehen häufig im Strahlrohr verloren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für solche Ereignisse ist gering.
- Da die Schwerpunktenenergie der e^+e^- -Wechselwirkung abnimmt, steigt der Wirkungsquerschnitt mit $1/s$ an. Das gemessene R_{eff} wird daher größer sein als das R , das bei einer festen Energie W erwartet würde. R_{eff} entsteht aus der Faltung der R -Werte zu den Energien W mit dem Photonenspektrum.

Die Photonenenergie wird durch die Masse der erzeugten Quarks begrenzt.

Im Grenzfall niedriger Photonenergien wird das Ereignis dagegen experimentell nicht mehr von einem ohne Abstrahlung zu unterscheiden sein. Die Grenze wird durch einen minimalen Photonenimpuls k_{\min} festgelegt. (typisch: $k_{\min} = 0,01 * E_{\text{cm}}$)

Eine solche Begrenzung wird auch deswegen notwendig, weil die Erzeugungsrate für niederenergetische Photonen sonst divergierte. Eine solche Vorgehensweise entspricht der Regularisierung durch das Abschneiden der Impulse.

Weil der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_H(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ endlich bleibt, wird für den Bereich mit $k < k_{\min}$ der Wirkungsquerschnitt verwendet, der sich für die Zwei-Jet-Erzeugung unter Einbeziehung der Vertexkorrekturen (2.1.3) errechnet. Weil Ereignisse mit solch niedrigen Photonenergien experimentell nicht von Ereignissen ohne Abstrahlung unterschieden werden können, hat diese Vorgehensweise keinen Einfluß auf die Auswertung.

Die Abstrahlung von Photonen kann die Topologie der betroffenen Ereignisse derart verändern, daß Spuren aus dem Bereich der Akzeptanz fallen, und das Ereignis daher verloren geht. Es kann auch deshalb verworfen werden, weil die meßbare Gesamtenergie zu klein geworden ist.

Der Ereignisgenerator des Monte-Carlo Programmes berücksichtigt bereits die Bremsstrahlung im Anfangszustand, so daß sich die Auswirkung der gewählten Schnitte in der bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit η_H niederschlägt. Ausführliche Untersuchungen /MAC84/ zeigen, daß die Modellabhängigkeiten die Werte von δ_H und η_H derart verändern, daß das beobachtbare Produkt $\eta_H(1 + \delta_H)$ nahezu konstant bleibt. Der Einfluß auf R wird für die vorliegende Auswertung vorsichtig zu 0,5% geschätzt.

Weiterhin muß das Auftreten virtueller Fermion-Antifermionpaare, die Vakuumpolarisation, berücksichtigt werden. Dieser Anteil birgt die größten systematischen Unsicherheiten, weil hier nicht nur neue Physik, etwa bisher unentdeckte schwere Leptonen oder Quarks mit Massen nahe der höchsten Schwerpunktenergie stark beitragen können, sondern weil R über den gesamten denkbaren Bereich bekannt sein sollte.

Der Sachverhalt läßt sich wie folgt erklären: Die von virtuellen Fermion-Antifermionzwischenzuständen erzeugte Vakuumpolarisation verändert den Photonpropagator um einen Faktor $(1 + \Pi_f(s))$, welcher die Form einer Dielektrizitätskonstanten des Vakuums hat. Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von $f\bar{f}$ beträgt

$$\sigma_f = \frac{4 \pi \alpha}{s} * \text{Im } \Pi_f(s)$$

Der Realteil wird durch das Dispersionsintegral beschrieben:

$$\operatorname{Re} \Pi_f(s) = \operatorname{Re} \left[\frac{-\alpha s}{3\pi} \operatorname{V.p.} \int_0^{\infty} \frac{R_t(s')}{s'(s'-s)} ds' - \frac{i\alpha}{3} R_t(s) \right]$$

$R_t(s)$ steht für den totalen Wirkungsquerschnitt der Erzeugung von Fermionen einschließlich der Leptonen. V.p. gibt an, daß das Integral als Cauchy-Hauptwert auszuwerten ist, da es nicht existiert, wohl aber die Summe aus links- und rechtsseitiger Grenzwertbildung der Integration am Pol $s = s'$. Die vorgestellte Methode ist die zur Zeit genauest mögliche. Die Unsicherheit liegt in der nicht vorhandenen Kenntnis von $R(s)$ für noch nicht verfügbare s , und in den fehlerbehafteten Messungen von R bei niedrigen Energien von Multihadronen. Es muß auch der Verlauf der Resonanzen (siehe auch Abb. 6) bekannt sein. Der unbekannte Teil bei hohen Energien kann sich glücklicherweise nur weniger stark auswirken, weil $f\bar{f}$ -Paare hoher Masse vergleichsweise weniger häufig erzeugt werden, als leichte.

Als Unsicherheit der Strahlungskorrektur für Multihadronen wird nach den Angaben aus der Literatur /Ber76, Tsa83, MAC84/ unter Einbeziehung der Auswirkungen von Bremsstrahlung im Endzustand ein Fehler von 1,0% angenommen.

5.1.4 Die Bestimmung der Luminosität

Der Wirkungsquerschnitt σ_B der Bhabhastreuung wird mit Hilfe der Standardprogramme von Berends & Kleiss berechnet /Ber82/. Es berücksichtigt die Akzeptanzschnitte sowie Bremsstrahlung und Vakuum-polarisation bis zur Ordnung α^3 , und es trägt Auswirkungen der schwachen Wechselwirkung Rechnung.

Die systematische Ungenauigkeit der Berechnungen wird mit 1,4% angenommen, wenn man für die Beiträge von Strahlungskorrekturen Unsicherheiten von 5-10% ansetzt.

Als nächster Schritt bleibt zu klären, ob die Akzeptanzschnitte des benutzten Programmes denen entsprechen, die auf die Meßdaten angewendet wurden. Letztere sind nämlich mit einem Fehler von 2 mrad wegen der Auflösung des Spurdetektors, und mit der Unsicherheit des Wechselwirkungspunktes behaftet. Weil der differentielle Wirkungsquerschnitt der Bhabhastreuung $d\sigma/d\Omega$ im Bereich von $\cos\theta = 0,7 \rightarrow \cos\theta = 0,9$ um fast eine Größenordnung ansteigt, werden dicht außerhalb des Akzeptanzvolumens deutlich mehr Bhabhas erzeugt, als gerade eben innerhalb. Daher werden häufiger Bhabhas in den Meßbereich hineinstreuen, als verlorengehen.

Für die zu untersuchende Datenmenge wurden die Spuren unter Benut-

zung des Wechselwirkungspunktes rekonstruiert. Im Vergleich zu Daten, bei denen diese Information nicht benutzt wurde, und bei denen die Auflösung daher schlechter ist, erhält man eine um 3% geringere Luminosität.

Um solche Einflüsse zu berücksichtigen, wurden die vom Programm von Berends & Kleiss erzeugten Bhabha-Vierervektoren mit der Auflösung des Detektors und der Streuung um den Wechselwirkungspunkt herum verschmiert, und den gleichen Akzeptanz- und Energieschnitten wie die Meßdaten unterworfen. Für den Detektor wurde eine vollkommene Rotationssymmetrie und 100% Nachweiswahrscheinlichkeit angenommen. Anschließend wird auf die aus den Daten bestimmten Verluste korrigiert.

Durch das geschilderte Vorgehen werden die Verluste am Rande der Akzeptanz mit berücksichtigt. Die Übereinstimmung mit den Meßdaten ist sehr gut.

Das Programm berechnet einen effektiven Wirkungsquerschnitt σ_1 , der nach Berücksichtigung aller zusätzlichen Korrekturen δ die Zahl N der gemessenen Bhabhaereignisse mit der integrierten Luminosität $\int L \cdot dt$ gemäß

$$\int L \cdot dt = N / \{\sigma_1 \cdot (1 + \delta)\} ; \quad \sigma_1 \quad \text{in nb}$$

verknüpft. Die Werte liegen zwischen $\sigma_1 = 10,85 \text{ nb}$ ($W = 14 \text{ GeV}$; $|\cos\theta| < 0,83$) und $\sigma_1 = 1,00 \text{ nb}$ ($W = 46 \text{ GeV}$; $|\cos\theta| < 0,83$). Tabelle 19 enthält die vollständig korrigierten integrierten Luminositäten.

	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
$\int L \text{ nb}^{-1}$	6015	326	1697	2344	1259
(stat.)	78	18	41	48	35
(syst.)	192	7	37	51	28
	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
$\int L \text{ nb}^{-1}$	4184	3445	3400	9216	1104
(stat.)	65	59	58	96	33
(syst.)	37	31	30	83	10

Die systematischen Fehler wurden durch quadratische Addition der in den Tabellen 16 und 17 angegebenen Fehler bestimmt, weil die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers und andere Verlustquellen, z.B. Spurverluste oder fehlgemessene Schauerenergien, voneinander teilweise abhängig sind, und weil diese Einzelfehler bereits einen Sicherheitszuschlag enthalten.

5.1.5 Untergrundereignisse in den Meßdaten

Die allen Schnitten genügende Datenmenge muß noch auf verbleibende Untergrundereignisse hin überprüft werden. Dafür bieten sich zwei Methoden an:

- Untersuchung von Untergrundreaktionen, welche nach der Monte-Carlo Methode erzeugbar sind, z.B. $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$, und Berechnung des eventuell vorhandenen Anteiles unter Berücksichtigung der gefundenen Nachweiswahrscheinlichkeiten und der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen.
- Begutachtung von Ereignisbildern am Datensichtgerät. Weil dabei auch die Meßdaten über Schauerenergien und Spurimpulse zur Verfügung stehen und Ausschnittvergrößerungen möglich sind, lassen sich Strahl-Gas Wechselwirkungen, energiereiche Wechselwirkungen durch den Austausch zweier Photonen (deep inelastic scattering, kurz DIS, siehe auch Abb. 27), $\gamma\gamma$ -Ereignisse (Abb. 25b) oder Höhenstrahlungereignisse (Abb. 23) sicher erkennen.

Durch die harten Schnitte auf hadronische Ereignisse und die besondere Aufbereitung des hochenergetischen Teiles dieser Datenmenge ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Ereignisklasse zwar vergleichsweise gering geworden, lässt dafür aber fast keinen Untergrund zu. Der Untergrund der Bhabhaereignisse besteht überwiegend aus an der Detektormaterie konvertierten Photonen aus $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$ -Wechselwirkungen. Deren Rate ist aber im wesentlichen eine Detektorkonstante. Sie lässt sich anhand der sicher erkennbaren einfach konvertierten Ereignisse genau bestimmen. Insgesamt spielt der systematische Fehler der Untergrundbestimmung daher keine Rolle. Tabelle 20 enthält die verschiedenen Untergrundanteile.

Bhabhas	Exp17	EXP16	EXP11-EXP14	EXP26-EXP34
Anteil				
$\gamma\gamma$	0,3%	0,3%	0,3%	1,2%
Höhenstrahlung		< 0,1%		
Hadronen		< 0,1%		
Zwei-Photon-WW		< 0,1%		
Hadronen				
DIS	0,3%	0,3%	0,4%	0,5%
Zwei-Photon-WW	0,1%	0,2%	0,2%	0,2%
Strahl-Gas-WW	0,2%	0,2%	0,2%	< 0,1%
Bhabhas		< 0,1%		
$\tau\bar{\tau}$		< 0,1%		
Höhenstrahlung		< 0,1%		

5.1.6 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Die systematischen Fehler wurden bisher nach Ursachen und Ereignisklassen getrennt angegeben. Sie werden in diesem Abschnitt daraufhin untersucht, ob sie voneinander abhängig sind. Die erhaltenen Werte fasst Tabelle 21 für die verschiedenen Meßperioden zusammen.

Die Unsicherheit der Anzahl der gemessenen Hadronen wird vor allem vom systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit (Tab. 13) bestimmt. Dazu kommt die Ungewißheit bezüglich der Triggerfunktion (Tab. 14). Die systematischen Unsicherheiten, die durch die verschiedenen Datenselektionen (siehe 4.5) entstehen, werden zu 0,4% abgeschätzt. Um auch nicht offensichtliche Einflüsse, wie z.B. Detektorunsymmetrien, zu berücksichtigen, wird ein Sicherheitszuschlag von 1,0% addiert.

Die systematischen Fehler der Luminosität aufgrund der gesamten Nachweiswahrscheinlichkeit wurden bereits in Tab. 19 vorgestellt. Noch nicht berücksichtigt war dabei die Unsicherheit der Ereignisanzahl aufgrund der erst bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen erfolgten Berichtigung der Ereignisverluste im $\cos\theta$ am Rande der Akzeptanz, weil diese als einzige nicht aus den Meßdaten selbst erhalten wurde. Diese wurden durch den Vergleich der Verteilungen abgeschätzt ($\sim 1\%$). Eine unabhängige Luminositätsbestimmung, die stärker auf den Spurdetektordaten beruht /Lav85/, liefert sehr ähnliche Werte für den systematischen Fehler der Luminosität, nämlich zwischen 1,5% und 3,6%. Die dort verwendete Methode ist gegenüber dem Detektorzustand jedoch deutlich empfindlicher.

Der systematische Fehler von R aufgrund der Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen wird zu 1% angenommen.

Weil die Zahl der Hadronen durch die Luminosität geteilt wird, um R zu bestimmen, neigen gleichartige systematische Fehler dieser Werte dazu, sich gegenseitig aufzuheben. Beispielsweise werden Hadronen und Bhabhaereignisse zum Teil von gleichen Triggern erfasst, die Daten werden von großenteils gleichartigen Programmen verarbeitet, und Fehlkalibrierungen wirken sich für beide Ereignisklassen ähnlich aus. Den Strahlungskorrekturen liegen teilweise gleiche Gesetzmäßigkeiten zugrunde. Daher wird der effektive systematische Fehler durch quadratische Addition der einzelnen Fehler bestimmt, obwohl er sonst grundsätzlich keiner Fehlerrechnung unterliegt.

Der relative systematische Fehler zwischen den Meßpunkten ist deutlich geringer, als der absolute. Er enthält vor allem die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten, wobei jedoch die Fehler aufgrund von Ungenauigkeiten der gewählten Methoden und Modelle kaum in Erscheinung treten. Dieser Fehler wird zu 1,5%

abgeschätzt. Die erforderlichen Strahlungskorrekturen steigen nur logarithmisch als Funktion der Schwerpunktenenergie W an. Der gesamte relative Fehler zwischen den Meßpunkten wird daher mit 2,0% angenommen.

Tabelle 21 Zusammenfassung der systematischen Fehler

σ	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
η	3,6%	3,3%	3,3%	3,2%	3,2%
L H	4,1%	3,1%	3,1%	3,2%	3,2%
δ	1%	1%	1%	1%	1%
$\Sigma\sigma$	7,7%	7,4%	7,4%	7,4%	7,4%
$\sqrt{\Sigma\sigma^2}$	5,5%	4,6%	4,6%	4,6%	4,6%
σ	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
η	3,0%	3,0%	3,0%	2,8%	2,9%
L H	2,5%	2,5%	2,5%	2,5%	2,5%
δ	1%	1%	1%	1%	1%
$\Sigma\sigma$	6,5%	6,5%	6,5%	6,3%	6,4%
$\sqrt{\Sigma\sigma^2}$	4,0%	4,0%	4,0%	3,9%	4,0%

Die Werte geben die systematischen Fehler der gemessenen R-Werte in Prozent an. η_H = Nachweiswahrscheinlichkeit für Hadronen, L = Luminosität, δ = Unsicherheit aufgrund der Strahlungskorrektur

5.1.7 Der gemessene hadronische Wirkungsquerschnitt R

Im folgenden werden die Meßergebnisse, die unter Berücksichtigung aller zuvor beschriebenen Korrekturen erhalten wurden, vorgestellt. Die Schlußfolgerungen aus den Ergebnissen werden in den anschließenden Abschnitten gezogen werden.

Ein Teil der Meßdaten wird unterschiedlich behandelt. Es handelt sich bei diesem um die Daten, die bei dicht aufeinanderfolgenden Schwerpunktenenergien genommen wurden. Sie eignen sich zur Suche nach Resonanzen oder Einbrüchen. Andererseits benötigt man für Aussagen zur Quantenchromodynamik, oder zur Beobachtung elektro-schwacher Einflüsse, Meßpunkte mit geringem statistischem Fehler. Daher werden die genannten Bereiche auch über Abschnitte der Schwerpunktenenergie gemittelt, um einen kleineren Fehler zu erhalten.

In Abb. 38 und 39 und in Tab. 22 sind die Meßwerte zusammengestellt.

	EXP11	EXP12	EXP14	EXP16	EXP17
W (GeV)	33,8	33,7	33,8	22,0	14,0
R	3,68	3,84	4,20	3,86	4,04
\pm stat.	0,11	0,49	0,22	0,12	0,11
\pm syst.	0,20	0,18	0,19	0,18	0,19
\pm rel.syst.	0,07	0,08	0,08	0,08	0,08
	EXP26	EXP28	EXP30	EXP32	EXP34
W (GeV)	41,5	44,2	46,0	44,2	46,3
R	4,09	4,04	4,15	4,08	4,26
\pm stat.	0,17	0,19	0,20	0,12	0,36
\pm syst.	0,16	0,16	0,17	0,16	0,17
\pm rel.syst.	0,08	0,08	0,08	0,08	0,09

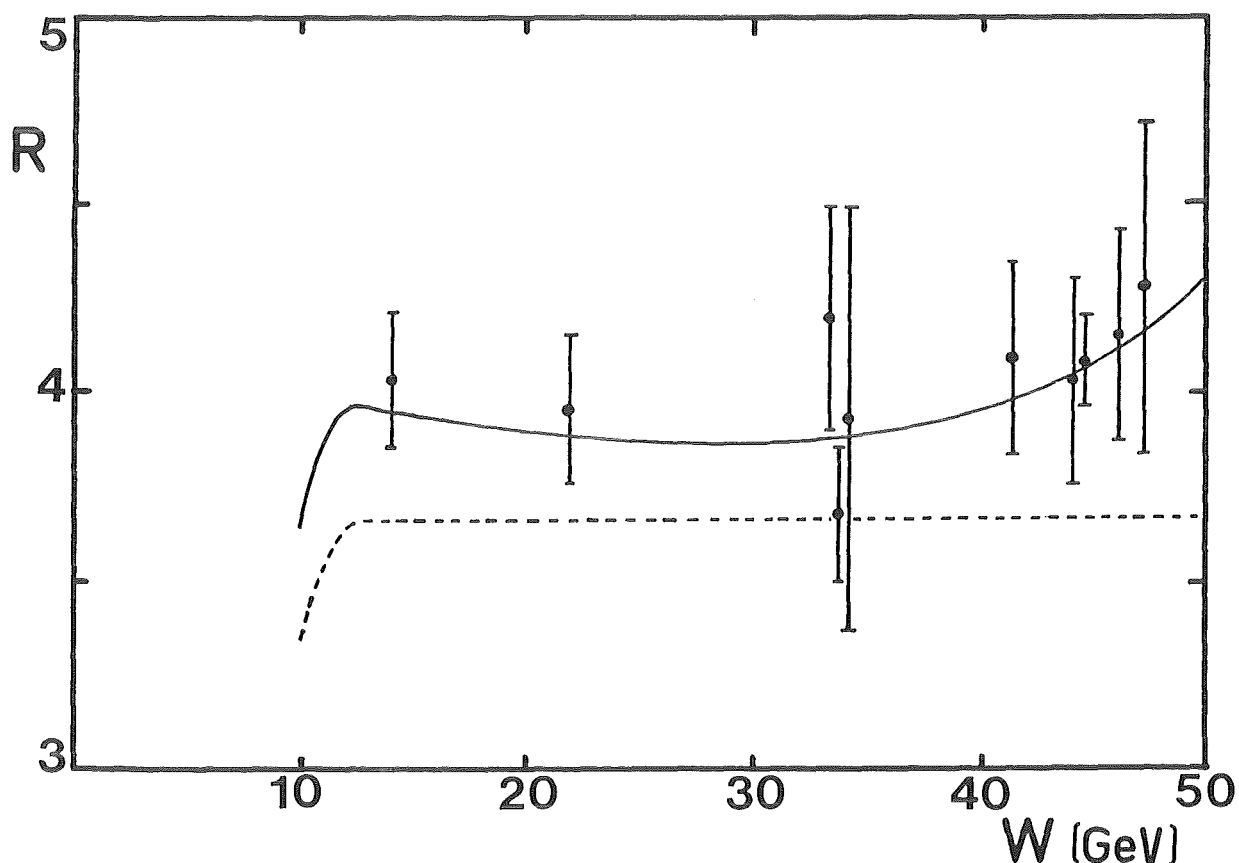


Abb. 38 Gemessener Wirkungsquerschnitt R im Bereich von $W = 14,0$ GeV bis $W = 46,8$ GeV

Es wurden nur die statistischen und die relativen systematischen Fehler eingezeichnet.

Die gestrichelte Linie zeigt die Erwartung des "naiven" Quark-Parton Modelles. Bei der Durchgezogenen wurden zusätzlich die Anteile aufgrund der höheren Ordnungen der Quantenchromodynamik, und die der elektroschwachen Wechselwirkung berücksichtigt (Parameter: $\alpha_s = 0,17$ und $\sin^2 \theta_W = 0,22$). Der Anstieg um $W = 15$ GeV^S beruht auf dem Anwachsen der "gleitenden" Kopplungskonstanten α_s (angenommen: 0,22 bei 14 GeV^S). Der sanfte Abfall bei 11 GeV berücksichtigt die dort nicht vernachlässigbare b-Quarkmasse.

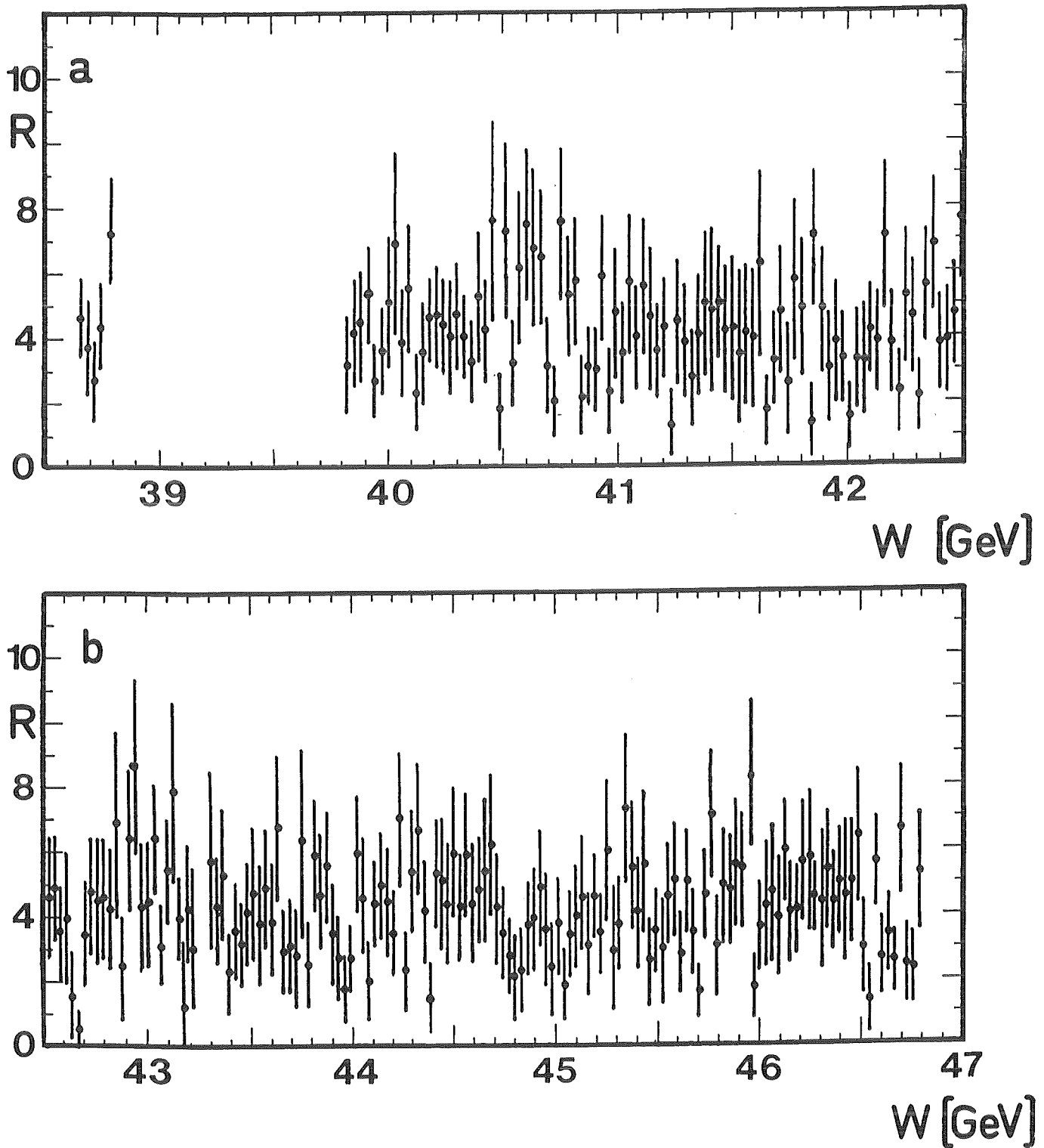


Abb. 39 Gemessener Wirkungsquerschnitt R im Schwerpunktenergiebereich von
 a) 38,5 GeV bis 42,5 GeV
 b) 42,5 GeV bis 47 GeV
 Die Abstände zwischen benachbarten Punkten betragen 30 MeV
 Es wurden nur die statistischen Fehler eingezeichnet

5.1.8 Die Suche nach Resonanzen

Um einen Meßwert für eventuell auftretende Resonanzen zu bekommen, wird an alle Meßpunkte eine Gaußverteilung mit der Breite $\sigma = 2,2 * 10^{-5} W^2/\text{GeV}^2$ angepaßt. Die gewählte Breite trägt der Energieauflösung des Speicherringes PETRA, und der erwarteten schmalen Breite der hauptsächlich gesuchten 'toponium'-Resonanz Rechnung.

Die Fläche unter der gefundenen Gaußverteilung wird mit dem Wert

$$\int \sigma_V(W) dW = \frac{6\pi^2}{M_V^2} \frac{\Gamma_{ee} * \Gamma_H}{\Gamma_{\text{tot}}}$$

verglichen, wobei $\sigma_V(W)$ für den hadronischen Wirkungsquerschnitt bei der Schwerpunktenergie W steht, und M_V die Masse der Resonanz darstellt. Die Γ sind die Zerfallsbreiten in die jeweiligen Kanäle. Die Beziehung gilt für eine Breit-Wigner Resonanz mit $J^P = 1^-$. Der Wert muß für skalare Bosonen mit einem Faktor "3" multipliziert werden.

Die maximale Abweichung wurde bei $W = 42,94\text{GeV}$ gefunden mit

$$B_H * \Gamma_{ee} = \Gamma_H * \Gamma_{ee} / \Gamma_{\text{tot}} < 2,8 \text{ keV}$$

Die 2,8keV geben die obere Grenze mit zwei Standardabweichungen bzw. 95% c.l. an. Unter der Annahme $\Gamma_{ee} = 4...5 \text{ keV}$ und einem hadronischen Verzweigungsverhältnis B_H von 0,8 wird damit das 'toponium' im gemessenen Energiebereich bis hinauf zu $W = 46,77 \text{ GeV}$ ausgeschlossen /Yen75, Kra80, Buc81/.

Für ein skalares Boson würde die Anpassungsrechnung eine entsprechende Breite von 8,4 keV ergeben. Ein solches Ergebnis liegt um rund eine Größenordnung unter den Erwartungen /Hol84, Bop84/. Daher kann ein solches Boson auch im hadronischen Zerfallskanal bis hinauf zur höchsten Schwerpunktenergie ausgeschlossen werden.

Es konnten keine signifikanten Einbrüche im Wert von R festgestellt werden. Daher gibt es keine Hinweise auf Prozesse mit dem Fortfall von Freiheitsgraden bei der Erzeugung von Quark-Antiquarkenzuständen.

Ein neues Quark mit $Q_q = -1/3$ kann durch die Resonanzmessung nicht ausgeschlossen werden. Wie trotzdem Aussagen getroffen werden können, wird in 5.2.2 erklärt.

5.1.9 Vergleich der Meßpunkte mit den Vorhersagen des elektroschwachen Modelles unter Berücksichtigung der Einflüsse der Quantenchromodynamik

(siehe auch Anhang F)

Im Abschnitt 2.2.2 wurde zusammengefasst und vorgerechnet, auf welche Weise die Einflüsse der starken und der schwachen Wechselwirkung den Wirkungsquerschnitt R der Erzeugung von hadronischen Ereignissen in e^+e^- -Annihilationen beeinflussen. Die freien Parameter waren die Zahl der Quarkfreiheitsgrade N_F , die "gleitende" Kopplungskonstante α_s der Quantenchromodynamik, sowie das Sinusquadrat $\sin^2\theta_W$ des Weinbergwinkels θ_W . Die Messung von $\sin^2\theta_W$ war das Hauptziel der vorliegenden Arbeit.

Weil zuvor nachgewiesen wurde, daß im betrachteten Energiebereich bis $W = 46,8$ GeV kein zusätzliches 'top'-Quark zu den ab $W = 9,4$ GeV entstehenden fünf Quarks u, d, s, c, b erzeugt wird (dieses Ergebnis wird in 5.2 zusätzlich bestätigt werden), wird N_F für die Anpassungsrechnung auf $N_F = 5$ festgelegt.

Bei der Anpassungsrechnung muß berücksichtigt werden, daß α_s vom Quadrat des Impulsübertrags Q^2 abhängt wie

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_F) \log(Q^2/\Lambda^2)}$$

mit dem Skalenparameter Λ . In den untersuchten Meßdaten liegt Q^2 zwischen 196 GeV^2 und 2172 GeV^2 , so daß die Änderung von α_s nicht vernachlässigt werden kann. Für ein konstantes, von Q^2 unabhängiges α_s liefert die Anpassungsrechnung für beide Parameter

$$\sin^2\theta_W = 0,459 \pm 0,112 \qquad \alpha_s = \text{const.} = 0,199 \pm 0,163$$

bei schlechter Konvergenz. $\sin^2\theta_W$ wird im Vergleich zur Erwartung, und auch im Vergleich zu den anschliessend ermittelten besten Meßwerten, um einen Faktor 2 zu groß erhalten.

Daher wurde bei jeder Iteration der Anpassungsrechnung Λ aus dem verbesserten Wert von α_s bei einer festen Schwerpunktenenergie W bestimmt (gewählt wurde $W = 44$ GeV), um den Anstieg von α_s zu niedrigeren Schwerpunktenenergien, und damit die Q^2 -Abhängigkeit von R , berücksichtigen zu können. Abb. 40 zeigt das Ergebnis der besten Anpassung. Die Abb. 41 enthält die dazugehörigen Konturen der Likelihoodfunktion. Tabelle 23 listet die erhaltenen Werte auf.

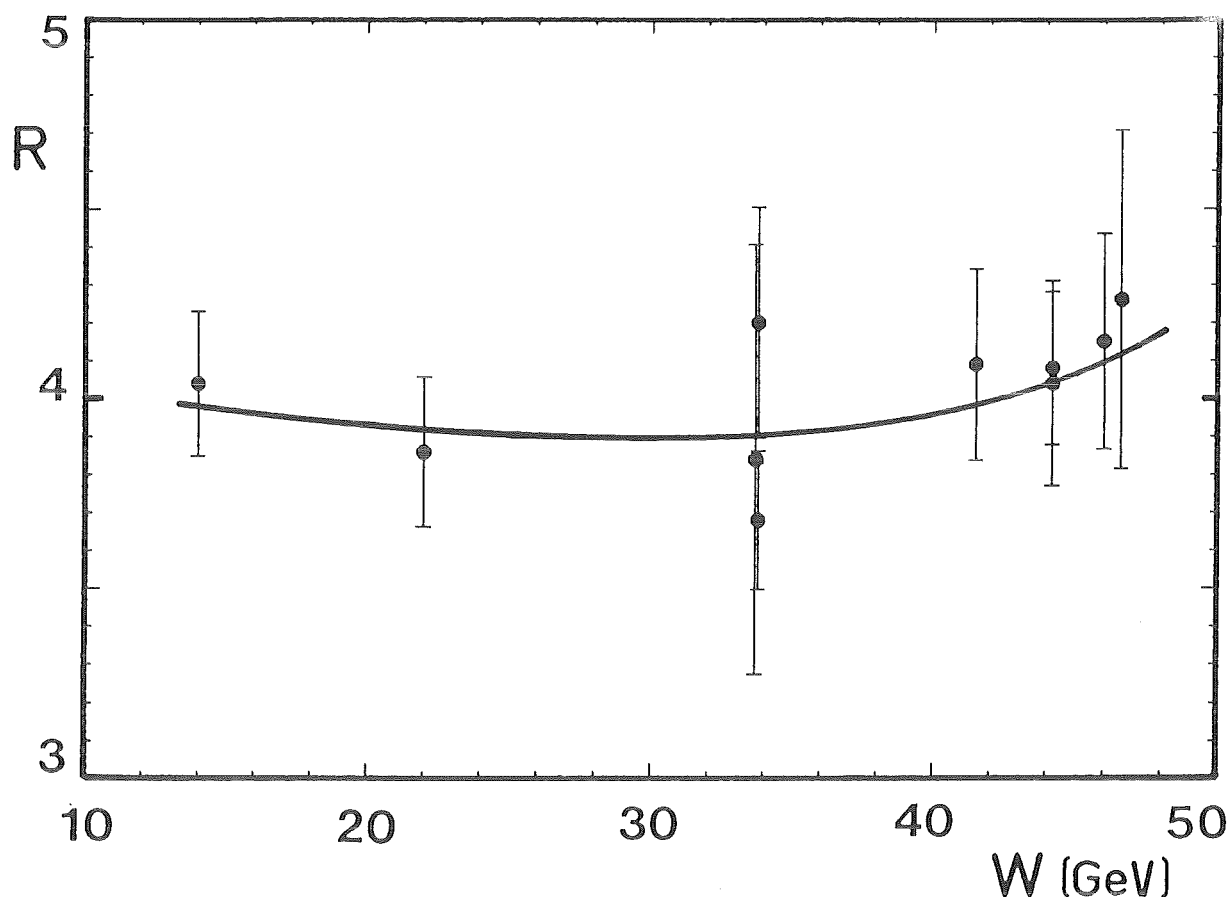


Abb. 40 Beste Anpassung von $R(W, \alpha_s, \sin^2\theta_W)$ an die Meßpunkte

Es wurden die statistischen und die relativen systematischen Fehler eingezeichnet. Tabelle 23 enthält die für die Parameter berechneten Werte.

Tabelle 23		Die gemessenen Werte von $\sin^2\theta_W$ und α_s	
Es werden mehrere Ergebnisse angegeben, die die unterschiedlichen Annahmen der Anpassungsrechnung widerspiegeln (siehe Text).			
Die Werte von α_s gelten für $Q^2 = 44^2 \text{ GeV}^2$			
Gleichzeitige Anpassung beider Parameter:			
$\sin^2\theta_W = 0,218 \pm 0,105$		$\alpha_s = 0,185 \pm 0,116$	
α_s festgehalten:			
$\sin^2\theta_W = 0,204 \pm 0,038$		$\alpha_s = 0,190$	
$\sin^2\theta_W = 0,208 \pm 0,039$	für	$\alpha_s = 0,185$	
$0,212 \pm 0,041$		$0,180$	
$\sin^2\theta_W$ festgehalten:			
$\alpha_s = 0,183 \pm 0,064$	für	$\sin^2\theta_W = 0,22$	

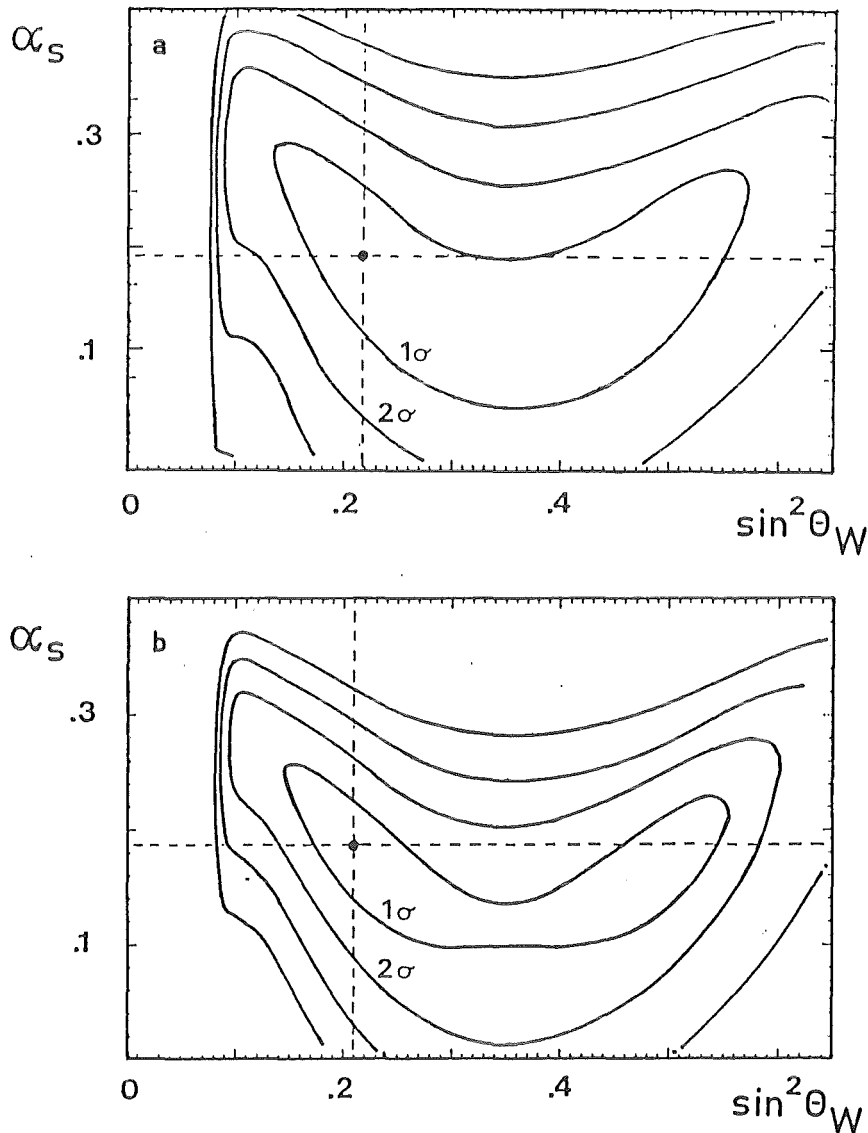


Abb. 41 Konturen $F(\alpha_s, \sin^2\theta_W)$ der Likelihoodfunktion der Anpassungsrechnung

- a) unter Zugrundelegung der statistischen und absoluten systematischen Fehler der Meßpunkte
- b) bei Berücksichtigung der statistischen und relativen systematischen Meßfehler

Die Fehlergrenzen lassen sich verbessern, wenn jeweils einer der Parameter festgehalten wird. $\sin^2\theta_W$ wird daher für drei α_s nahe dem besten hierfür zuvor gefundenen Wert angepasst. Weil $\sin^2\theta_W$ fast vollständig durch den Kurvenverlauf der Meßpunkte bestimmt wird, gehen in die Anpassungsrechnung ausschliesslich die statistischen und die relativen systematischen Fehler ein.

Für α_s ist dagegen der Absolutwert von R entscheidend. Daher müssen hier die statistischen und die absoluten systematischen Fehler benutzt werden. Für die alleinige Anpassung von α_s wird der zur Zeit genaueste bekannte Wert für $\sin^2\theta_W$ ($\sin^2\theta_W = 0,22$ /UA184/ /UA283/) verwendet. Tab. 23 enthält auch diese Ergebnisse.

5.2 Die weitere Auswertung der Meßdaten

Die gefundenen hadronischen Ereignisse können dazu benutzt werden, unabhängig von der Messung von R Resonanzen wie Quarkonia zu finden, oder auszuschließen. Mit der gewählten Methode, welche noch im einzelnen vorgestellt werden wird, können auch Aussagen über Quarks mit der Ladung $Q_q = -1/3$ getroffen werden.

Anschließend werden die Meßwerte von R noch einmal daraufhin untersucht, ob sich Anzeichen für eine Nicht-Punktförmigkeit der Quarks zeigen.

5.2.1 Die Topologie hadronischer Ereignisse

In zwei Punkten bleibt die alleinige Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes R unbefriedigend:

- Ein Quark mit drittelzahliger Ladung kann nicht ausgeschlossen werden, und
- die vorhandene Datenmenge enthält Lücken, die größer als die natürliche Breite einer 'toponium'-Resonanz sind. Es könnte also durch "übersehen" worden sein, falls der R-Wert oberhalb der eventuellen Resonanz fehlgemessen worden wäre.

Weil sich die Topologie hadronischer Ereignisse aus der beginnenden Erzeugung neuer Quarkonia deutlich verändert, lassen sich trotzdem eindeutige Aussagen gewinnen. Die physikalischen Grundlagen und der Weg der Auswertung werden im Folgenden beschrieben werden. Im betrachteten Energiebereich können mittels dieser Methode sogar Quarkonia mit im Vergleich zur Schwerpunktenenergie um mehrere GeV kleineren Massen nachgewiesen werden.

Wenn die Schwerpunktenenergie W gerade groß genug geworden ist, um ein Quarkonium der Masse M_V im Kontinuum zu erzeugen, dann können die beiden schweren Quarks im Laborsystem eine nur geringe, kaum im relativistischen Bereich liegende Geschwindigkeit besitzen. Die während deren Fragmentation erzeugten Teilchen werden daher in einem deutlichen Maße isotrop verteilt sein, und daher werden allenfalls gering gebündelte 'jets' im Detektor beobachtbar sein. Die Teilchen werden auch weniger in einer Ebene liegen, wie man es für möglicherweise ähnlich aussehende Multi-hadronen aus leichten Quarks, aber mit drei 'jets' durch Gluon-

bremsstrahlung erwarten würde.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit liegt für isotrope Multihadronen um 82%, weil so Verluste wegen der $(1+\cos^2\theta)$ -Verteilung der ursprünglich erzeugten Fermionen weitgehend vermieden werden. Dieser aus Monte-Carlo Untersuchungen erhaltene Wert stützt die Aussagekraft der R-Messungen zusätzlich.

Um zu einem Maß für die genannten Unterschiede zu kommen, werden zunächst geeignete Variable definiert werden. Diese tragen die aus dem Englischen übernommenen Namen "Thrust", "Sphärizität" und "Aplanarität".

Der Thrust T wird aus der Linearkombination der Teilchenimpulse p_i zu allen möglichen Einheitsvektoren e bestimmt gemäß

$$T = 2 \max_{(e)} \frac{\sum_i |e \cdot p_i|}{\sum_i |p_i|}$$

Es gilt $T = 1/2$ für vollkommen isotrope, und $T = 1$ für perfekte Zwei-'jet'-Ereignisse. Der Einheitsvektor e , für den T maximal wird, vor allem durch die Impulssumme der Teilchen mit dem größten Gesamtimpuls festgelegt. Der Thrust ist nicht sehr empfindlich gegenüber den gesuchten Unterschieden im Aussehen der Ereignisse, weil er nur schlecht unterscheiden kann, ob Spuren isotrop im Raum, oder gleichmässig in einer Ebene verteilt sind. Er wird aber zur Überprüfung der anderen Variablen verwendet /Fah77/.

Zur Bestimmung der anderen Größen wird -analog zum Trägheitstensor der Mechanik- ein Sphärizitätstensor S aufgebaut gemäß /Bjo77/

$$S_{ij} = \frac{\sum_k (p_i \cdot p_j)}{\sum_k (p_k)^2}$$

dessen drei Eigenwerte $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$; $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$, $0 \leq \lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$, die Sphärizität S und die Aplanarität A definieren:

$$S = 1.5(\lambda_1 + \lambda_2)$$

$$A = 1.5 \cdot \lambda_1$$

Im Falle einer isotropen Verteilung gilt $S = 1$, $A = 0.5$, und für ideale 'jets' $S = 0$, $A = 0$.

Die Hauptachsen des Tensors S (n_1, n_2, n_3) haben folgende Bedeutung: n_3 wird die Sphärizitätsachse genannt und entspricht dem Einheitsvektor e der Thrustdefinition. Allerdings muß die Richtung der beiden Vektoren auch im Idealfall wegen der unterschied-

lichen Definitionen nicht übereinstimmen. n_1 und n_2 spannen die Ereignisebene auf.

Ein Nachteil des Sphärizitätstensors ist seine quadratischen Abhängigkeit von den Teilchenimpulsen, und damit auch von deren Fehlern. In den Thrust gehen die Teilchenimpulse dagegen linear ein. Weil jedoch die Aplanarität die gesuchten Unterschiede deutlich sichtbar macht, wird ihr Wert im Folgenden benutzt werden. Um Fehlmessungen auszuschließen, werden stets die Ereignisachsen von Thrust und Sphärizität verglichen. Die Übereinstimmung zwischen beiden erwies sich auch bei den höchsten Schwerpunktenenergien als gut.

Im Verlauf der Untersuchungen zeigte sich, daß sich nicht jedes Programm zur Eigenwertbestimmung verwenden lässt. Einfache Programme liefern sehr oft eindeutig falsche Hauptachsen. Es ist ratsam, die Eigenwerte nach Konditionsverbesserung der Matrix S_{ij} , und nach Transformation in eine schneller konvergierende Form unter Benutzung des QD-Algorithmus und mit doppelt genauer numerischer Zahlendarstellung auszuwerten /Jor81/.

Abb. 43 zeigt die Aplanaritätsverteilung der Meßdaten der höchsten Energiepunkte im Vergleich zur Erwartung für fünf Quarks u, d, s, c, b , sowie zu den Änderungen durch ein sechstes Quark mit $Q_q = -1/3$ oder $Q_q = +2/3$. Die letzteren beiden Möglichkeiten werden bis $W = 46,3$ GeV ausgeschlossen. Die Erwartung für 5 Quarks stimmt sehr gut mit den Meßdaten überein.

Unter Benutzung aller Meßdaten kann das 'top'-Quark sogar bis 46,7 GeV mit zwei Standardabweichungen ausgeschlossen werden, indem die Zahl der gemessenen Ereignisse mit der Zahl der jeweils erwarteten verglichen wird, beginnend von den höchsten Energie-meßpunkten zu kleineren hin. Um Messung und Erwartung vergleichen zu können, muß geprüft werden, ob die Zahl der gemessenen Ereignisse zwei Standardabweichungen unter der erwarteten Zahl liegt. Zwei Standardabweichungen entsprechen einer Wahrscheinlichkeit von 95% für die Hypothese. Für den Vergleich wird die kumulative χ^2 -Verteilung benötigt.

Gesucht ist die Zahl N_{\max} , welche mit einer Wahrscheinlichkeit w aufgrund der gemessenen Zahl N ausgeschlossen werden kann. Die Verteilung $\chi_w^2(N)$ findet man tabelliert in Statistiklehrbüchern. Dann gilt:

$$N_{\max} = 1/2 \chi_w^2(2N + 2)$$

Die untere Grenze liesse sich entsprechend mit

$$N_{\min} = 1/2 \chi_w^2 (2N)$$

finden. So wäre ein gemessenes Ereignis innerhalb von zwei Standardabweichungen höchstens mit $N_{\max} = 0.5 \chi_{0,95}^2 (2 \cdot 1 + 2) = 4,75$ Ereignissen verträglich; kein Ereignis mit 3,0 Ereignissen.

Als letzte Überprüfung wird festgestellt, ob die Verteilung der Sphärizitätsachse n_3 von der Form $(A + B \cdot \cos^2 \theta)$ ist. Abb. 42 zeigt das Ergebnis der Anpassungsrechnung. Die Übereinstimmung ist gut, und es lassen sich keine signifikanten Anzeichen für etwaige isotrope Zerfälle, welche sich durch einen Anstieg im Bereich $\cos \theta \sim 0$ bemerkbar machen sollten, erkennen.

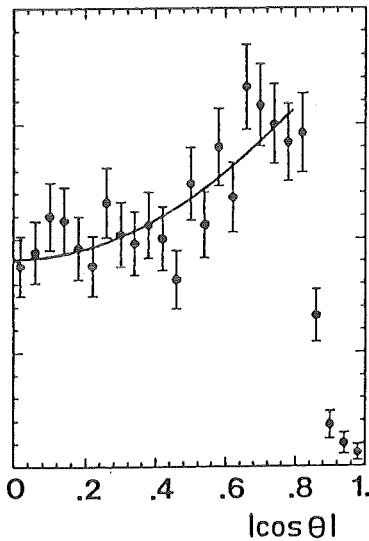


Abb. 42 Verteilung der Sphärizitätsachsen im $\cos \theta$

Die Verteilung entspricht der Form $A \cdot (1 + 1,13 \cos \theta)$

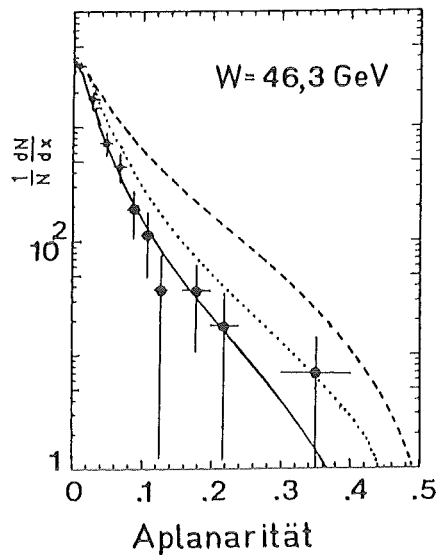
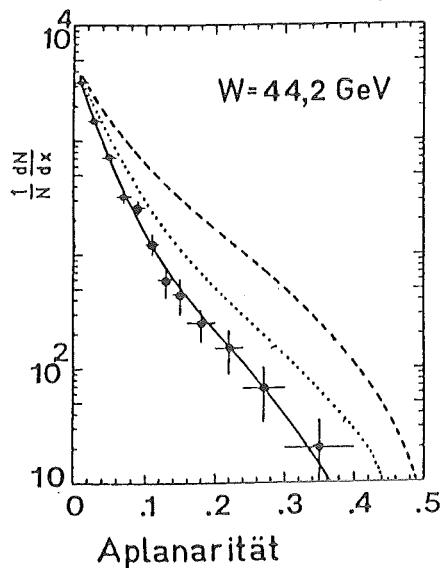


Abb. 43 Aplanaritätsverteilung hadronischer Ereignisse für zwei Schwerpunktenenergien W

Die durchgezogene Linie zeigt die Erwartung für die Erzeugung von fünf Quarkflavor bei den angegebenen Energien. Die punktierte zeigt die Verteilung, falls ein sechstes Quark mit $Q = -1/3$ zusätzlich produziert würde, und die gestrichelte gilt für den gleichen Fall, aber $Q = 2/3$. Die Masse des sechsten Quark wurde mit 20 bzw. 22 GeV angenommen.

5.2.2 Grenzen für Quarksubstrukturen

Die Meßdaten sollen hier daraufhin untersucht werden, ob es Anzeichen für eine Nicht-Punktförmigkeit der Quarks gibt.

Wie in 2.3.2 beschrieben, wurden die in 5.1.9 bzw. 2.2.2 benutzten Gleichungen für R durch einen Formfaktor F ergänzt, um untere Grenzen für die Ausdehnung der Ladungsdichte der Quarks, ausgedrückt durch Abschneideparameter Λ_{\pm} , zu erhalten:

$$R \rightarrow R * |F_{\pm}(s)|^2 = R * |1 \mp s / (s - \Lambda_{\pm}^2)|^2$$

Weil die Meßpunkte auch ohne den Formfaktor sehr gut mit der theoretischen Erwartung übereinstimmen, ist es nicht sinnvoll, Λ_{\pm} als dritten Parameter der Ausgleichsrechnung zu verwenden. Die Konvergenz ist wegen der kleinen Beiträge von Λ_{\pm} zu R schlecht, und die gefundene Lösung mit großen numerischen Unsicherheiten behaftet. Bei geeigneter Wahl der Anfangsparameter und des Konvergenzkriteriums ist es ohne weiteres möglich, innerhalb eines 95%-Vertrauensintervalles Werte für Λ_{\pm} zwischen 500 GeV und 70 TeV zu bestimmen. Diese Zahlen sind angesichts der Fehler der Meßpunkte und der mit dem Speicherring PETRA erzielbaren Auflösung nicht zu rechtfertigen. Weil Λ jedoch nur als untere Grenze von Bedeutung ist, wurde der folgende Weg beschritten:

- Als Ausgangswerte für $\sin^2\theta_W$ und α_s wurden die in Tabelle 23 enthaltenen benutzt, und das χ^2 der Anpassungsrechnung für $|F_{\pm}(s)|^2 \equiv 1$ bestimmt.
- Anschließend wurde Λ solange variiert, bis das χ^2 der Anpassungsrechnung um "4" größer war, als das zuvor bestimmte. Ein Anstieg um "4" entspricht einem 95%-Vertrauensintervall für die Anpassungsrechnung. Durch die gewählte Methode hat der so für Λ ermittelte Wert die Bedeutung einer unteren Grenze.
- In einem dritten Schritt wird überprüft, ob sich der Wert von Λ durch eine weitere Variation der Ausgangsparameter $\sin^2\theta_W$ oder α_s weiter verringern lässt. Es zeigte sich, daß diese Abhängigkeiten gering waren.

Für die Abschneideparameter Λ_{\pm} wurden folgende untere Grenzen bestimmt:

$$\begin{aligned} \Lambda_{+} &= 269 \text{ GeV} \\ \Lambda_{-} &= 296 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (\text{für } 95\% \text{ c.l.}, \sin^2\theta_W = 0.209, \alpha_s = 0.183)$$

Das entspricht einer oberen Grenze r für die Ladungsverteilung von Quarks von

$$r \lesssim 7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}$$

5.3 Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

(siehe auch Anhang F)

In den vorstehenden Kapiteln wurde eine präzise Messung des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes R vorgestellt. Daneben wurden die dafür verwendeten Meßdaten auf weitere physikalische Einflüsse hin untersucht.

Die gemessenen Werte ergeben ein mittleres R von

$$R = 4,00 \pm 0,05 \text{ (stat.)} \pm 0,18 \text{ (syst.)} \quad (W = 14,0 \rightarrow 46,8 \text{ GeV})$$

Sie sind damit verträglich mit dem "naiven" Quark-Parton Modell zusammen mit der Annahme von drei Quarkfarben, und sie zeigen die Notwendigkeit der Korrekturen durch Einflüsse der Quantenchromodynamik.

Das Ansteigen der Meßwerte bei den höchsten Schwerpunktenenergien W bestätigt die Auswirkungen der schwachen Wechselwirkung durch den Austausch virtueller Z^0 bzw. der Interferenz zwischen Photon und Z^0 in e^+e^- -Annihilationen. Einer der wesentlichen Parameter des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung, das $\sin^2\theta_W$, konnte zu

$$\sin^2\theta_W = 0,208 \pm 0,039 \quad \text{für } \alpha_s = 0,183$$

bestimmt werden.

Für den Wert der "starken" Feinstrukturkonstanten" α_s wurde

$$\alpha_s = 0,183 \pm 0,064 \quad \text{für } \sin^2\theta_W = 0,22, W = 44 \text{ GeV}$$

gefunden.

Beide Werte stimmen sehr gut mit denen anderer Experimente überein. Die Genauigkeit für $\sin^2\theta_W$ erreicht zwar nicht die der Experimente am $p\bar{p}$ -Collider (CERN, /Rad84/), stellt aber eine unabhängige Bestätigung derselben in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ dar. Der Fehler von α_s ist zwar groß, liegt aber im Rahmen anderer Veröffentlichungen, wobei die dort benutzten Methoden zur Bestimmung dieser gleitenden Konstanten zur Zeit als modellabhängig gelten /als Überblick: Wu_84, CEL83/. Dagegen ist die hier verwendete Methode zwar weniger genau, aber dafür von speziellen Fragmentationsmodellen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ unabhängig.

Das top-Quark konnte bis zu Schwerpunktenenergien von $W = 46,8$ GeV aufgrund des Fehlens einer 'toponium'-Resonanz in R mit mehr als zwei Standardabweichungen ausgeschlossen werden. Das gleiche gilt erst recht für die Erzeugung skalarer Bosonen, der denkbaren Partner des Z^0 . Desgleichen zeigen die R-Werte keine signifikanten Einbrüche, so daß neue physikalische Vorgänge, die sich durch eine Verringerung der Freiheitsgrade der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ auswirken könnten, nicht festzustellen sind.

Die Meßwerte lassen keine Abweichung von R von den Erwartungen des Quarkmodelles zusammen mit Quantenchromodynamik und den Einflüssen der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung erkennen, die auf aus noch kleineren Bausteinen zusammengesetzte Quarks schließen lassen. Die Grenzen liegen bei $\Lambda_+ = 269\text{GeV}$ und $\Lambda_- = 296\text{GeV}$. Angesichts der Meßgenauigkeit des Experimentes, der Größe dieser Grenze im Verhältnis zur maximalen Schwerpunktenenergie, und der daher auftretenden numerischen Probleme kann aus dieser Zahl lediglich geschlossen werden, daß auch bei den Energien des im Bau befindlichen LEP-Speicherringes keine derartigen Elementarteilchen erzeugbar sein werden, und daß es keinerlei Signifikanz für deren Vorhandensein aufgrund der hier ausgewerteten Daten gibt.

Aus der Topologie der für die R-Messung benutzten hadronischen Ereignisse wurden auch für neue Quarks mit einer Ladung von $Q_q = -1/3$ (z.B. ein b') Grenzen für die Massen von aus diesen aufgebauten Mesonen ($b'\bar{b}'$) gefunden. Solche Mesonen werden bis $W = 46,3$ GeV ausgeschlossen. Die Messungen bestätigen auch den Ausschluß des 'top'-Quarks, und das negative Ergebnis bezüglich skalarer Bosonen, zusätzlich.

6. Ausblick

Spektakuläre neue Ergebnisse der R-Messung werden aller Voraussicht nach den Speicherringen der nächsten Generation, z.B. LEP am Genfer Forschungszentrum CERN, vorbehalten sein. Dort werden die erzielbaren Schwerpunktennergien die von PETRA erreichten um ein mehrfaches übertreffen; bei gleicher oder verbesserter Luminosität.

Die ersten zu erwartenden Messungen werden eine direkte Fortführung, aber auch eine wesentliche Erweiterung der vorliegenden Auswertung darstellen: Es wird möglich werden, die gesamte Z^0 -Resonanz auszumessen, und nach dem 'top'-Quark weiter zu suchen. Möglicherweise werden auch weitere schwere Leptonen gefunden werden. Der hohe R-Wert auf der Spitze der Z^0 -Resonanz (erwartet: $R \sim 7000$) wird als Nebeneffekt zur Massenproduktion von hadronischen Ereignissen führen (die sogenannte " Z^0 - Fabrik"), und Auswertungen zu anderen Fragen erlauben.

Neben der als gut gesichert geltenden Beschreibung der Wechselwirkungen durch Quantenchromodynamik, und durch die vereinheitlichte elektroschwache Wechselwirkung, stehen in der Zukunft auch die Teilchen im Blickpunkt, die von noch weiter vereinheitlichenden Theorien, oder von neueren Modellen vorhergesagt werden. Auch hierfür mag R Hinweise geben, etwa analog der vorgestellten Untersuchung zu noch elementareren Quarkbausteinen.

Auch in Zukunft wird also die Messung des normierten hadronischen Wirkungsquerschnittes dazu beitragen, interessante physikalische Fragen schnell und zuverlässig zu klären, und so zu helfen, Theorien zu verwerfen oder zu bestätigen. Es mögen aber durchaus auch unerwartete Phänomene auftauchen! Der Verlauf von R wird also auch in Zukunft helfen, die Kenntnisse über den Aufbau der Materie und von der Dynamik der Bausteine zu erweitern.

Anhang

A Eichtheorien und die Renormierungsgruppe

Von physikalischen Theorien wird erwartet, daß sie -ausgehend von bestimmten Anfangswerten- Voraussagen über die weitere Entwicklung eines gegebenen Zustandes liefern können. Um dies zu leisten, muß eine Theorie in sich widerspruchsfrei und vollständig sein. Da nach den Regeln der Quantenmechanik nur Wahrscheinlichkeitsaussagen möglich sind, dürfen weder negative Wahrscheinlichkeiten, noch solche größer als 1 vorkommen. Weiterhin dürfen weder negative noch unendlich große Energiewerte auftauchen.

Der Begriff der Symmetrie spielt in den Überlegungen eine wesentliche Rolle. Kehrt man beispielsweise die elektrischen Ladungen einer Menge geladener Teilchen um, dann ändern sich die Kräfte zwischen diesen Teilchen nicht, es liegt also eine Symmetrie bezüglich des Ladungsvorzeichens vor. -Die Menge der möglichen Symmetrietransformationen wird als **Symmetriegruppe** bezeichnet.

Man unterscheidet grundsätzlich zwischen **globalen** und **lokalen** Symmetrien: Bei einer globalen Symmetrie muß die Symmetrieoperation auf alle Punkte der Raum-Zeit angewendet werden. Bei einer lokalen Symmetrie darf eine Transformation dagegen an ausgesuchten Punkten erfolgen, ohne daß sich der physikalische Zustand dadurch änderte. So lassen sich beim Elektromagnetismus Änderungen der elektrischen und magnetischen Potentiale an einem Punkt so kombinieren, daß die resultierenden Feldstärken invariant gegenüber der lokalen Änderung bleiben. Mathematisch formuliert: sei ψ die Wellenfunktion eines Zustandes, $e^{i\theta}$ eine Phasentransformation. Wenn

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\theta} \cdot \psi(x)$$

gilt, liegt eine globale Symmetrie vor. Darf die Phase von der Raum-Zeit abhängig sein

$$\psi(x) \rightarrow e^{-i\theta(x)} \cdot \psi(x)$$

liegt eine lokale Symmetrie vor. Die Forderung nach einer lokalen Symmetrie ist die härtere.

Eine lokale physikalische Symmetriegruppe wird wie folgt eingeführt /Bec81/ : Seien $\psi_c(x)$ geladene Teilchenfelder zu den Ladungen c, c' (Ladungen können hier nicht nur elektrische oder Farbladungen sein, sondern beispielsweise auch die Quarkarten), und T_a die Ladungsoperatoren, und läßt jede Transformation

$$\psi_c(x) \rightarrow (e^{-i\theta(x)\mathbf{T}_a})_{cc} \psi_c(x)$$

Feldgleichungen und Lagrangefunktion der Teilchenfelder invariant, dann bildet die durch die \mathbf{T}_a erzeugte Gruppe eine physikalische Symmetriegruppe. So lassen sich die Operatoren der Farbsymmetriegruppe der Quantenchromodynamik (QCD) auf acht Gell-Mann Matrizen λ_a zurückführen /Gel51/ gemäß

$$\mathbf{T}_a = 1/2 \lambda_a, \quad a = 1 \dots 8$$

Kommutieren die Operatoren, und ist damit ein Endzustand von der Reihenfolge der auf den Anfangszustand angewendeten Transformationen unabhängig, dann spricht man von einer **abelschen** Symmetriegruppe, andernfalls von einer **nichtabelschen**.

Die vorgestellte Betrachtungsweise von Teilchenfeldern führt zu einer wichtigen Konsequenz: Bisher wurden nur Abbildungen lokaler Punkte x der Raum-Zeit auf alle an diesem Punkt möglichen Felder $\psi_c(x)$ eingeführt. Um benachbarte Punkte der Raum-Zeit und die dortigen Zustände vergleichen zu können, braucht man irgendein Maß(stab). Dieses vermitteln **Eichfelder** $A_\mu^a(x)$. Die Eichfelder werden später mit physikalischen Teilchen in Zusammenhang gebracht werden. Die folgende Darstellung beschränkt sich auf infinitesimale Transformationen.

Der Vergleich durch ein Eichfeld entspricht der Parallelverschiebung eines Zustandsvektors $\psi(x)$ von x nach $x+dx$. Das Eichfeld verändert den Zustandsvektor gemäß den Gegebenheiten am Endpunkt. Diese Änderung wird nicht durch den normalen Gradienten $\partial_\mu := \partial/\partial x_\mu$ beschrieben, sondern durch die sogenannte "kovariante Ableitung" D_μ :

$$D_\mu := (\partial_\mu + iA_\mu) \quad \text{mit} \quad A_\mu = g A_\mu^a(x) \mathbf{T}^a$$

wobei g eine Konstante darstellt, die die Stärke der Kopplung zwischen den Ladungen und Eichfeldern berücksichtigt. Die Ortsabhängigkeit des Eichfeldes sichert die lokale Symmetrie. Die Form der kovarianten Ableitung folgt aus der Variation der Zustandsvektoren entlang eines infinitesimalen Weges.

Die Stärke und Wegabhängigkeit der Zustandsänderung wird durch den Operator des Feldstärketensor $F_{\mu\nu}(x)$ beschrieben gemäß

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_{\mu}A_{\nu}(x) - \partial_{\nu}A_{\mu}(x) + i[A_{\mu}(x), A_{\nu}(x)]$$

Mit Hilfe der Identität zwischen Tensor und Operator

$$F_{\mu\nu}(x) = g F_{\mu\nu}^a(x) T_a$$

und der totalantisymmetrischen Strukturkonstanten f^{abc} , welche je nach Symmetriegruppe z.B. die Werte 0 (das ist bei der QED der Fall), oder für eine $SU(3)$ $+1, \pm 1/2, \pm 3/2$, annehmen kann, findet man die Gleichung:

$$F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_{\mu}A_{\nu}^a(x) - \partial_{\nu}A_{\mu}^a(x) - g f^{abc} A_{\mu}^b(x) A_{\nu}^c(x)$$

welche für $f^{abc} = 0$ die für das elektromagnetische Feld bekannte Beziehung liefert. Die Feldgleichung wurde hier aber alleine durch Symmetrieüberlegungen und der Forderung nach lokaler Eichinvarianz erhalten.

Der dritte lichtlineare Term der vorstehenden Gleichung hat für nichtabelsche Feldtheorien einschneidende Konsequenzen. Darauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

A 1 Yang-Mills Feldtheorien

Der erste Versuch, die Isospinsymmetrie durch lokale Eichinvarianz zu beschreiben, gelang 1954 C.N. Yang und R.L. Mills /Yan54/ durch eine nichtabelsche Quantenfeldtheorie mit 6 Eichfeldern. Zwei der Eichfelder beschreiben das elektrische und das magnetische Feld. Sie lassen sich in ihrer Kombination mit dem Feld des Photons identifizieren. Die restlichen vier Felder kombinieren zu zwei masselosen Teilchen mit dem Spin $\vec{s} = 1$ (in Einheiten von \hbar), welche aber im Gegensatz zum Photon Ladung tragen, und die daher mit sich selbst und untereinander wechselwirken können. Solche Teilchen können bei entgegengesetzten Ladungen zu gebundenen Zuständen führen.

Ein grundlegender Gedanke war, daß die Eichfelder Teil der Lagange-Dichte sein müßten, in die Dichte also auch die von den Eichfeldern beschriebenen Feldstärken eingehen müssen, um die Forderung nach Vollständigkeit zu befriedigen:

$$L = L_{\text{Eich}} + L_0 = -1/4 F_{\mu\nu}^a(x) F^{a,\mu\nu}(x) + L_0$$

Hierdurch wird eine Wechselwirkung zwischen allen Teilchen (-feldern) begründet, welche die Ladungen der Symmetriegruppe tragen. Insbesondere können auch die Eichfelder als Teilchen angesehen werden, und Ladungen tragen.

Die Konsequenz ist die Erhaltung von Strömen $J_\nu^a(x)$ der Ladungen der Symmetriegruppe:

$$\partial^\nu J_\nu^a(x) = 0 \quad ; \quad J_\nu^a(x) \equiv A_{J_\nu^a}(x) + \psi_{J_\nu^a}(x)$$

wobei sich der Strom $J_\nu^a(x)$ aus dem geladenen Eichfeldstrom $A_{J_\nu^a}(x)$ und dem Quellenstrom $\psi_{J_\nu^a}(x)$ zusammensetzt.

Dies ist eine direkte Konsequenz der Nichtlinearität der Feldstärke in nichtabelschen Eichtheorien, so daß der Gradient des Feldstärketensors

$$\partial^\mu F_{\mu\nu}^a(x) = J_\nu^a(x)$$

nicht verschwindet, wohl aber

$$\partial^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a(x) = \partial^{\mu\nu} ((\partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x))) = \partial^\nu J_\nu^a(x)$$

Die selbstkoppelnden Eichfelder $A_\mu^a(x)$ beinhalten dabei die nichtlinearen Anteile.

Die geschilderte Formulierung der Yang-Mills Theorie bereitete zunächst noch große Schwierigkeiten, weil masselose geladene Bosonen nie beobachtet wurden und auch den Zustand unseres Kosmos einschneidend verändern sollten. Der zugrundeliegende Formalismus wies aber in eine erfolgversprechende Richtung, denn er führt Wechselwirkungen auf Felder unendlicher Reichweite zurück. In den nächsten Abschnitten wird besprochen, unter welchen Umständen Eichfelder massiv werden, um so auch Wechselwirkungen kurzer Reichweite vermitteln zu können.

A 1.1 Spontane Symmetriebrechungen und der Higgs-Mechanismus

1934 gelang es Yukawa, die starken Kräfte zwischen den Bausteinen der Atomkerne durch den Austausch schwerer Bosonen, den Pionen zu erklären /Yuk35/. Die Begrenzung der Reichweite r der durch die Bosonen vermittelten Kraft erklärt sich folgendermassen:

Eine Wirkung kann sich höchstens mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Solange das zwischen Quelle und Ziel ausgetauschte Boson "unterwegs" ist, sind Energie- und Impulserhaltung verletzt. Daher kann das Boson nur ein unbeobachtbares "virtuelles" Teilchen sein, dessen Energie und Lebensdauer durch die Heisenbergsche Unschärferelation $\Delta E \cdot \Delta t < \hbar$ begrenzt ist. Die Energie eines Teilchens der Ruhemasse m_0 ist aber größer oder gleich $m_0 c^2$. Die Reichweite r der durch das Teilchen vermittelten Kraft errechnet sich somit zu

$$r = \hbar/mc$$

Die von masselosen Teilchen wie dem Photon verursachte Wechselwirkung besitzt also eine unendliche Reichweite. Ihre Stärke nimmt jedoch mit zunehmendem Abstand quadratisch ab, weil die virtuellen Photonen immer langwelliger werden müssen. Die Reichweite massiver virtueller Bosonen ist dagegen umgekehrt proportional zu deren Masse.

Die allgemeine Beschreibung von Wechselwirkungen kurzer Reichweite mit Hilfe schwerer Bosonen liegt daher nahe. Es ist in Quantenfeldtheorien jedoch nicht möglich, Eichfeldern durch das Dazufügen von Massefeldern zur Lagrangedichte eine endliche Masse zuzuordnen, weil dadurch die lokale Eichinvarianz zerstört würde. Dieses Problem liess sich durch das Prinzip der **spontanen Symmetriebrechung** lösen.

Ein gutes Beispiel für die spontane Brechung einer Symmetrie ist ein (unendlich) langer zylindrischer Ferromagnet, der allmählich unter die Curietemperatur abgekühlt wird. Oberhalb der Curietemperatur befindet sich der Ferromagnet bei verschwindender Magnetisierung im energetischen Grundzustand. Darunter wird die Energie minimal, wenn eine spontane Magnetisierung auftritt: Der Grundzustand liegt jetzt nicht mehr auf der Symmetrieachse der Magnetisierung; die Symmetrie wurde spontan (d.h. in Form eines Phasenüberganges) gebrochen /Hei28/. Als zweites Beispiel kann ein anderer Phasenübergang, das Erstarren und Kristallisieren einer Schmelze dienen. Ursprünglich waren die Orte der Atome im Mittel vollkommen punktsymmetrisch. Nach dem Erstarren wird die Symmetrie auf die Symmetrieachsen des Kristallgitters eingeschränkt.

Die Abb.44 zeigt den Zusammenhang zwischen Potential und Feld-

stärke für das Beispiel des Ferromagneten.

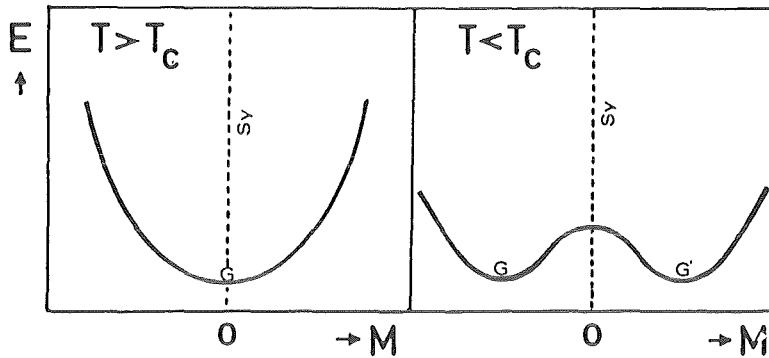


Abb. 44 Zusammenhang zwischen Magnetisierung M und potentieller Energie E in Abhängigkeit von der Curietemperatur T_C (schematisch)

Unterhalb der Curietemperatur liegt der Grundzustand G nicht mehr auf der Symmetrieachse S_y des Systems. Dies ist eine direkte Folge des quantenmechanischen Austauschfeldes zwischen den Ionen und den Spins.

In quantisierten Modellen liegt eine Symmetriebrechung vor, wenn wenigstens ein Ordnungsparameter, etwa eine Feldstärke, im Grundzustand (dem Vakuum Erwartungswert) nicht verschwindet. Bei erhaltener Symmetrie existiert dieser Parameter im Grundzustand dagegen nicht mehr. So ist ein Elektronenfeld genau dann im Grundzustand, wenn keine Elektronen vorhanden sind.

Das Einfügen von Feldern mit Masse durch das Prinzip der spontanen Symmetriebrechung gelang mit Hilfe des Goldstone-Modelles /Gol61/. Es beschreibt die Selbstwechselwirkung eines komplexen Feldes $\phi(x)$ von globaler Symmetrie gegenüber der Gruppe $U(1)$ der Phasentransformationen. $U(1)$ ist somit die Eichgruppe des Modelles. Die invariante Lagrangedichte lautet:

$$L = (\partial^\mu \phi)^\dagger \partial_\mu \phi - V(\phi) \quad \text{mit}$$

$$V(\phi) = \lambda/4 * (|\phi|^2 - \frac{\epsilon\mu^2}{\lambda})^2$$

λ ist eine positive Kopplungskonstante.

Das Vorzeichen ($\varepsilon = +1$ oder $\varepsilon = -1$) bestimmt die Eigenschaften des Potentials. Für $\varepsilon = -1$ ist $\varepsilon\mu^2/2$ der Massenterm des Potentials. Im Grundzustand entspricht $V(\phi)$ dem klassischen Vakuum; $\phi(x) \equiv 0$; $\varepsilon\mu^2/\lambda \equiv 0$.

Im Falle $\varepsilon = +1$ entartet $V(\phi)$, und die Symmetrie wird gebrochen. Im Grundzustand ist

$$\phi(x) = \sqrt{\mu^2/\lambda} * e^{-i\theta}$$

wobei $e^{-i\theta}$ eine Phasentransformation aus der Gruppe $U(1)$ darstellt. Abb. 45 zeigt das entartete Potential.

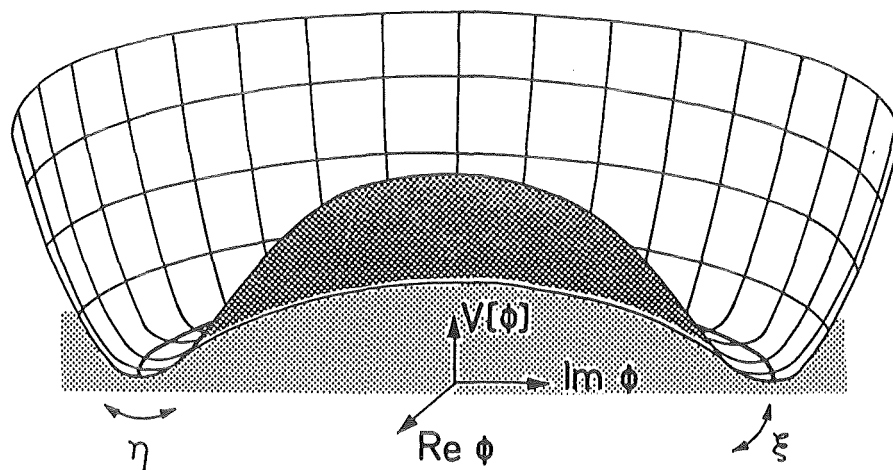


Abb. 45 Komplexes Goldstone-Potential $V(\phi)$ (schematisch)

Der Grundzustand wird bei nicht verschwindender Feldstärke ϕ eingenommen, liegt also nicht auf der Symmetrieachse des Potentials. Die Fluktuationen des η -Feldes führen zu Massetermen; die Eigenfrequenz von ξ ist dagegen gleich Null.

Die Selbstwechselwirkung lässt sich störungstheoretisch durch Fluktuationen um den Grundzustand, dargestellt durch die Felder

$\eta(x)$ und $\xi(x)$ beschreiben:

$$\phi(x) = \left(\sqrt{\mu^2/\lambda} + \frac{1}{\sqrt{2}} \eta(x) \right) * e^{(-i(\theta + \xi(x)/\sqrt{2\mu^2/\lambda}))}$$

Einsetzen in L zeigt, daß beide Felder skalar sind. $\eta(x)$ be-

schreibt die radialen Fluktuationen von $\phi(x)$ um den Vakuumerwartungswert. Wegen der in radialer Richtung nicht verschwindenden Krümmung von $V(\phi)$ besitzt es die Masse $\mu \cdot \xi(x)$, das 'Goldstone-Feld' (-Boson), bleibt dagegen masselos, weil es zirkular oszilliert, das Potential in dieser Richtung aber konstant bleibt.

Das Vorstehende zusammengefasst: Das Goldstein-Modell beschreibt ein Potential V als Funktion eines Feldes ϕ , dessen Symmetrie spontan gebrochen werden kann; Das Feld ϕ verschwindet im Grundzustand nicht und erhält wegen seiner Selbstwechselwirkung Masse.

Auf welche Weise ein solches Feld ϕ die Eichfelder der Yang-Millstheorie massiv werden lassen kann, wird später erläutert. Zunächst wird auf eine wichtige Konsequenz des Goldstein-Modelles eingegangen.

Erweitert man das Modell auf nichtabelsche Symmetriegruppen der Dimension N , führt ein Multipllett skalarer Felder $\phi^i(x)$ ein und globale Eichtransformationen der Form

$$\phi^i(x) \rightarrow (\exp(-i\theta^a T_a))^i \phi^j(x) \quad , \theta^a = \text{const.},$$

dann erhält man für den Grundzustand ($\phi^i(x) = \text{const.}$) wegen

$$\left. \frac{\partial^2 V(\phi)}{\partial \phi^i \partial \phi^k} \right|_{\phi^i} = (M^2)_{ik}$$

eine symmetrische Matrix mit Elementen $(M^2)_{ik} \geq 0$, welche physikalisch die Massen der Felder $\phi_i(x)$ darstellen. Für eine Untergruppe $H \in G$, $\dim H = N'$, werden N' Eigenwerte der Matrix gleich Null. Die Symmetrie der Untergruppe bleibt also erhalten, und die dazugehörigen Felder bleiben masselos. Dies ist das 'Goldstone-Theorem'. Als Konsequenz werden sowohl masselose, als auch massive Felder für ein Potential mit gebrochener Symmetrie möglich.

Die bisher geschilderten Modellvorstellungen bedürfen immer noch einschneidender Erweiterungen, um auch auf lokal eichinvariante und quantisierte Yang-Mills-Felder angewendet werden zu können. Dies leistet das Higgs-Kibble-Modell /Hig64/, /Eng64/.

Die Langrangedichte L enthält die skalaren Higgs-Felder ϕ^i

als Ladungen:

$$L_{\text{Higgs}} = -1/4 F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + 1/2 (D_\mu \phi_i) D^\mu \phi^i - V(\phi) \quad \text{mit}$$

$$V(\phi) = \lambda/4 (\phi_i \phi^i - \frac{\epsilon \mu^2}{\lambda})^2$$

D_μ ist die kovariante Ableitung.

Um von einer formalen auf eine physikalisch anwendbare Beschreibung überzugehen, müssen zunächst die physikalisch nicht erklärbaren Goldstein-Felder $\xi^i(x)$ entfernt werden. Dies gelingt durch die explizite Festlegung einer Eichung. Im Higgs-Modell geschieht dies durch eine feste Wahl der skalaren Felder $\phi^i(x)$, in der beispielsweise die $\xi^i(x)$ -Felder nicht mehr auftauchen, oder durch die Addition einer die unphysikalischen Freiheitsgrade aufhebenden Dichte L_{fix} /tHo71/.

Durch die Festlegung einer Eichung und die Quantisierung der Theorie geht die lokale Eichinvarianz verloren. Sie wird durch die Einführung unphysikalischer 'Geistfelder' /Fad67/ wieder hergestellt, weil sich in der Dichte

$$L_0 + L_{\text{fix}} + L_{\text{Higgs}} + L_{\text{Geist}} \quad \text{die nicht}$$

physikalischen Anteile dergestalt wieder aufheben, daß durch die Ergänzung durch Geist-Propagatoren oder Vertices die durch die Quantelung und Festlegung der Eichung hervorgerufenen Unendlichkeiten aufgehoben werden. Daß es sich hierbei nicht nur um einen mathematischen Kunstgriff handelt zeigt die Tatsache, daß die Erzeugungswahrscheinlichkeit sowohl für Goldstein-Bosonen, als auch für Geistfelder gleich Null gewählt werden kann. So können sie nicht als meßbare Teilchen, sondern nur als virtuelle auftreten.

Der vorgestellte Formalismus erlaubt es, Yang-Mills-Eichfelder massiv werden zu lassen. Dies wird später am Beispiel des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung gezeigt werden.

Der Higgs-Mechanismus läßt sich zusammenfassend folgendermassen veranschaulichen: Bei den Eichfeldern einer Yang-Mills-Theorie handelt es sich um Vektorbosonen (mit $s = 1$). Der Spin s eines Vektorbosons besitzt grundsätzlich 3 Einstellungsmöglichkeiten: parallel, antiparallel und senkrecht zur Bewegungsrichtung des Vektorbosons. Da die Eichfelder aber masselos ein-

geführt wurden und sich daher mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, entfällt die dritte Einstellmöglichkeit des Spins. - Die skalaren Higgs-Felder ($s = 0$) verfügen dagegen über nur eine mögliche Spinrichtung. Kombinieren sie jedoch mit den Eichfeldern, werden alle drei Spineinstellungen der Eichfelder möglich; diese müssen also langsamer als das Licht und damit massiv sein. Die Higgs-Felder verlieren dabei überwiegend ihre Masse und nehmen die Form nicht auftretender Geistfelder an.

A 1.2 Behebung von Unendlichkeiten und die Bedeutung der Renormierungsgruppe

Bisher wurde ein wesentlicher Gesichtspunkt, die Widerspruchsfreiheit der beschriebenen Quantenfeldtheorien, außer acht gelassen. Aber schon die Betrachtung einfacher Schleifendiagramme aus der Quantenelektrodynamik führt zu unendlichen, physikalisch unsinnigen Größen. Als Beispiel mag die Selbstwechselwirkung eines Elektrons mit seinem eigenen Feld dienen, welche sich im einfachsten Fall durch den folgenden Graphen veranschaulichen lässt:



Er enthält die Emission und anschließende Absorption eines virtuellen Photons. Die Zeitspanne Δt zwischen Emission und Absorption ist beliebig und darf sogar gleich Null werden. In diesem Fall wird die Energie E des Photons aber unendlich, weil das Produkt aus Energieschwankung ΔE und Zeitintervall Δt auch für virtuelle Teilchen nicht verschwinden darf. - Bei der Berechnung des Graphen divergiert das Integral über alle Schleifenimpulse logarithmisch.

Da solche Graphen ein fester Bestandteil der Theorie sein müssen, können sie nur in der Kombination mit anderen, gleichfalls divergenten Graphen endliche Werte annehmen. Gelingt dies für alle derartigen Graphen, dann heißt die Theorie "renormierbar".

Eine Quantenfeldtheorie in den vier Dimensionen der Raum-Zeit ist stets dann renormierbar, wenn die Zahl "primitiv divergenter" Graphen endlich ist. Primitive Divergenz liegt vor, wenn erst die Integration über die letzte Dimension die Divergenz auftreten lässt /Bec81/.

Die Renormierbarkeit kann durch Subtraktion von oder Multiplikation

mit entsprechenden Funktionen gesichert werden. Dabei ist aber darauf zu achten, daß die Eichinvarianz erhalten bleibt, da sie Voraussetzung für die Renormierbarkeit ist.

Häufig ist es nicht möglich, primitiv divergente Graphen direkt abzutrennen und durch andere zu kompensieren, weil sie mathematisch undefiniert sind. Abhilfe schafft hier die **Regularisierung** der Theorie /Pau49/, bei der Unendlichkeiten durch den Grenzwert eines zusätzlichen Parameters ϵ ausgedrückt werden. Zwei Verfahren spielen zur Zeit eine wesentliche Rolle:

- bei der **dimensionalen Regularisierung** wird die Integration nicht vollständig über die vier Dimensionen der Raum-Zeit ausgeführt, sondern man führt eine formale, nicht ganzzahlige Dimension D ein und setzt $\epsilon := 4 - D$. Das Differential d^4x wird durch d^Dx ersetzt. Primitiv divergente Terme lassen sich so als Pole der Form $1/\epsilon$ abspalten, und durch Gegenterme kompensieren /tHo72a/.
- **Gittereichtheorien** schränken den Raum auf feste Plätze, die Schnittpunkte der Gitterlinien ein. Der Parameter ϵ entspricht hier der Gitterkonstanten. Die Ursachen von Divergenzen lassen sich hier beheben, bevor der Übergang zum "kontinuierlichen" Raum-Zeit Kontinuum ($\epsilon \rightarrow 0$) vollzogen wird. Ein Beispiel wird in Abschnitt B 1 erklärt /Wil74/.

Um als Renormierung sinnvoll zu sein, muß überprüft werden, daß die meßbaren physikalischen Größen richtig berechenbar sind, die Kausalität erhalten bleibt, beliebig hohe Ordnungen erfasst wurden, und daß die Streumatrix (S-Matrix) normierte Anfangszustände in normierte Endzustände überführt. Dies entspricht der Erhaltung der quantenmechanischen Wahrscheinlichkeiten.

Die Auswirkung des Renormierungsverfahrens soll hier am Beispiel der zuvor erwähnten Selbstwechselwirkung des Elektrons mit seinem Feld erläutert werden /Fey49/, /Sch49/: Zunächst wird zwischen beobachtbarer Masse M_e und Ladung Q_e des Elektrons und seiner "nackten" Masse M und der Ladung Q unterschieden. Zur Masse M trägt die Selbstenergie des Elektronenfeldes mit einer Masse ΔM bei, so daß

$$M_e = M + \Delta M$$

Das Einfügen der "nackten Masse" führt in der Lagrangedichte der Quantenelektrodynamik zu zusätzlichen Termen, die bei geeigneter Wahl der Größen die vorstehend beschriebenen Unendlichkeiten der-

gestalt aufheben, daß man für M_e und Q_e endliche Werte erhält.

Die erste Renormierung gelang mit einer negativ unendlichen Masse M und einer negativ unendlichen Ladung. M und die ebenfalls unendliche Masse ΔM ergeben zusammen gerade die beobachtbare Elektronenmasse. Die endliche Ladung Q_e entsteht durch die Abschirmung der nackten Ladung Q durch aus dem Vakuum polarisierte Elektron-Positronpaare. Abb.46 veranschaulicht das geschilderte Bild eines Elektrons.

Eine Verallgemeinerung der Renormierung gelang Gell-Mann und Low /Gel54/ durch eine mathematische Formulierung der Renormierung für alle möglichen Abstände einer Sonde von einem Elektron, wobei jedes mal der gleiche Wert der Ladung Q_e gemessen wird. Das bedeutet aber andererseits, daß es in diesem Fall unendlich viele gleichwertige Renormierungen gibt. Die Menge aller Renormierungen, die die gleichen physikalischen Zustände beschreiben, wird als die **Renormierungsgruppe** bezeichnet.

Mit Hilfe der Renormierungsgruppe lassen sich durch Untersuchen der Renormierungsgruppentransformationen oder der die Gruppe erzeugenden Gleichungen weitere Erkenntnisse über die zugrunde liegende Feldtheorie gewinnen, die über den Rahmen der störungstheoretischen Betrachtung hinausgehen. So lassen sich die hadronischen Ereignisse in e^+e^- -Wechselwirkungen ohne die dazugehörige Renormierungsgruppe allenfalls phänomenologisch erklären, weil sich das Nichtauftreten freier Quarks nicht im Rahmen der Störungstheorie beweisen lässt. Der Abschnitt über Gittereichtheorien und 2.1.2 gehen auf den genannten Punkt näher ein. Als weiterführende Literatur mag /Wil75/ dienen. Das Auswerten der Renormierungsgruppe gewinnt auch in anderen Bereichen der Physik an Bedeutung, etwa in der Festkörperphysik. Diese Methode ist vor allem dort vorteilhaft, wo sich die Reichweite einer Kraft über mehrere Größenordnungen erstreckt.

Anhang

B Die Quantenchromodynamik

Das zuvor vorgestellte Quarkmodell bietet nur geringe Möglichkeiten, quantitative Voraussagen zu treffen, weil es noch keine Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Quarks außer der elektrischen, und eventuell der schwachen Kräfte ermöglicht (der geringe Beitrag der Gravitation kann an dieser Stelle vernachlässigt werden). Die Begründung der "starken" Wechselwirkung zwischen den Quarks wurde von entscheidenden Mängeln des "naiven" Quarkmodells geprägt:

- Die Gesamtwellenfunktion solcher Quarks ist symmetrisch, beschreibt also keine Fermionen.
- Das Quarkmodell sagt ein Teilchen aus drei s-Quarks mit $J^P = 3/2^+$ voraus, das Ω^- . Da man aus den Massen der Baryonen folgern kann, daß Quarks den Bahndrehimpuls $l = 0$ besitzen, stellt dieses Teilchen (das auch experimentell bestätigt wurde /Bar64/) eine quantenmechanischen Monstrosität dar, weil dann alle drei Quarks die gleiche Spineinstellung haben sollten, und daher alle drei in allen Quantenzahlen übereinstimmen. Da Quarks Fermionen sein müssen, würde ein solcher Sachverhalt das Paulische Ausschließungsverbot verletzen, und damit auch die Grundlagen der Quantenmechanik.

Als Ausweg bot sich eine zusätzliche Quantenzahl der Quarks an, die als "Farbe" bezeichnet wurde /Gre64/. Jeder Quarkflavor kann in drei Farben, der Vereinbarung nach **Rot**, **Grün** und **Blau**, vorkommen. Antiquarks tragen Antifarben (man mag diese anhand des Farbkreises als **Cyan**, **Magenta** und **Gelb** bezeichnen). Die "Farbe" lässt die Quarkwellenfunktionen antisymmetrisch werden, und sie erlaubt auch das Ω^- -Teilchen, weil die drei s-Quarks sich jetzt in der Quantenzahl "Farbe" unterscheiden.

Durch die neue Quantenzahl lassen sich weitere Fragen beantworten, wenn man verlangt, daß beobachtbare Teilchen stets "weiß" sein sollen, also entweder die Kombinationen Farbe + Antifarbe = Weiß oder Rot + Grün + Blau = Weiß enthalten. Das erklärt zunächst einmal phänomenologisch, warum man keine einzelnen, weil farbige Quarks beobachtet. Teilchen aus zwei oder vier Quarks würden ebenfalls mindestens eine "sichtbare" Farbladung tragen. Es darf sie daher ebenfalls nicht geben.

Die experimentellen Ergebnisse von Streuexperimenten stellten weitere Rätsel, weil sich die Quarks im Inneren eines Protons oder Neutrons zwar wie freie Teilchen bewegen können, aber die anziehenden Kräfte zwischen ihnen aber beliebig anwachsen, sobald

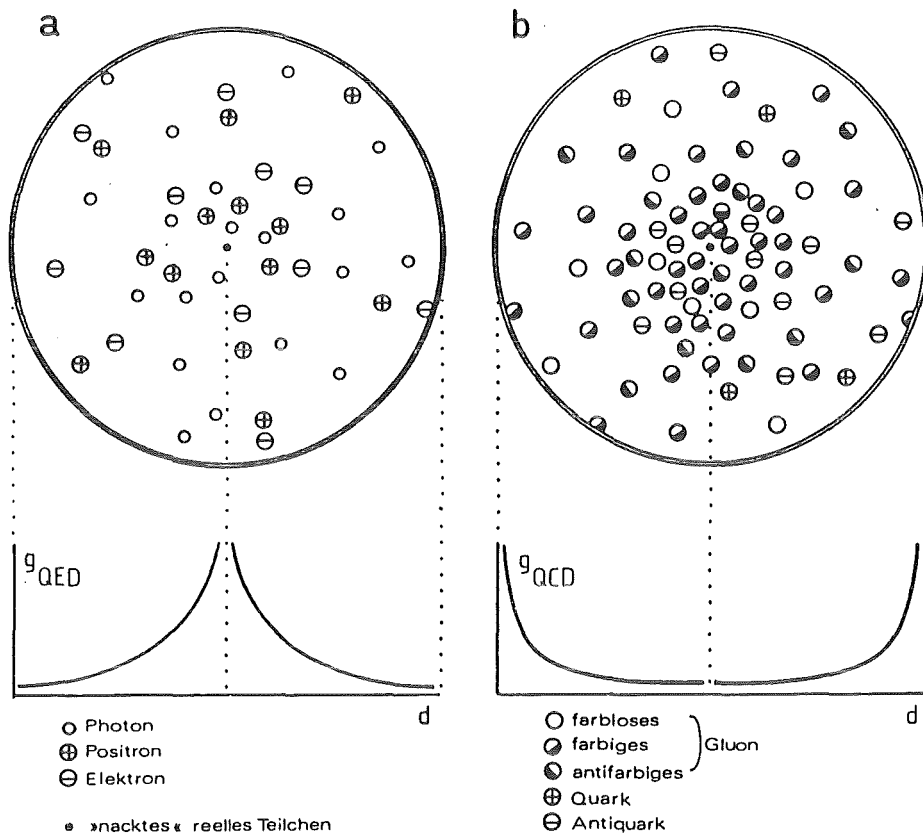


Abb. 46 Vergleich eines freien, "farbigen" Quark mit einem Elektron

- a Das Elektron polarisiert aus dem "quantenelektrodynamischen" Vakuum Elektron-Positron Paare, die seine "nackte" Ladung abschirmen und zur beobachtbaren Elektronenladung führen. Die virtuellen Photonen beschreiben das elektromagnetische Feld.
- b Das Quark polarisiert entsprechend Quark-Antiquarkpaare und Gluonen. Die Gluonen tragen aber meist die Farbladung des Quark, und sie erhöhen daher die nach außen wirksame Farbladung. Bei kleinen Abständen zum Quark wirkt sich dessen eigene Farbladung daher kaum aus: bei kleinen Abständen verhalten sich Quarks ähnlich freien Teilchen. Bei großen Abständen überwiegt die Farbkraft der Gluonen, so daß die Farbkraft zunimmt. Die Farbkräfte verursachen die Polarisation weiterer Gluonen, so daß die anziehende Farbkraft zwischen zwei Quarks schließlich konstant bleibt.

Die Diagramme zeigen, wie die Kopplungsstärke g als Funktion des Abstandes d zu- bzw. abnimmt.

eines der Quarks sich zu weit ($\sim 10^{-13}$ cm) von den anderen entfernen wollte. Die zum Trennen von Quarks benötigte Energie wächst mit zunehmendem Abstand offenbar ins Unendliche.

Wegen der Erfolge der Quantenelektrodynamik und der Eleganz der quantisierten Yang-Mills Feldtheorien wurde mit gutem Erfolg der Versuch unternommen, auch die Dynamik der (farbigen) Quarks im Rahmen einer solchen Darstellung, der **Quantenchromodynamik**, zu beschreiben. Wegen der drei verschiedenen Farbladungen und wegen des Fehlens freier Ladungen bestehen jedoch deutliche Unterschiede zur QED:

Die Quantenchromodynamik (kurz: QCD) besitzt die Form einer nicht-abelschen Eichtheorie von lokaler Eichinvarianz mit zugrundeliegender **SU(3)**-Symmetrie. Die Farbladungen der Quarks sind die Quellen der Eichfelder. Wegen der **SU(3)**-Symmetrie gibt es acht Eichfelder, welche 'Gluonen' genannt werden (nach 'to glue' = kleben).

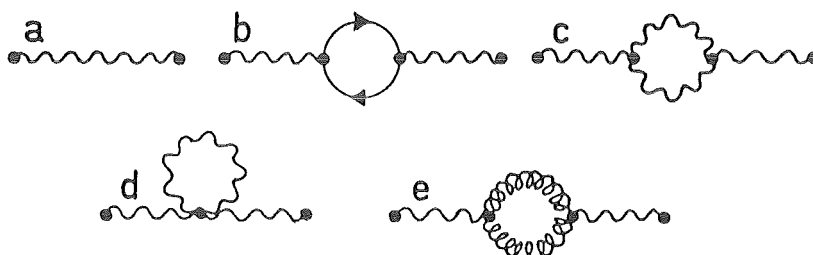
Die Gluonen tragen selber Farbladungen, im Gegensatz zum neutralen Photon der QED. Sie können daher miteinander gebundene Zustände bilden, sogenannte 'gluonballs', und es gibt Vertices aus drei Gluonen. Gluonen verändern die "Farben" der Quarks, jedoch nie die 'flavor'. Es handelt sich bei ihnen um masselose Vektorbosonen, die weder der elektromagnetischen, noch der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Ein Vektorboson ist ein Teilchen mit dem Spin $s=1$, dessen Feld sich in der Raum-Zeit durch ein vierkomponentiges Vektorfeld beschreiben lässt. Wegen der fehlenden Masse besitzt die Farbkraft eine unendliche Reichweite.

Das Bild eines farbigen Quark sieht im Vergleich zum Elektron jetzt folgendermassen aus (Abb. 46):

Die Langangedichte L_{QCD} setzt sich -wie zuvor schon beschrieben- im wesentlichen aus drei Teilen , Ausgangsdichte L_0 , Eichfixierung L_{Eich} , und den die Eichinvarianz sichernden Geistfeldern (L_{Geist}) zusammen:

$$L_{\text{QCD}} = L_0 + L_{\text{Eich}} + L_{\text{Geist}}$$

Der Gluonpropagator umfasst in erster Näherung die folgenden Graphen :



Der reine Propagator (a) wird durch die Vakuumpolarisation von Fermion-Antifermionpaaren (b), Gluonpaaren (c), die direkte Gluon-Selbstwechselwirkung (d), und die Eichkorrekturen durch Geist-Paarbildung ergänzt.

Die Quantenchromodynamik kann jedoch in einer solchen Formulierung nicht so weitreichende und genaue Voraussagen treffen wie die QED, weil sich die Quellen der Ladungen, die Quarks, nicht wie freie Teilchen bewegen können, und weil die Wechselwirkung mit zunehmendem Abstand stark anwächst. Deshalb kann eines der grundlegenden Probleme der QCD, nämlich der Einschluß der Quarks in den Hadronen, nicht störungstheoretisch behandelt werden. Dies ist jedoch durch die Gittereichtheorie gelungen. Der Einschluß der Quarks wird auch als **'Quark-Confinement'** bezeichnet. Als Literatur hierzu bietet sich /Man79/ an.

Einen experimentellen Hinweis auf das tatsächliche Vorhandensein von Gluonen brachten Streuexperimente mit Leptonen an Hadronen /Gro79%. Sie zeigten, daß der Impuls eines Protons oder Neutrons nur etwa zur Hälfte von Teilchen mit der Quantenzahl 'flavor' getragen wird. Den Rest ordnete man den flavorneutralen Gluonen zu. In e^+e^- -Annihilationen kann man weiterhin in hadronischen Endzuständen gelegentlich die Bremsstrahlung von Gluonen beobachten. Davon mehr im Abschnitt über das Entstehen solcher Ereignisse.

B 1 Quantenchromodynamik auf dem Gitter

Die zur Zeit beste Beschreibung der Farbkräfte und der Dynamik der farbigen Quarks gelingt durch die Formulierung der QCD als Gittereichtheorie. Die drei räumlichen Dimensionen werden als Gitter betrachtet, die Zeit bleibt kontinuierlich. Die Bausteine der Materie, die Fermionen, sitzen auf den Schnittpunkten des Gitters. Die die Wechselwirkung vermittelnden Eichfelder, die Gluonen, bewegen sich entlang der Gitterlinien.

Der Vergleich zwischen benachbarten Gitterpunkten, das Eichmaß, wird anschaulich durch die gleichzeitige Verdrehung von drei Farbvektoren auf dem Weg entlang der Gitterkanten gegeben. Das vereinfacht die Beschreibung der bei der QCD starken Vakuumfluktuationen. Eine Feldstärke ungleich Null liegt vor, wenn einer der Farbvektoren auf einem geschlossenen Weg über die Gitterkanten einer Phasendrehung unterworfen wird.

Die lokale Eichinvarianz der QCD bleibt auf den Gitterpunkten

erhalten, weil diese ja als Abbildung von Raumpunkten \vec{x} auf alle an diesem Punkt möglichen Zustände eingeführt wurde.

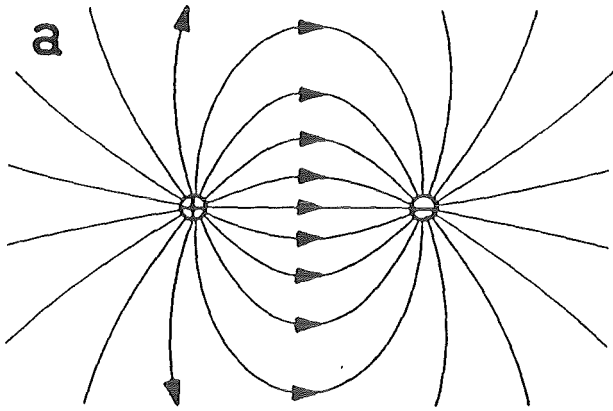
Die Regularisierung wird implizit durch die Gitterkonstante eingeführt, weil so durch die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit der Eichfelder auch deren Lebensdauer endlich sein muß. Das entspricht einem Abschneiden der Impulse virtueller Teilchen.

Die Renormierungsgruppe wird durch die Transformationen von Gitterzuständen auf Gitterzustände gebildet. Wird die Kopplungskonstante g der Transformationen entsprechen angepasst, dann sind auch Transformationen von feinen Gitterbeschreibungen auf gröbere zulässig, so daß man zu Betrachtungsweisen ähnlich denen der statistischen Thermodynamik übergehen darf. Die Änderung von g beinhaltet den wichtigen Einfluß der nächsten Nachbarn eines Gitterpunktes. Einem solchen Vorgehen entspricht in der Thermodynamik die Beschreibung eines (meßbaren) Makrozustandes durch die Summe seiner mit der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens gewichteten Mikrozustände.

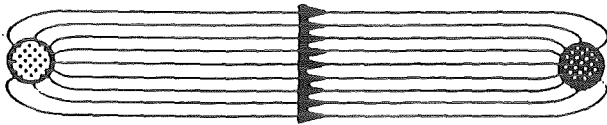
Die physikalischen Aussagen erhält man durch den Übergang ($\epsilon \rightarrow 0$) zum kontinuierlichen Raum. In der Praxis wird dieser Übergang im strengen Sinne nicht erreicht, weil die erforderlichen umfangreichen Berechnungen numerisch auf leistungsfähigen Rechenanlagen erfolgen müssen. Der digitale Aufbau solcher Rechner passt offensichtlich gut zu den Eigenschaften des Gitters. Die bisher erzielten Ergebnisse stimmen außerordentlich mit den Messwerten überein, obwohl sie -genau genommen- nicht durch mathematische Logik erhalten wurden. Man mag dagegenhalten, daß unsere Raum-Zeit möglicherweise tatsächlich nicht kontinuierlich ist, weil die Grenzen der heutigen Physik durch das Plancksche Wirkungsquantum \hbar , welches Längenausdehnungen von 10^{-33} cm bzw. Zeiträumen von 10^{-44} s entspricht, gezogen werden. Darunter nehmen die Vakuumfluktuationen überhand.

Die Vorgehensweise der Auswertung auf dem Gitter ist -schlagwortartig zusammengefasst- die folgende:

- Beschreibung der Aufgabestellung in einer für das Gitter angepassten Form, Regularisierung durch die Gitterkonstante und Umsetzung in ein für Rechenanlagen geeignetes Programm. Dabei bleibt zu beachten, daß sich der Aufwand an Rechenzeit im Rahmen des Möglichen bewegt, denn selbst bei einer unmittelbaren Berechnung der Eigenschaften eines wenig ausgedehnten, endlichen Gitters könnte die Maschine eher wegen der großen Zahl der verschiedenen Gitterzustände durch Protonenzerfälle zerstört werden, als die Aufgabe zu Ende zu bringen. Daher



b



c

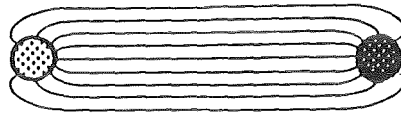
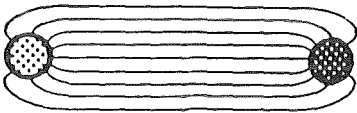
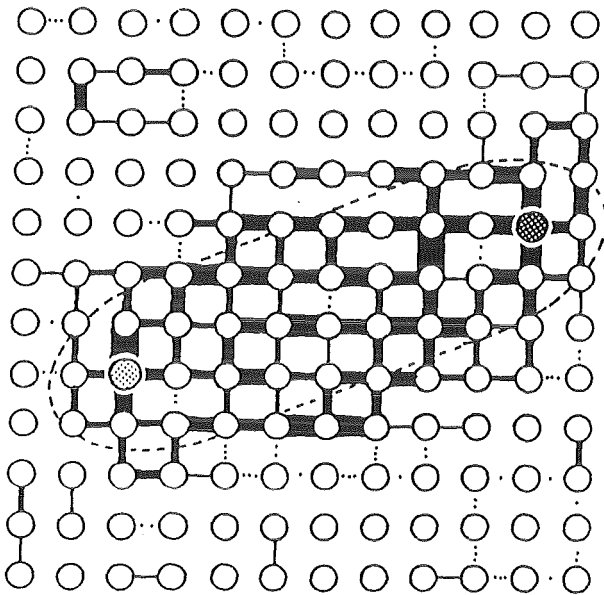
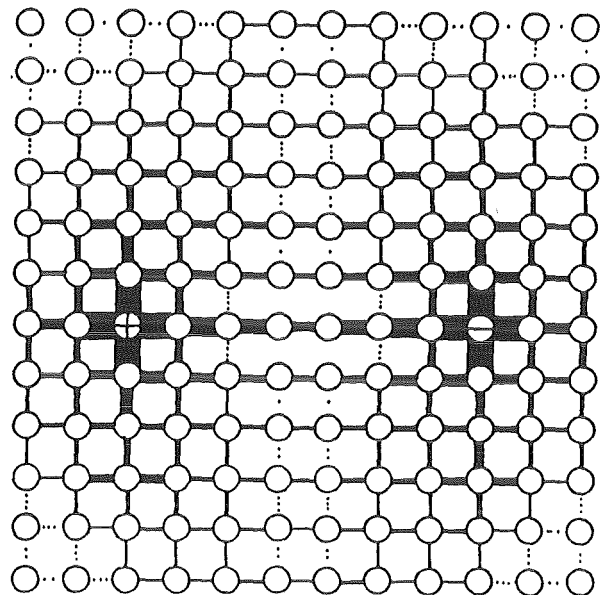


Abb. 47 Vergleich zwischen elektrischem und chromodynamischem Feld (schematisch)

Die Feldlinien des elektrischen Feldes (a) weiten sich mit zunehmendem Abstand der Ladungen auf, so daß die zwischen diesen herrschende Kraft abnimmt. Der chromodynamische Farb'string' behält jedoch seinen Durchmesser; die Kraft bleibt konstant (b). Der 'string' bricht schließlich an einem aus dem Vakuum polarisiertem Quark-Antiquarkpaar auf (c).



a



b

Abb. 48 Elektrisches und chromodynamisches Feld auf dem Gitter (schematisch; zweidimensional dargestellt)

Auf einem grobmaschigen Gitter nehmen zunächst beide Felder die Form eines 'string' an (a). Bei genügend feiner Gitterkonstante bricht das elektrische Feld schlagartig aus dem 'string' aus, und es nähert sich der bekannten Form an (b). Das chromodynamische Feld behält seine Gestalt dagegen auch auf dem feinsten Gitter.

muß die Aufgabe durch die Untersuchung der dazugehörigen Renormierungsgruppe vereinfacht werden.

- Der Makrozustand des Gitters wird nach der Monte-Carlo-Methode aus einer Vielzahl zufällig erzeugter Gitterzustände zusammengesetzt.
- Schließlich wird der "tatsächliche" Zustand durch die Verfeinerung des Gitters gegen den "kontinuierlichen" Wert des Raumes angenähert.

Die Gittereichtheorie, die ja Phasenverschiebungen beinhaltet, muß zunächst einen unabdingbaren Beweis liefern, nämlich daß sie die Quantenelektrodynamik mit ihrer zugrundeliegenden Symmetrie $U(1)$ der Phasenverschiebungen beschreibt. Um sinnvoll zu sein, sollte sie auch das gänzlich andere Verhalten der Quarks erklären.

Um den Weg der Beweisführung deutlich werden zu lassen, soll hier zunächst einmal eine phänomenologische Beschreibung des bereits früher erwähnten 'Quark-Confinements' und des ursprünglich entwickelten Modells gegeben werden:

Die anziehende (oder abstoßende) Kraft zwischen zwei Teilchen ist durch die Dichte der Feldlinien, die eine Einheitsfläche durchdringen, gegeben (Abb. 47), ihren "Fluß". Die elektromagnetische Feldstärke nimmt quadratisch mit dem Abstand der elektrischen Ladungen ab, weil sich die Feldlinien mit zunehmender Entfernung aufweiten. - Die Kraft zwischen zwei farbigen Quarks scheint dagegen bei großem Abstand etwa konstant zu bleiben ($\sim 160\ 000\text{N}$). Die Zahl der Feldlinien je Einheitsfläche muß daher gleich bleiben. Die Feldlinien sollten folglich in der Form des in der Zeichnung abgebildeten 'strings' auftreten.

Die dahingehenden Untersuchungen zeigen ein bemerkenswertes Resultat: Bei einem "grobem" Gitter bilden sowohl das elektromagnetische, als auch das Farbfeld einen 'string' von Feldlinien. Sobald die Gitterkonstante ϵ (und damit auch die Kopplungskonstante g) einen Grenzwert unterschreitet, bricht das elektromagnetische Feld spontan in Form eines Phasenüberganges in seine bekannte Form aus. Die Feldlinien der Farbkraft bilden dagegen selbst bei den feinsten Gitterunterteilungen einen 'string'. Dies liegt an den Wechselwirkungen der Gluonen untereinander, welche bestrebt sind, die Feldlinien zusammenzuziehen (Abb. 48).

Anhang C Grundlagen der vereinheitlichten elektroschwachen Wechselwirkung

Das Standardmodell wird als renormierbare, quantisierte Yang-Mills Feldtheorie eingeführt. Die zugrundeliegenden Symmetriegruppen $SU(2) \times U(1)$ sind die des schwachen Isospins T , sowie die der elektromagnetischen Phasentransformationen in Form der schwachen Hyperladung Y . Die Lagrangedichte L_{GSW} lässt sich jedoch so umformen, daß die $U(1)$ -Symmetrie der Quantenelektrodynamik sichtbar wird. Die Generatoren T der $SU(2)$ erhält man aus den Pauli-Matrizen durch Normierung mit einem Faktor 2.

Die gleichzeitige Forderung nach lokaler Symmetrie und Renormierbarkeit erfordert vier Eichfelder. Bei nur drei Eichfeldern würden sich divergierende Graphen nicht gegenseitig zu endlichen Beiträgen aufheben. Zwei der Eichfelder tragen elektrische Ladung; zwei bleiben neutral. Drei der Eichfelder (im Folgenden zunächst als W_{μ}^i bezeichnet) vermitteln die kurzreichweitige schwache Wechselwirkung. Sie müssen daher eine große Masse besitzen. Das vierte, neutrale Eichfeld B_{μ} bleibt masselos.

Durch den Higgs-Mechanismus wird erreicht, daß die ursprünglich masselosen Yang-Mills Eichfelder durch spontane Symmetriebrechung massiv werden. Dazu werden vier skalare Higgsfelder ϕ_i benötigt. Zwei davon erscheinen elektrisch geladen, die anderen beiden nicht. Diese neutralen Felder entsprechen den Goldsteinbosonen η und ξ . Die Higgsfelder geben auch den Fermionen Masse. Ihre gemeinsame Wellenfunktion Φ setzt sich aus den vier einzelnen Feldern zusammen wie

$$\Phi = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2}(\phi_1 + i\phi_2) \\ 1/\sqrt{2}(\phi_3 + i\phi_4) \end{pmatrix}$$

Der obere Term beschreibt die geladenen Higgsfelder, der untere die neutralen.

Die kovariante Ableitung D_{μ} liest sich wegen der zwei Symmetriegruppen als

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} - igTW_{\mu} - ig'YB_{\mu}$$

mit den beiden Kopplungskonstanten g und g' .

Die Lagrangedichte L_{GSW} setzt sich aus sechs einzelnen Anteilen zusammen:

$$L_{\text{GSW}} = L_0(\psi, W, B) + L_{\text{Eich}}(W) + L_{\text{Eich}}(B) +$$

$$L_{\text{Higgs}}(W, B, \phi) - V_{\text{Higgs}}(\phi) + L_m(\psi, \phi)$$

Die Eichung wird so gewählt, daß drei der Higgsfelder durch die Wechselwirkung mit den Eichfeldern und Fermionen zu Geistfeldern werden und nicht erzeugbar sind: $\phi_1(x)$, $\phi_2(x)$ und $\phi_4(x) \equiv 0$. Das dem η entsprechende ϕ_3 -Feld bleibt als einziges reales Teilchen übrig.

Der erste Term $L_0(\psi, W, B)$ beschreibt die Dynamik von Fermionen und den Eichbosonen. Linkshändige Fermionen (bzw. deren rechtshändige Antiteilchen) wechselwirken mit allen vier Eichfeldern, die rechtshändigen Fermionen und entsprechend die linkshändigen Antifermionen nur mit den beiden neutralen Eichfeldern. Bei Wechselwirkungen von Fermionen mit dem neutralen, masselosen B-Feld bleibt die Parität erhalten, weil rechts- und linkshändige Fermionen durch die Quantenzahl Y unterschieden werden und daher nicht durch Spiegelungen am Ursprung ineinander übergeführt werden können.

$L_{\text{Eich}}(B)$ hat die Form

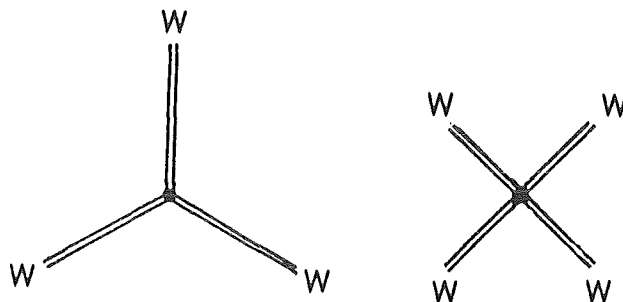
$$L_{\text{Eich}}(B) = -1/4 B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

und führt so zu den Feldgleichungen der QED.

$L_{\text{Eich}}(W)$ enthält zusätzliche Selbstwechselwirkungen der Eichfelder

$$L_{\text{Eich}}(W) = -1/4 W_{\mu\nu}^j W^{k,\mu\nu} ; W_{\mu\nu}^j = \partial_\mu W_\nu^j - \partial_\nu W_\mu^j - g f^{jkl} W_\mu^k W_\nu^l$$

welche durch folgende Graphen dargestellt werden:



f^{jkl} ist die Strukturkonstante der $SU(2)$.

L_{Higgs} führt dann zusammen mit dem mit sich selber wechselwirkendem Potential $V_{\text{Higgs}}(\phi)$ zur spontanen Symmetriebrechung der Theorie. Der Grundzustand des Potentials wird bei endlicher Stärke des ϕ -Feldes angenommen. Zu den vier ϕ_i -Feldern gehören sechs Generatoren des von diesen aufgespannten vierdimensionalen Raumes. Im Zustand gebrochener Symmetrie lassen die entstandenen Geisfelder das Vakuum invariant; drei der Symmetrien sind daher gebrochen. Nach dem Goldstone-Theorem werden daher $6-3=3$ der Eichfelder massiv. Der Rest, das Vierte, bleibt dagegen masselos.

Die Masse M_H des skalaren Higgsbosons H lässt sich von dem Modell nicht vorhersagen. Da es jedoch am stärksten an schwere Fermionen koppelt, und daher überwiegend in schwere Quarks zerfallen wird, könnte es -sofern die Schwerpunktenergie für seine paarweise Erzeugung ausreichend hoch wäre- durch einen Überschuss hadronischer Ereignisse durch die Messung des Wirkungsquerschnittes R nachgewiesen werden. So liesse sich auch seine Masse annähernd bestimmen.

Die massiv gewordenen Eichbosonen werden unter Berücksichtigung ihrer elektrischen Ladung und von T_3 als W^+ , W^- und Z bezeichnet. Das vierte Boson, das Photon, bleibt masselos.

Zwischen den ursprünglichen masselosen Yang-Mills Eichfeldern, den im Zustand gebrochener Symmetrie auftretenden Eichbosonen, den Kopplungskonstanten und den Massen bestehen folgende Zusammenhänge (A_μ beschreibt das Feld des Photons):

$$A_\mu = \frac{gB_\mu + g'W_\mu^3}{g^2 + g'^2}, \quad m_A = 0$$

$$Z_\mu = \frac{-g'B_\mu + gW_\mu^3}{g^2 + g'^2}, \quad M_Z = v/2 \sqrt{g^2 + g'^2}$$

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \pm iW_\mu^2}{2}, \quad M_{W^\pm} = \frac{gv}{2}$$

v stellt einen vom Minimum des Higgs-Potentiales $V(\phi)$ abhängigen Massenparameter dar, der aufgrund der Messung der Fermi-Konstante (siehe z.B. /Loh81/) bei 250 GeV liegen sollte.

Zwei Punkte fallen auf:

- Die beiden neutralen Bosonen enthalten Anteile der Eichfelder beider Symmetrien. Sie können miteinander wechselwirken, z.B. interferieren.
- Die Massen lassen sich bei Kenntnis der Kopplungskonstanten g, g' vorhersagen.

Durch Anwendung des Ladungsoperators Q auf die Dichte $L(\psi, W, B)$ erhält man folgende Beziehung zwischen der Elementarladung e und g und g' :

$$\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = e$$

Unter Verwendung des sogenannten **Weinberg-Winkels** θ_W schreibt sich dies als ($\sin \theta_W \approx 0,47$)

$$g \cdot \sin \theta_W = e \quad \text{und} \quad g' \cdot \cos \theta_W = e$$

und die neutralen Bosonen lassen sich als

$$A_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3$$

$$Z_\mu^0 = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3$$

darstellen. In dieser Form wird der gemeinsame Ursprung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung sehr schön sichtbar. Die beobachtbare unterschiedliche Stärke der Wechselwirkungen wird als eine Folge der gebrochenen Symmetrie erklärt. - Umgekehrt erwartet man, daß die Kopplungen bei genügend hoher Energie (zur Zeit auf 10^{15} GeV geschätzt) vom Betrag her gleich werden, und darüber der Symmetriezustand erreicht wird. Abb. 49 zeigt die erwartete Änderung der Konstanten.

Die Massen der Bosonen errechnen sich nach dem Vorstehenden zu

$$M_W = 37,3 \text{ GeV} / \sin \theta_W \quad , \quad M_Z = M_W / \cos \theta_W$$

Die Übereinstimmung der erwarteten Massen mit den am $p\bar{p}$ -Collider (CERN) gemessenen ($M_{W^\pm} = 82,1 \pm 1,7 \text{ GeV}$; $M_{Z^0} = 93,0 \pm 1,7 \text{ GeV}$) kann nur als hervorragend bezeichnet werden /Rad84/.

Zu klären bleibt noch die Frage, wie die Fermionen Masse erhalten. Hierfür sorgt der Term $L(\psi, \phi)$. Die Fermionmassen werden zwar durch

das Higgs-Feld begründet, lassen sich vom Betrag her jedoch nur durch zusätzliche Parameter festlegen.

Die Fermionmassen können nur dann sinnvoll sein, wenn für rechts- und linkshändige Teilchen gleiche Werte berechnet werden. Weil die Eichbosonen die Helizität erhalten, können sie die Gleichheit nicht gewährleisten. Das skalare Higgs-Boson kann jedoch Fermionfelder in der Form $\psi_L f_R^*(\phi + v)$ vermischen. Die nicht festgelegte Konstante v führt dann zu Massetermen der gewünschten Form.

Unter Benutzung der in 2.2.1 gegebenen Definitionen der Dublett- ($\psi_L(x)$) und Singulettwellenfunktionen $f_R(x)$ wird $L(\psi, \phi)$ zu

$$L(\psi, \phi) = c \bar{\psi}_L i \tau_2 \phi^* f_R + c' \bar{\psi}_L \phi f'_R + \text{h.c.}$$

Durch Diagonalisierung der Massenquadratmatrix lässt sich für die Phase gebrochener Symmetrie zeigen, daß

$$M_{f, f'} = v/\sqrt{2} * g_{f, f'}$$

für die Fermionmassen M_f gilt, und daß diese für rechts- und linkshändige Teilchen gleich sind. g_f steht für die somit zur Fermionmasse proportionale Kopplung des Higgsbosons an das Fermionfeld f .

Auf die zur vollständigen Quantisierung notwendige Anteile der Eichfixierungsdichte L_{Fix} und L_{Geist} wird an dieser Stelle nicht näher eingegangen, weil hier mehrere Möglichkeiten vorhanden sind. Für eine erste Darstellung genügt die Eichung, bei der drei der vier Higgs-Felder verschwinden.

Die Lagrangedichte L_{GSW} kann durch Zusammenfassung des Vorstehenden so umgeschrieben werden, daß sie für die Phase gebrochener Symmetrie, also für unsere beobachtbare Welt, nicht mehr die ursprünglichen Yang-Mills Felder und masselose Teilchen enthält, sondern statt dessen die beobachtbaren Bosonen und Fermionen. Eine solche Darstellung findet man z.B. in /Bec81/, Seite 351.

Zum Abschluß dieses Abschnittes noch einige grundsätzliche Anmerkungen.

Das Standardmodell erweist sich als ähnlich erfolgreich, wie es die Quantenelektrodynamik seinerzeit war. Es wird aber vermutlich einmal deren Schicksal teilen, nämlich als Teilmenge eines umfassenderen Modelles angesehen zu werden im Rahmen der Vereinheitlichung aller Kräfte zu einer "Urkraft" /Ell80/, /Geo80/. Folgende Mängel stören:

- Die Lagrangedichte L_{GSW} liesse sich auch völlig ohne die Fermionen alleine durch die Selbstwechselwirkung und Mischung der Eichfelder formulieren. Die Notwendigkeit der Existenz von Fermionen wird von dem Modell nicht erklärt.
- Der Higgs-Mechanismus führt die Fermionmassen nur durch zusätzliche Parameter in das Modell ein. Eine Lösung, welche deren Massen allgemeiner erklärt und festlegt, wäre wünschenswert.

Das Beispiel der Supraleitung zeigt weiterhin, daß auch die $U(1)$ -Symmetrie nicht ungebrochen bleiben muß. Der endlichen Eindringtiefe elektromagnetischer Felder in den Supraleiter entspricht im Sinne des Vorstehenden eine nicht verschwindende Photonenmasse. Dann ist aber die $U(1)$ -Symmetrie notwendigerweise gebrochen.

Andererseits ist der Higgs-Mechanismus in der vorgestellten Form nicht nur für Elementarteilchen von Bedeutung, sondern sicherlich auch für die Kosmologie. So wäre es möglich, den Anfangszustand des Universums nicht auf einen physikalisch unsinnigen Zustand unendlich hoher Energiedichte zurückzuführen, sondern auf einen Zustand sehr hoher, aber abkühlender Temperatur, beim dem die Higgs-Feldstärke durch einen Phasenübergang anwächst, und schließlich durch Fluktuationen um den Grundzustand eine hohe Higgs-Teilchenzahl erzeugt. Ein weiterer Phasenübergang (= Symmetriebrechung) lässt schließlich die Fermionen und Bosonen unserer Welt entstehen /Alb82/.

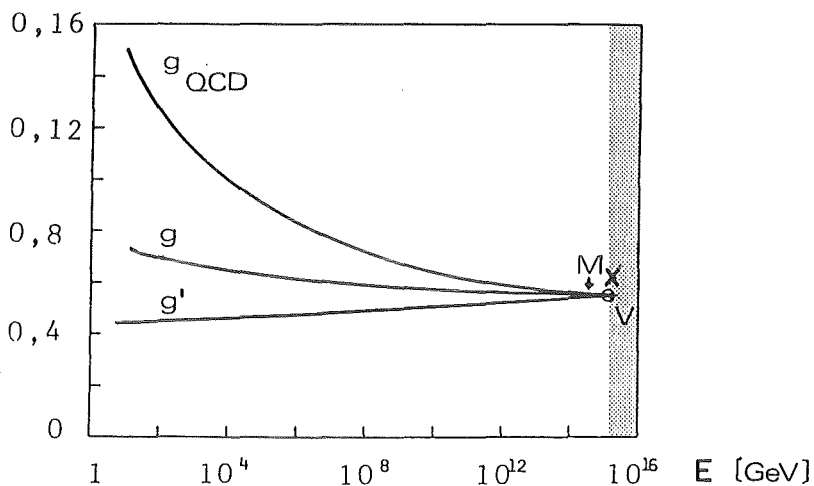


Abb. 49 Erwartete Änderung der Kopplungsstärken bei anwachsender Energie Die Kopplungsstärken von starker (QCD), schwacher (g) und elektromagnetischer (g') Wechselwirkung werden einander gleich bei einer Vereinigungsenergie V von etwa 10^{15} GeV. Die $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Symmetriegruppen gehen in eine ungebrochene $SU(5)$ -Symmetrie über. Kurz vor der Schwelle werden zusätzliche Eichbosonen der Masse M_X erzeugt.

Anhang D : Dokumentation eines Filterprogrammes

In diesem Anhang soll das in 4.2.1 angesprochene Filterprogramm zum Erkennen von Bhabha- und multihadronischen Ereignissen dokumentiert werden, um auch für andere Auswertungen die Bestimmung der jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu ermöglichen. Das Programm wurde auch benutzt, um die Datenmenge für die Suche nach skalaren Bosonen (siehe 2.3.1) in den Kanälen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ sowie $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ zu erhalten /CEL84/.

Das Programm benutzt die nicht aufbereiteten Meßdaten des CELLO-Detektors, also keine direkten physikalischen Meßgrößen.

In einem ersten Schritt werden die Trigger'branche' (3.3.10) vom Spurdetektor und vom Zentral- und Endkappenkalorimeter aus der Datenmenge von jedem gemessenen Ereignis ausgepackt, und auf Auslesefehler hin überprüft. Fehlerhafte Ereignisse werden verworfen.

Im zweiten Schritt werden die ausgepackten Werte des Kalorimetertriggers korrigiert, indem die Pedestals subtrahiert werden, und jede einzelne Triggersumme jedes 'stacks' mit einer Eichkonstanten (mit der Einheit MeV pro ADCwert; typisch: 40MeV/'count') multipliziert werden. Stehen noch keine Eichkonstanten zur Verfügung, dann beginnt das Programm, die zu lesenden Daten - ausgehend von Standardwerten- nach Bhabhaereignissen zu durchsuchen, bestimmt das Maximum der Bhabhaverteilung über den 'trimmed mean', also über den Mittelwert nach Abzug von 23% der Ereignisdaten auf jeder Seite der Verteilung, und speichert die neuen Konstanten auf einem Datensatz ab. Fehlen auch die Werte der Pedestals, dann sucht das Programm nach Ereignissen, die aufgrund des Zufallstriggers ausgelesen wurden, und bei denen man keine im Kalorimeter deponierte Energie erwartet. Aus diesen Werten werden die Pedestals mitsamt deren Standardabweichung ebenfalls über den 'trimmed mean' bestimmt, und abgespeichert. Die Datenmenge wird danach unter Benutzung der neuen Konstanten erneut durchgelesen.

Dieser Teil des Programmes wurde auch in den während der Datennahme laufenden 'dump job' (3.3.10) eingebaut. Durch das Zwischenspeichern der Werte konnte die Pedestalbestimmung über ganze Meßperioden ausgedehnt werden.

Im dem Spurdetektortrigger'branch' werden die Masken geladener "Spuren" gesucht und gezählt, und die Nummern der Sektoren, in dem diese beginnen, zur Verfügung gestellt. Die Suche wird sowohl für die $r\phi$, als auch für die rz-Koordinatenebene durchgeführt.

Der dritte Abschnitt des Programms verarbeitet die Einzelwerte zu

Größen, mit denen nach bestimmten Ereignisklassen gesucht werden kann.

Triggersummen des Kalorimeters werden nur dann weiter betrachtet, wenn der Betrag ihres Meßwertes größer als zwei Standardabweichungen des Pedestals ist (typisch: $2 \cdot 250 - 2 \cdot 500$ MeV). Verbleibende Triggersummen werden mit drei Schwellen verglichen: zwei positiven von ca. 2GeV und 4GeV, und einer negativen von ca. -1,5 GeV. "Negative Energien" können durch Störsignale verursacht werden. "Positive" und "negative" Energien werden getrennt zu Gesamtenergien aufsummiert. Weiterhin wird gezählt, wieviele der 'stacks' über den Energieschwellen liegen, und wie groß der maximale Öffnungswinkel zwischen solchen 'stacks' ist.

Anhand der Sektornummern der Spurtriggermasken wird der maximale Öffnungswinkel aus allen Kombinationen von Masken in der $r\phi$ -Ebene berechnet.

Anschliessen wird versucht, Ereignisklassen zu erkennen. Zuerst wird geprüft, ob es 'stacks' mit einer gemessenen Energie von mehr als 30% der Strahlenergie in jeder der ersten zwei Triggerebenen gibt, die sich diametral mit einem Öffnungswinkel von 135 - 180 Grad gegenüberliegen. Falls gefunden, wird folgendermassen unterschieden:

- Gibt es keine Masken des Spurtriggers, dann wird das Ereignis als $\gamma\gamma$ -Endzustand markiert
- das Gleiche gilt, wenn es genau zwei Masken mit einem Öffnungswinkel kleiner 7 Grad gibt, weil diese höchstwahrscheinlich auf ein konvertiertes Photon zurückzuführen sind (siehe auch Abb. 25 .
- Ansonsten wird ein Ereignis als Bhabha markiert, wenn es nicht mehr als 4 Spurtriggermasken gibt. Bei einer größeren Zahl von Masken handelt es sich meist um ein hadronisches Ereignis mit hochenergetischen Schauern.

Bhabhaereignisse im Winkelbereich des Endkappenkalorimeters werden durch zwei diametrale Endkappen'stacks' definiert, die wenigstens 30% der Schwerpunktenergie gemessen haben. Es dürfen aber nicht mehr als drei der Energiebedingung genügende 'stack' gefunden werden. Eine Maskeninformation steht in diesem Winkelbereich nicht zur Verfügung.

Für Multihadronen wird verlangt, daß

- wenigstens 5 Masken gefunden wurden, wobei zwischen mindestens zwei Masken ein

- Öffnungswinkel größer 135 Grad aufgespannt wird. Weiterhin muß im Kalorimeter wenigstens
- 1 'stack' über der hohen Schwelle liegen, und es muß mindestens 2 nicht benachbarte 'stack' mit Energiewerten über der niedrigen Schwelle geben. Außerdem darf die "negative" Gesamtenergie nicht größer als 4 GeV sein.

Multihadronen werden auch als solche markiert, wenn wenigstens eine Maske gefunden wurde, die auf ein 'stack' mit einem Schauer von wenigstens 8 GeV zeigt, oder eine Maske, die genau in die Gegenrichtung dieses Schauers zeigt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden im Winkelbereich des zentralen Kalorimeters nach der Monte-Carlo Methode bestimmt. Sie liegen für Bhabha- und $\gamma\gamma$ -Ereignisse bei 96% (die Verluste treten hauptsächlich zwischen den 'stacks' auf), und sie beträgt bei Multihadronen 67%. Als "Bhabha" markierte Ereignisse weisen einen Untergrund von wenigen Prozent auf. Der Untergrund in "Multihadronen" hängt stark vom Untergrund in den Meßdaten ab. Er schwankt zwischen 70% und 5%. Typisch waren 20%.

Die Auswahl der Ereignisse für die Bosonsuche erfolgte bei sehr niedrigen Energieschwellen von nur 10% der Strahlenergie.

Anhang E: Berechnung von Strahlungskorrekturen und Vakuumpolarisation

In diesem Anhang soll die bereits im Abschnitt 5.1.3 angesprochene erforderliche Korrektur der Meßergebnisse bezüglich Bremsstrahlung, Vertexkorrektur und aufgrund der Vakuumpolarisation, berechnet werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Auswertung des Dispersionsintegrals

$$\operatorname{Re} \Pi_f(s) = \operatorname{Re} \left[\frac{-\alpha s}{3\pi} \text{v.p.} \int_0^\infty \frac{R_t(s')}{s'(s'-s)} ds' - \frac{i\alpha}{3} R_t(s) \right]$$

Es war $R_t(s)$ der totale Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Fermionen, s das Quadrat der Schwerpunktenenergie, und **v.p.** gibt an, das das Integral als Cauchy-Hauptwert auszuwerten ist.

Obwohl das Standardprogramm von Berends & Kleiss für die Korrektur des Bhabhawirkungsquerschnittes verwendet wurde, gilt das Folgende im wesentlichen auch für die Bhabhastreuung. Ein Punkt ist dabei aber zu bedenken:

Ein grundlegender Unterschied besteht im Wert des Quadrates des Impulsübertrages Q^2 . Während $q\bar{q}$ -Endzustände nur im zeitartigen Kanal erzeugt werden können, und das mittlere Q^2 daher -abgesehen von Impulsverlusten durch abgestrahlte Photonen- durch das Quadrat der Impulse der einlaufenden Leptonen bestimmt wird (z.B. $W=40 \text{ GeV} \rightarrow Q^2 \approx 1600 \text{ GeV}/c^2$), überwiegt bei der Bhabhastreuung der raumartige Kanal. Das mittlere Q^2 wird hier vor allem von den Schnitten auf das Akzeptanzvolumen bestimmt. Im Vergleich zum vorstehenden Beispiel kann ein mittleres Q^2 von -500 bis $-700 \text{ GeV}/c^2$ als typisch angesehen werden. Die Einflüsse der schwachen Wechselwirkung machen sich daher bei der Bhabhastreuung im untersuchten Energiebereich nur wenig bemerkbar.

Die Strahlungskorrektur δ setzt sich bis zur dritten Ordnung in α aus den Vertexkorrekturen für die Leptonen l und die Fermionen f , dem Einfluß der Vakuumpolarisation, sowie Strahlungskorrekturen für Leptonen und Fermionen zusammen gemäß

$$\delta_{\alpha^3} = \delta_{\text{vert}}^l + \delta_{\text{vert}}^f + \delta_{\text{vac}} + \delta_{\gamma}^l + \delta_{\gamma}^f$$

wobei sich die Vertexkorrekturen einfach zu

$$\delta_{\text{vert}}^{l,f} = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{3}{4} \ln \frac{|Q^2|}{m_{l,f}^2} - 1 \right) + \frac{\pi^2}{6}$$

Die Tabelle 24 enthält die hier, und auch die im weiteren zugrundegelegten Massen m . Als m_l ist die Elektronenmasse m_e einzusetzen.

Zur Berechnung der Vakuumpolarisation ist die Auswertung des Dispersionsintegrals erforderlich. Die Berechnung wird vereinfacht, wenn man $\Pi_f(s)$ aufteilt in den Anteil, der durch die Erzeugung von Leptonen beiträgt, den Anteil der resonanten Entstehung von $q\bar{q}$ -Paaren, und die Kontinuumserzeugung von $q\bar{q}$. Die Korrektur δ_{vac} wird so zu

$$\delta_{\text{vac}} = 2 (\text{Re}\Pi_l + \text{Re}\Pi_{\text{res}} + \text{Re}\Pi_{\text{kont}})$$

Können die Massen der beteiligten $f\bar{f}$ -Paare gegenüber Q^2 vernachlässigt werden, dann findet man folgende Anteile:

$$\text{Re}\Pi_l = \sum_l \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{1}{3} \ln \frac{|Q^2|}{m_l^2} - \frac{5}{9} \right)$$

$$\text{Re}\Pi_{\text{res}} = \sum_{\text{res}} \frac{3}{\alpha} \frac{\Gamma_{ee}}{m_{\text{res}}} \frac{1}{1 - m_{\text{res}}^2/Q^2}$$

$$\text{Re}\Pi_{\text{kont}} = \sum_i \frac{\alpha}{3\pi} \Delta R_i \cdot \ln |Q^2/Q_i^2 - 1|$$

Γ_{ee} steht für die elektronischen Breiten der Resonanzen (Tabelle 24) und ΔR_i für die Änderungen von R bei den Impulsüberträgen Q_i (Tabelle 25 und Abb. 6).

Darüber hinaus können auch bisher nicht gemessene Fermionen, also neue schwere Leptonen oder Quarks, mit Massen oberhalb der jeweiligen Strahlenergie beitragen, also mit $X := 4m^2 / Q^2 > 1$:

$$\text{Re}\Pi_? = \frac{\alpha}{3\pi} \sqrt{(X-1)} (2 + X) * \text{atan}(1/\sqrt{(X-1)}) - X - 5/3$$

Weil nur dann merkbliche Beiträge ($\sim 1\%$) zu erwarten wären, wenn $m_?$ sehr dicht über der Strahlenergie liegt, wird dieser Beitrag nicht weiter berücksichtigt.

Die Bremsstrahlung der Leptonen im Anfangszustand bzw. die der Quarks im Endzustand wird durch

$$\delta_{\gamma}^e = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \left| \frac{Q^2}{m_e^2} \right| - 1 \right) * \left(\ln \frac{k_{\max}^e}{E_{\text{Strahl}}} - \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{k_{\max}^e}{E_{\text{Strahl}}} \right) - \frac{1}{2} \frac{k_{\max}^e}{E_{\text{Strahl}}} \right)$$

$$\delta_{\gamma}^q = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \left| \frac{Q^2}{m^2} \right| - 1 \right) * \left(\ln \frac{k_{\max}^q}{E_{\text{Strahl}}} - \frac{k_{\max}^q}{E_{\text{Strahl}}} + \frac{1}{4} \left(\frac{k_{\max}^q}{E_{\text{Strahl}}} \right)^2 \right)$$

berücksichtigt, wobei für die maximalen Photonenergien $k_{\max}^{e,q}$ die in der Monte-Carlo Simulation verwendeten einzusetzen sind. Nur dann sind Vergleiche mit diesen generierten Daten erlaubt, weil auf diese Weise auch der Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der effektiven (niedrigeren) Schwerpunktenenergie berücksichtigt wird.

Abb. 49 zeigt den Verlauf von δ_{α^3} als Funktion der Schwerpunktenenergie W .

Tabelle 24

Bei der Berechnung der Korrekturen benutzte Fermion- und Mesonenmassen Für die resonant erzeugten Vektormesonen wird gleichzeitig deren elektronische Breite für den Zerfall in e^+e^- angegeben

Alle Massen sind in GeV angegeben; die elektronischen Breiten Γ in keV

Fermionen:

Leptonen:

e : 0.000511

μ : 0.105

τ : 1.784

Quarks

u : 0.3

d : 0.3

c : 0.5

c : 1.6

b : 5.0

Vektormesonen:

m	Γ	m	Γ	m	Γ
ρ : 0.776	6.79	ω : 0.728	0.77	ϕ : 1.02	1.27
ρ' : 1.6	7.5	Ψ : 3.097	4.41	Ψ' : 3.685	1.94
Ψ'' : 3.768	0.33	$\Psi^{3'}$: 4.030	0.73	$\Psi^{4'}$: 4.159	0.77
$\Psi^{5'}$: 4.415	0.43	T : 9.458	1.5	T' : 10.016	0.5
T'' : 10.56	0.336	$T^{3'}$: 10.56	0.23		

Tabelle 25

Anderungen ΔR_i als Funktion von Q^2

i	R_i	Q^2 (GeV ² /c ²)
1	+0.7	0.08
2	+1.3	1.5
3	+2.0	13.7
4	-0.4	64.0
5	+0.3	120.0

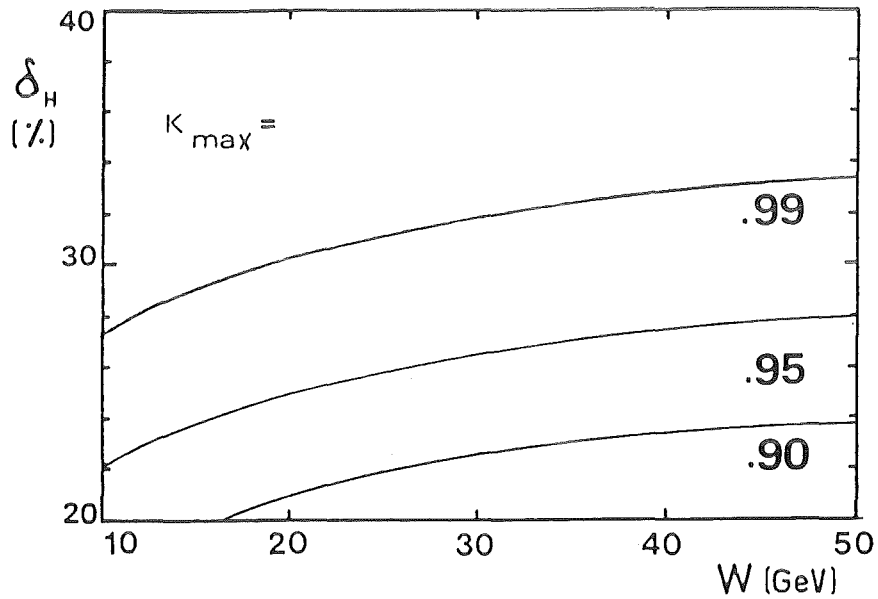


Abb. 49 Berechnete Korrekturen δ_H zum hadronischen Wirkungsquerschnitt σ_H

Die maximale Energie k_{\max} des Bremsstrahlungsphotons ist in Einheiten der Strahlenergie angegeben.

Anhang F: Ergebnisse unter Einbeziehung neuer Meßdaten (1986)

Die nach Abschluß der vorliegenden Arbeit genommenen Meßdaten wurden inzwischen ebenfalls ausgewertet, und sie stehen zur Veröffentlichung an /CEL86/. Die gesamte Datenmenge umfasst eine integrierte Luminosität von $60,3 \text{ pb}^{-1}$. Neu hinzu kamen

8944 ± 79	(stat.)	± 175	(syst.)	nb^{-1}	bei 38,3 GeV
1423 ± 38	(stat.)	± 28	(syst.)	nb^{-1}	bei 43,5 GeV
16960 ± 130	(stat.)	± 340	(syst.)	nb^{-1}	bei 43,6 GeV

Schwerpunktenergie.

Da die jetzt nahezu verdoppelte Luminosität bei hohen Schwerpunktenergien genommen wurde, konnten die systematischen Fehler genauer untersucht werden. Überprüft wurde vor allem, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse von dem bei der Monte-Carlo-Simulation (siehe 5.1.1) des Prozesses zugrundegelegten Fragmentationsmodell abhängt. Es konnte gezeigt werden, daß sich die Nachweiswahrscheinlichkeit selbst beim Übergang vom 'string'-Fragmentationsmodell /Sjö83/ zum "unabhängigen" Fragmentationsmodell /Hoy80/ bei optimaler Parametrisierung beider um weniger als 0,1% ändert. Alleine der im Generator vorgegebene Wert von α_s beeinflusst die Nachweiswahrscheinlichkeit merklich, nämlich um 0,4%, wenn α_s zwischen 0,12 und 0,17 variiert wird.

Weil für die Luminositäten und die Nachweiswahrscheinlichkeiten kleinere systematische Fehler begründet werden konnten, und weil alle denkbaren Beiträge betrachtet wurden, errechnet sich der gesamte systematische Fehler als quadratische Summe der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit, der Luminosität, und dem der Strahlungskorrekturen. Der gesamte systematische Fehler beträgt 2,5% bis 2,7%, wobei der Anteil des relativen (Punkt-zu-Punkt) systematischen Fehlers 1,2% bis 1,4% ausmacht. Diese Fehler konnten durch einen Vergleich mit den R-Werte einer vollkommen unabhängigen Analyse /Lav86/, die ausschliesslich auf den Spurdetektordaten beruht, zusätzlich überprüft und bestätigt werden.

Angesichts solch geringer Fehler wurde eine detailliertere Untersuchung der einzelnen in die zu messenden R-Werte eingehenden Faktoren erforderlich. Dazu wurden bei der theoretischen Vorhersage von R die Quarkmassen berücksichtigt, und bei den Strahlungskorrekturen

Vertexkorrekturen und Z^0 -Austausch in erweiterter Form berücksichtigt. Als Folge stieg der R-Wert für $W = 14 \text{ GeV}$ (der dicht über der 'bottomium'-Schwelle liegt) von $R = 4,04$ auf $R = 4,10$ an.

Bei der Anpassungsrechnung für die Parameter α_s und $\sin^2 \theta_W$ war es wünschenswert, durch eine einzige Rechnung und unter gleichzeitiger Benutzung der absoluten und relativen Fehler der Meßpunkte die Parameter und ihre Fehler zu bestimmen. Ein solches Vorgehen erlaubt auch die Mitbenutzung der R-Werte anderer Experimente. Dazu wurde eine Korrelationsmatrix V_{ij} der Dimension n (n ist die Anzahl der Meßpunkte) aufgebaut, und der Ausdruck

$$\chi_R^2 = \mathbf{D}_i^T \cdot \mathbf{V}_{ij}^{-1} \cdot \mathbf{D}_j$$

minimalisiert. Ihre Diagonalelemente enthalten die Gesamtfehler jedes Meßpunktes R_i , und die Nebenelemente die Fehler zwischen den Meßpunkten R_i und R_j . In den Vektoren \mathbf{D}_i stehen die n Residuen $R_i - R_{\text{fit}}(W)$.

Es zeigte sich, daß die berechneten Werte für die Parameter und deren Fehler nur wenig von der Aufteilung Normierungsfehler - Punkt-zu-Punkt Fehler abhängen, und daß die Korrelation zwischen beiden Parametern schwach ist. Das bestätigt zugleich die ursprüngliche Aufteilung, den absoluten systematischen Fehler bei der Bestimmung von α_s , und den relativen Fehler bei der Berechnung von $\sin^2 \theta_W$ zugrunde zu legen.

Die so erhaltenen Werte für beide Konstanten einer simultanen Anpassungsrechnung der Erwartung an die CELLO-Meßpunkte sind:

$$\alpha_s (Q^2=44^2 \text{ GeV}^2/c^2) = 0,18 \quad \begin{array}{l} +0,08 \\ -0,05 \end{array}$$

$$\sin^2 \theta_W = 0,20 \quad \begin{array}{l} +0,04 \\ -0,04 \end{array}$$

Berücksichtigt man auch die R-Werte anderer Experimente /TAS84, JAD85, MAR84, MAC85/, dann ergibt sich insgesamt:

$$\alpha_s (Q^2=44^2 \text{ GeV}^2/c^2) = 0,16 \quad \begin{array}{l} +0,05 \\ -0,04 \end{array}$$

$$\sin^2 \theta_W = 0,23 \quad \begin{array}{l} -0,03 \\ +0,03 \end{array}$$

Setzt man $\sin^2 \theta_W$ auf den besten zur Zeit bekannten Durchschnittswert fest ($\sin^2 \theta_W = 0,23$ /Arn86, App85, Gös86/, dann erhält man als Ergebnis der Anpassungsrechnung an die Daten aller Experimente

$$\alpha_s(Q^2=44^2 \text{GeV}^2/c^2) = 0,16 \begin{array}{l} +0,03 \\ -0,03 \end{array}$$

Alle erhaltenen Werte von α_s und $\sin^2 \theta_W$ stimmen gut mit den Ergebnissen der anderen genannten Experimente, und mit denen der vorliegenden Arbeit überein.

Die Abschneideparameter für Quarksubstrukturen steigen auf

$$\Lambda_+ = 327 \text{GeV} \quad \text{und} \quad \Lambda_- = 335 \text{ GeV}$$

an. Die Verteilung der Sphärizitätsachsen in $|\cos\theta|$ folgt nach Korrektur von Strahlungseffekten der Form $1 + a \cdot \cos^2\theta$ mit $a = 1,00 \pm 0,01$.

Literaturverzeichnis

- Alb82 A.Albrecht, Phys. Rev. Letters 48 1220, 1982
- Bac78 M.Bace, Phys.Letters B 78 132, 1978
- Bar64 V.Barnes et al., Phys. Rev. Letters 12 204, 1964
- Bar78 W.A.Bardeen et al., Phys. Rev. D18 3998, 1978
- Bau84 U.Baur, H.Fritzsche, H.Faissner, Phys. Letters 135 B 313, 1984
- Bec81 P.Becher et al., "Eichtheorien", Teubner-Studienbücher 1981
- Ber76 F.A.Berends, J.Komen, Phys. Letters 63B 432, 1976
- Ber82 F.A.Berends et al., Nucl.Phys. B202 63,1983; B228 537, 1983
- Bin83 U.Binder, Diplomarbeit, unveröffentl., MPI-PAE/Exp.El.125,1983
- Bjo70 J.D.Bjorken, S.J.Brodsky, Phys. Rev. D1 1416, 1978
- Blo79 V.Blobel, BOS-Manual, DESY F14-79/02, unveröffentlicht, 1979
- Blo81 V.Blobel, DESY F14-81/01, Interner Bericht, 117, 1981
- Boe78 W.de Boer et al, Nucl. Instr. and Meth. 156 249, 1978
- Bro80 I.N.Bronstein, K.A.Semendjajew, "Taschenbuch d. Mathematik", V.Harri Deutsch
- Buc80 W.Buchmüller, S.-H.H.Tye, Phys. Rev. D24, 1981
- Buc81 W.Buchmüller et al., Phys. Rev. D 24 132, 1981
- CEL80 CELLO-Coll., 'CELLO-A new Detektor at PETRA', Physica Scripta 23, 610, 1981
- CEL83 H.J.Behrend et al, CELLO-Coll., DESY 83-127, 1983
- CEL84 H.J.Behrend et al, CELLO-Coll., DESY 84-020, 1984
- CEL84a J.Knapp, CELLO-Note K-081, unveröffentlicht, 1984
- CEL86 "Measurement of the Total Hadronic Cross Section in e^+e^- An-
nihilation between Center of Mass Energies of 14.0 and 46.78
GeV, CELLO-Coll., to be submitted to Phys. Letters B
- Cas74 W.Caswell, Phys. Rev. Letters 33 244, 1974
- Cel79 W.Celmaster, R.J.Gonsalves, Phys.Rev. D15 1420, 1979
- Cha73 M.S.Chanowitz, S.Drell, Phys. Rev. Letters 30 807, 1973
- Coh80 M.Cohen, These, LAL-80/10, unveroeffentlicht, 1980
- Cre78 E.Cremmer et al., Phys. Letters 96 B, 409, 1978
- Dan74 H.Daniel, "Beschleuniger", Teubner, Stuttgart 1974

- Des81 H.Despotes, Contribution to the 21 Cryo. Engen.Conf., Madison, Wisconsin, 1981
- Dre58 S.D.Drell, Annals of Phys. 4 75, 1958
- Ell80 J.Ellis, "Grand Unified Theorie", CERN TH- 2942, 1980
- Ell84 J.Ellis, "Supersymmetry-Spectroscopy of the Future?", CERN-TH.4017/84
- Eng64 F.Englert, R.Brout, Phys. Rev. Letters 13 321, 1964
- Eng80 J.Engler, G.Schmidt, H.Keim, KfK unveröffentlicht, 1981
- Fad67 L.D.Faddeev, V.N.Popov, Phys. Letters 25B 29, 1967
- Fah77 E.Fahri, Phys. Rev. Letters 39 1587, 1977
- Fey49 R.P.Feynman, Phys.Rev 76 267, 1949
- Fra84 G.Franke, FILT84, CELLO-Note D-035, unveröffentlicht, 1985
- Fri84 H.Fritzsch, "What is inside Quarks and Leptons?", MPI-PAE/PTh85/84
- Gel51 M.Gell-Mann, F.Low, Phys. Rev. 84 350, 1951
- Gel54 M.Gell-Mann, F.Low, Phys.Rev. 95 1300, 1954
- Gel64 M.Gell-Mann, Phys. Letters 8 214, 1964
- Geo80 H.Georgi, "Why Unify?", Nature 288 649, 1980
- Gla70 S.L.Glashow et al., Phys. Rev. D 2 1285, 1970
- Gol61 J.Goldstone, Nuovo Cim. 19 154, 1961
- Gre64 O.W.Greenberg, Phys. Rev. Letters 13 598, 1964
- Gro79 J.G.H de Groot et al., Phys.Lett. 82B 292, 1979
- Har83 H.Harari, Spektrum der Wissenschaft 6 54, 1983
- Hei28 W.Heisenberg, Z. Physik 49 619, 1928
- Hig64 P.W.Higgs, Phys.Letters 12 131, Phys.Rev.L. 13 508, Phys.Rev.145 1156
- Hol84 W.Hollik, B. und F.Schrempp, DESY 84-011, 1984
- Hoy79 P.Hoyer, P.Osland, H.G.Sander, T.F.Walsh, P.M.Zerwars, Nucl.Ph. B161 349, 1979
- Ish81 C.J.Isham et al., "Quantum Gravity II", Oxford University Press, 1981
- JAD85 W.Bartel et al., JADE-Coll., DESY 85-057, 1985
- Jar85 C.Jarlskog, "The elektroweak Model", CERN,Scientific/Tech.Rep 158
- Jor81 G.Jordan-Engeln, "Formelsammlung zur numerischen Mathematik", B.-I. 1981
- Kra80 M.Kramer, H.Krasemann, S.Ono, DESY 80-25, 1980
- Kue85 H.Kuester, CELLO-Note K106, unveroeffentl.

- Lav85 Y.Lavangne, CELLO-note K-110, unveroeffentlicht, 1985
- Lic78 D.B.Lichtenberg, "Unitary Symmetry and Elementary Particles", New York 1978
- Loh81 E.Lohrmann, "Hochenergiephysik", Teubner-Studienbuecher 1981
- Lun82 T.Sjoestrand, Computer Physics Comm. 27 243, 1982
- MAC84 E.Fernandez et al., MAC-Coll., SLAC PUB 3479, 1984
- MAR80 G.S.Abrams et al., MARK II Coll., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS27 59, 1980
- MAR83, J.A.Jaros et al., MARK II Coll., Phys. Rev. Letters 51 955, 1983
- MAR85 B.Adeva et al., Phys.Lett. 152b 439, 1985
- Man79 S.Mandelstam, Phys.Rev D 19 2391, 1979
- Pau49 W.Pauli, F.Villars, Rev. Mod. Phys. 21 434, 1949
- Pog84 L.Poggioli, "Eccpat reviesed", CELLO note P037, unveroeffentl.
- REV80 C.Bricman et al., "Review of particle properties", CERN, 1980
- Rad84 E.Rademacher, "The experimental Discovery...", CERN-EP/84/41
- Sac84 B.Sack, Diplomarbeit, unveroeffentl., MPI-PAE/Exp.El.133,1984
- Sch49 J.Schwinger, Phys.Rev 76 790, 1949
- Sch81 H.Schopper, "Die jüngste Entwicklung..", Die Naturwissenschaften 68 307, 1981
- Sjö83 T.Sjöstarand, Computer Physiks Comm. 27 243, 1983
- Ste77 G.Sterman, S.Weinberg, Phys. Rev. Letters 39 1436, 1977
- TAS81 R.Bradelik et al., TASSO-Coll., DESY 81-069, 1981
- TAS84 M.Althoff et al., TASSO-Coll., DESY 84-017, 1984
- TAS84a M.Althoff et al., TASSO-Coll., DESY-84-016, 1984
- TAS85 M.Althoff et al., TASSO-Coll., DESY 85-001, 1985
- TAS85 M.Althoff et al., TASSO-Coll., Phys.Lett. 138b 441, 1984
- tHo71 G.t'Hooft, Nucl. Phys. b 33 436, 1971
- tHo72 G.t'Hooft, M.Veltman, Nucl. Phys. B 44 189, 1972
- tHo72a G.t'Hooft, M.Veltman, Nucl. Phys. B 50 318, 1972
- tHo73 G.t'Hooft, Nuclear Phys. B 61 455, 1973
- Tsa83 Y.S.Tsai, SLAC PUB 3129, 1983
- UA184 G.Arnison et al., Phys. Letters 135 B 250, 1984
- UA283 P.Bagnaia et al., Phys. Letters 129 B 130, 1983

- Wei67 S.Weinberg, Phys. Rev. Letters 19 1264, 1967
- Wil74 K.G.Wilson, Phys.Rev 179 1499, 1974
- Wil75 K.G.Wilson, Advances in Mathematics 16 170, 1975
- Wu_84 Sau Lan Wu, DESY 84-028, 1984
- Yan54 C.N.Yang, R.L.Mills, Phys. Rev. 96 191, 1954
- Yen80 D.R.Yennie, Phys. Rev. Letters 34 239, 1975
- Yuk35 H.Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17 48, 1935
- Zwe64 G.Zweig, CERN-TH 401 & 412, 1964

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1	Darstellung der pseudoskalaren Bosonen in Form eines Oktetts.....	6
Abb. 2	Aufbau des Mesonenoktetts aus Quarks und Antiquarks.....	7
Abb. 3	Beschreibung des Austausches eines Pions zwischen Proton und Neutron (Vergleich Starke Wechselwirkung/Quarkmodell).....	8
Abb. 4	Die Quarkdoublets und die wichtigsten Quantenzahlen der Quarks.....	9
Abb. 5	Erwarteter Verlauf von R bei beginnender 'toponium'-Erzeugung.....	18
Abb. 6	R-Messungen anderer Experimente bis hinauf zu einer Schwerpunktennergie von 35 GeV.....	19
Abb. 7	Die Teilchengenerationen des Standardmodelles.....	21
Abb. 8	Erzeugung hadronischer Endzustände durch Photonenaustausch, $Z - \gamma$ Interferenz und Z^0 -Austausch.....	24
Abb. 9	Änderung des Wirkungsquerschnittes R als Funktion von Schwerpunktennergie und Weinbergwinkel.....	24
Abb.10	Beschleuniger bei DESY.....	33
Abb.11	Das verwendete Koordinatensystem.....	33
Abb.12	Integrierte Luminositäten als Funktion der Schwerpunktennergie.....	34
Abb.13	Schematische Ansicht des CELLO-Detektors.....	36
Abb.14	Schnitt durch den CELLO-Detektor.....	37
Abb.15	Die Driftzelle des Spurdetektors (a) Der Spurdetektor (b).....	39
Abb.16	Schnitt durch ein 'stack' des Flüssig-Argon Kalorimeters.....	45
Abb.17	Schnitt durch Endkappenschauerzähler und -Proportionalammer.....	47
Abb.18	Schnitt durch eine Müonkammer.....	48
Abb.19	Ausschnitt aus der Sektorenunterteilung des Spurdetektors.....	52
Abb.20	Datenfluß bis zur Speicherung auf Magnetband.....	57
Abb.21	Von LATRAK im Kalorimeter gefundene Schauer.....	62
Abb.22	Beispiel für eine Strahl-Gas Wechselwirkung.....	63
Abb.23	Aufschauernes Höhenstrahlungseignis.....	65
Abb.24	Ereignis der Bhabhastreuung.....	70
Abb.25	Tau-Lepton-Paarererzeugung (a) und Zwei-Photonen-Endzustand (b).....	70
Abb.26	Hadronische Endzustände der e^+e^- -Wechselwirkung....	71
Abb.27	Wechselwirkung durch zwei Photonen.....	72
Abb.28	Energieverteilung der Schauercluster von Bhabhaereignissen.....	72
Abb.29	Verteilung des Akollinearitätswinkels von	

Bhabhaereignissen.....	78
Abb.30 Abstand berechneter Spuren vom Wechselwirkungspunkt...	80
Abb.31 Verteilung der Spuren in der $r\phi$ -Ebene.....	80
Abb.32 Korrelation zwischen Wechselwirkungspunkt und Gesamtenergie von Ereignissen.....	80
Abb.33 Geladene Multiplizität hadronischer Ereignisse.....	84
Abb.34 Gesamtenergie neutraler Teilchen aus Multihadronen....	85
Abb.35 Gesamtenergie geladener Teilchen aus Multihadronen....	85
Abb.36 Gemessene totale Energie hadronischer Ereignisse.....	85
Abb.37 Verteilung der Schauercluster von Bhabha- ereignissen im $\cos\theta$	89
Abb.38 Gemessener Wirkungsquerschnitt R im Bereich von $W = 14,0$ GeV bis $W = 46,8$ GeV.....	98
Abb.39 Gemessener Wirkungsquerschnitt R im Bereich $W = 38,5$ bis $42,5$ (a) und $W = 42,5$ bis 47 GeV (b).....	99
Abb.40 Beste Anpassung von $R(\text{theor.})$ an die Meßpunkte.....	102
Abb.41 Konturen der Likelihoodfunktion zu Abb. 40.....	103
Abb.42 Verteilung der Spherizitätsachsen im $\cos\theta$	107
Abb.43 Aplanaritätsverteilung hadronischer Ereignisse.....	107
Abb.44 Zusammenhang zwischen Magnetisierung und potentieller Energie als Funktion der Curietemperatur.....	117
Abb.45 Komplexes Goldstone-Potential.....	118
Abb.46 Vergleich eines "freien" Quark mit einem Elektron.....	125
Abb.47 Vergleich zwischen elektrischem und chromodynamischem Feld.....	129
Abb.48 Elektrisches und chromodynamisches Feld auf dem Gitter.....	129

Verzeichnis der Tabellen

Tab. 1	Parameter des Speicherringes PETRA (1984).....	32
Tab. 2	Die Kammern des CELLO-Spurdetektors.....	40
Tab. 3	Technische Daten des Spurdetektors.....	40
Tab. 4	Physikalische Eigenschaften des Spurdetektors.....	41
Tab. 5	Der Vertexdetektor.....	42
Tab. 6	Daten der Endkappen-Proportionalkammern.....	42
Tab. 7	Daten der supraleitenden Magnetspule.....	43
Tab. 8	Technische Daten des Flüssig-Argon Kalorimeters.....	46
Tab. 9	Physikalische Eigenschaftendes Flüssig-Argon Kalorimeters.....	46
Tab.10	Eigenschaften der Müon-Kammern.....	48
Tab.11	Von den Detektorkomponenten zur Triggerentscheidung erzeugte Signale.....	53
Tab.12	Typische Verknüpfungen von Triggersignalen.....	54
Tab.13	Die Nachweiswahrscheinlichkeit für hadronische Ereignisse.....	84
Tab.14	Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für hadronische Ereignisse.....	86
Tab.15	Anteil der Bhabhaereignisse, bei denen keine Spur erkannt wurde.....	88
Tab.16	Nachweiswahrscheinlichkeit für Bhabhaereignisse.....	90
Tab.17	Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers für Bhabhaereignisse.....	90
Tab.18	Die gemessenen Luminositäten.....	94
Tab.20	Übersicht über die verbleibenden Untergrundereignisse.....	95
Tab.21	Zusammenfassung der systematischen Fehler.....	97
Tab.22	Die gemessenen R-Werte.....	98
Tab.23	Die gemessenen Werte von $\sin^2\theta_W$ und α_s	102
Tab.24	Fermion- und Mesonmassen.....	142
Tab.25	Änderungen ΔR_1 als Funktion von Q^2	143