

Stand: 9. Februar 1995

Analyse von Z^0 -Zerfällen

Inhaltsverzeichnis

0 Einleitung	II
0.1 Vorbemerkung	II
0.2 Anleitung	III
0.3 Versuchsablauf	III
0.3.1 Teil I: Analyse von Ereignissen am Bildschirm	III
0.3.2 Teil II: Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen	III
1 ALLES QUARK(S) ? Ein Blick in die Welt der Elementarteilchen	1
1.1 Teilchenfeuilleton: Leptonen, Quarks, etc.	2
1.2 Das Photon	2
1.3 Die Leptonen	3
1.4 Die Hadronen	5
1.5 Grundzüge des Quark-Modells	8
1.6 Das Intermediäre Vektorboson Z^0	16
1.7 Schlußbemerkung	18
2 e^+e^--Wechselwirkungen bei hohen Energien	20
2.1 Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen	20
2.1.1 Elektroschwache Wechselwirkung	21
2.1.2 Starke Wechselwirkung	22
2.2 Physik bei Energien in der Nähe der Z^0 -Resonanz	24
2.3 Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB}	28
2.4 Strahlungskorrekturen	29
2.5 Selektion von Ereignissen	30

3 Das OPAL Experiment	32	B Der Photon-Austausch Prozeß	60
3.1 Der LEP-Speicherring	32		
3.2 LEP-Detektoren	32	C Die Breit-Wigner Form	62
3.3 Wichtige Detektorkomponenten	33	D Die q^2-Abhängigkeit der Kopplungskonstanten	64
3.3.1 Proportionalkammern	33		
3.3.2 Schauerzähler / Kalorimeter	33	E Particle Data Book	67
3.4 Luminosität	35	F Update of the Z^0 Line Shape and Lepton Asymmetry Measurements	73
3.5 Der OPAL-Detektor	35	F.1 Vorbemerkung	73
3.5.1 Der Aufbau des Detektors	36	F.2 Introduction	74
3.5.2 Der Trigger	38	F.3 Luminosity	74
4 Identifikation von Teilchen und Klassifizierung der Ereignisse	39	F.3.1 The SiW Luminosity Measurement	74
4.1 Teilchenidentifikation im OPAL-Detektor	39	F.3.2 The FD Luminosity Measurement	75
4.1.1 Geladene Teilchen	39	F.3.3 Comparison and Combination of the Silicon-Tungsten and Forward Detector Luminosities	76
4.1.2 Neutrale Teilchen	41	F.4 The Hadronic Decay Channel	76
4.2 Meßgrößen und Schnitte	41	F.5 The Leptonic Decay Channels	77
4.2.1 Ereignissimulationen (Monte-Carlo)	43	F.5.1 The e^+e^- Channel	78
4.3 Die Klassifizierung der Z^0 -Ereignisse	44	F.5.2 The $\mu^+\mu^-$ Channel	79
4.3.1 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	45	F.5.3 The $\tau^+\tau^-$ Channel	80
4.3.2 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	45	F.6 LEP Energy Calibration	82
4.3.3 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	45	F.7 Determination of Electroweak Parameters	82
4.3.4 $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$	47	F.8 Summary and Conclusions	83
4.3.5 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	47	F.9 Appendix: Correlation Matrices	93
5 Versuchsdurchführung	51	G Der OPAL-Detektor in Bildern	114
5.1 TEIL I: Analyse von Ereignissen am Bildschirm	51	G.1 CERN	114
5.2 TEIL II: Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen	53	G.2 LEP	119
A Konstanten, Einheiten und Kinematik	58	G.3 Der OPAL-Detektor	121

H GROPE	127
I PAW	132
J Übersicht über die Variablen	135
K Glossarium	136
Literaturverzeichnis	142
Tabellenverzeichnis	144
Abbildungsverzeichnis	145

Kapitel 0

Einleitung

0.1 Vorbemerkung

Mit dem Versuch **Analyse von Z^0 -Zerfällen** möchten wir Ihnen einen ersten Eindruck von den Arbeitsmethoden der experimentellen Elementarteilchenphysik vermitteln. Ziel des Versuches ist es, Sie mit folgenden Bereichen der Physik vertraut zu machen:

- Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen
- Wechselwirkung von Teilchen mit Materie
- Teilchendetektoren
- Teilchenidentifikation
- Physik an e^+e^- -Speicherringen bei hohen Energien
- Moderne Analysemethoden der Elementarteilchenphysik

Für die Versuchsdurchführung werden Meßdaten benutzt, die bei e^+e^- -Kollisionen mit dem **OPAL** Detektor am LEP-Speicherring aufgezeichnet wurden. Für den Zugang zu den Daten und für deren graphischer Darstellung werden Computer (Work Stations) benötigt und zur Verfügung gestellt.

Dieses Skriptum enthält neben der eigentlichen Versuchsanleitung einige Abschnitte über Teilchendetektoren und Elementarteilchenphysik, die für die Versuchsdurchführung und die Auswertung notwendig sind.

Zur Vorbereitung werden darüberhinaus folgende Bücher empfohlen, die auch in der Bibliothek ausgeliehen werden können.

K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlen, Teubner Studienbücher

Bethge/Schröder, Elementarteilchenphysik

D. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley

Ch. Berger, Einführung in die Teilchenphysik, Springer

0.2 Anleitung

Diese Versuchsanleitung ist sicher umfangreicher als Sie erwartet haben, aber lassen Sie sich nicht davon erschrecken, denn gut 2/3 dieses Textes bilden den Anhang.

In den Abschnitten A-E sind weitergehende Erläuterungen zur Physik gegeben. Die Anhänge F und G versorgen Sie mit den notwendigen Literaturwerten und Anhang H stellt Ihnen das Laboratorium vor, in dem die von Ihnen untersuchten Daten erzeugt wurden. Abgeschlossen wird der Anhang durch die Beschreibungen der von Ihnen verwendeten Programme sowie einem Glossarium, in dem Sie einige Begriffe nachschlagen können.

0.3 Versuchsablauf

Während im ersten Teil einzelne Ereignisse im Detail analysiert werden, um zu lernen, wie man sie einem bestimmten physikalischen Prozeß zuordnen kann, benutzt man im zweiten Teil charakteristische Größen, wie z.B. die gemessene „Energie“ in den Kalorimetern oder die Anzahl der geladenen Spuren, um die Ereignisse zu klassifizieren und Antworten auf physikalische Fragestellungen zu erhalten.

0.3.1 Teil I: Analyse von Ereignissen am Bildschirm

Das Ziel des ersten Teils des Versuches ist, Sie mit den Eigenschaften der verschiedenen Zerfallskanäle des Z^0 -Bosons anhand von einzelnen Ereignissen vertraut zu machen. Vor allem sollen Sie dabei lernen, wie man Kriterien finden kann, die es erlauben, die verschiedenen Endzustände möglichst gut voneinander zu trennen. Dazu muß man die Detektoreigenschaften und die Signatur der verschiedenen Prozesse möglichst gut verstehen.

0.3.2 Teil II: Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen

Aufbauend auf den Kenntnissen, die im ersten Teil gewonnen wurden, wird nun eine große Datensammlung analysiert. Die Hauptaufgaben sind die Messung der Resonanzparameter des Z^0 -Bosons (Masse, Breite) und die Messung des Weinbergwinkels aus der Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Kapitel 1

ALLES QUARK(S) ? Ein Blick in die Welt der Elementarteilchen

Im Rahmen eines Universitätspraktikums in die Elementarteilchenphysik einzuführen, ist ein schwieriges Unterfangen: da ein moderner Beschleuniger ein doch eher unhandliches Gerät ist, muß man entweder die kosmische Strahlung anzapfen oder aus der Konservendose leben. Versuche mit kosmischen Myonen haben Sie im Laufe dieses Praktikums möglicherweise bereits kennen gelernt, auf sie soll hier nicht näher eingegangen werden. Als „Konservendose“ müssen die Versuche gelten, bei denen Ihnen Reaktionen von Elementarteilchen auf, um es allgemein zu sagen, „Datenträgern“ vorgeführt werden.

Im Rahmen dieses Versuches lernen Sie einen hochmodernen, hochkomplexen elektronischen Detektor kennen, der geladene und neutrale Teilchen mit spezialisierten Nachweiskomponenten registriert (Einzelheiten in der Versuchsanleitung). Aber auch die Physik, die hier untersucht wird, ist hochmodern: es geht um Nachweis und Eigenschaften des „Intermediären Vektorbosons“ Z^0 , und die weitreichenden Schlüssefolgerungen, die wir aus seinen Eigenschaften ziehen können. Im folgenden soll ein kurzer und hoffentlich unterhaltsamer Überblick über unseren heutigen (1994) Kenntnisstand der Bausteine unserer Welt gegeben werden.

Die Elementarteilchenphysik ist eine immer schwerfälliger und unüberschaubare Disziplin, mit allen Reizen neuer und überraschender Entdeckungen. Auf der anderen Seite muß sie zunächst noch mit einigen Ungereimtheiten leben: Teilchen, die lange Zeit als elementar galten, stellen sich auf einmal als eher komplexe Gebilde heraus, und kaum ist ein „elementares“ Teilchen aufgetaucht, überlegen die Theoretiker schon, ob sich nicht doch vielleicht noch Unterstrukturen auflösen lassen, weil dies zu einem attraktiven Modell passen würde. Andererseits wollen Teilchen, die man als Bausteine anderer eindeutig ausgemacht zu haben glaubt, partout nicht als freie Teilchen auftreten. Der Begriff „elementar“ ist also nicht ganz unproblematisch, wird aber allgemein mit einer gewissen Unbekümmertheit gebraucht.

Die heutige Welt der Elementarteilchen läßt sich mit wenigen Bausteinen beschreiben, die wir bisher noch nicht in kleinere Einheiten auflösen konnten. Es sind dies die Leptonen, die Quarks, und die Feldquanten (etwas akademischer „Eichbosonen“), die die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen vermitteln.

Von diesen Teilchen soll im folgenden die Rede sein, und zwar nicht als lehrbuchhafte Einführung, sondern eher im Plauderton. Wer ein seriöses Lehrbuch zu Rate ziehen möchte, sei auf die Literaturhinweise verwiesen.

1.1 Teilchenfeuilleton: Leptonen, Quarks, etc.

Mit Hilfe der Quantenmechanik können wir alle Teilchen zunächst in Fermionen (halbzahliges Spin: $1/2, 3/2, 5/2 \dots$) und Bosonen (ganzzahliger Spin: $0, 1, 2 \dots$) einteilen. Fermionen unterliegen dem Pauli-Prinzip, für sie gelten eigene Erhaltungssätze, wie wir noch im einzelnen sehen werden. Beispiele für Fermionen sind Leptonen und Baryonen; auch die Quarks gehören zu den Fermionen. Beispiele für Bosonen sind das Photon und die Mesonen (nota bene: das historisch früheste „Meson“, das μ -Meson oder Myon, ist gar kein Meson, sondern ein Lepton; nähertes später). Fermionen und Bosonen haben ihren Namen natürlich von der Ihnen aus der Quantenmechanik geläufigen Fermi-Dirac- bzw. Bose-Einstein-Statistik. Damit haben wir bereits die Bezeichnungen für weitere Teilchenkategorien kennengelernt, die sich der Masse der Teilchen zu ihrer Einordnung bedienen. Dies ist historisch bedingt; wir werden später sehen, daß diese (Massen-) Klassifizierung nicht eindeutig ist.

Unter den Bosonen spielen das Photon und die „Intermediären Vektorbosonen“ W^+, W^-, Z^0 eine besondere Rolle. Deshalb soll auf sie besonders eingegangen werden. Der folgende kurze Abschnitt sei zunächst dem Photon gewidmet.

1.2 Das Photon

Dem Photon (= γ -Quant) werden formal die Masse 0 und der Spin 1 zugeordnet; dies ist jedoch nicht ganz korrekt ausgedrückt, da sich das Photon per definitionem immer mit Lichtgeschwindigkeit bewegt. Ein Ruhesystem, in dem Ruhemasse und Eigendrehimpuls gemessen werden könnten, existiert also überhaupt nicht. Trotzdem ist es vernünftig, von einer verschwindenden Photonenmasse zu sprechen, da für ein Lichtquant das Quadrat des Viererimpulses immer Null wird. Weniger sinnvoll ist es, vom Spin des Photons zu sprechen. Man führt stattdessen die „Helizität“ (von $\lambda\mu\xi$ = Schraube) ein, das ist die Projektion des (auf 1 normierten) Spins auf die Impulsrichtung, und ordnet dem Photon die beiden möglichen Helizitätszustände $\lambda_\gamma = +1$ und $\lambda_\gamma = -1$ zu. Helizität Null ist wegen $m_\gamma = 0$ ausgeschlossen. (Anschaulich: da man Photonen, außer in zweitklassigen Science-Fiction-Filmen, in denen schon mal per Knopfdruck auf Überlichtgeschwindigkeit umgeschaltet wird, nicht überholen kann, kann der Spin durch keinen Mechanismus „umgeklappt“ werden.)

Natürlich gibt es auch hier die Ausnahme von der Regel, nämlich bei sogenannten „virtuellen“ Photonen. Virtuell nennt man Teilchen, deren Viererimpulsquadrat nicht mit dem Quadrat ihrer Ruhemasse übereinstimmt: Energie-Nichterhaltung im Schutze der Unschärferelation, also nur für sehr kurze Zeiten. Virtuelle Teilchen können also nicht als freie Teilchen auftreten, sondern nur als ausgetauschte Quanten bei einem Wechselwirkungsprozeß. Trotzdem „gibt es“ virtuelle Teilchen, wie hier an einem Beispiel erklärt werden soll: an Elektron-Positron-Speicherringen wie z.B. DORIS bei

DESY in Hamburg und LEP bei CERN treffen Elektronen und ihre Antiteilchen, also Positronen, frontal aufeinander und „annihilieren“; ein möglicherweise irreführender Ausdruck, denn natürlich entsteht nicht „nichts“, sondern die Teilchen verschmelzen zu einem Klümppchen Energie, das die Quantenzahlen eines Photons hat und als „schweres“ virtuelles Lichtquant angesehen werden kann. Die Masse dieses Photons ist dann gleich der gesamten Schwerpunktsenergie von Elektron und Positron. Natürlich ahnt das Photon, daß es entsetzlich weit von seiner erlaubten „Ruhemasse“ entfernt ist und entschließt sich schleunigst, dieser unnatürlichen Situation durch Zerfall in beobachtbare Teilchen zu entgehen. (Können Sie abschätzen, wie lange ein virtuelles Photon mit einer Masse von 10 GeV/c² existieren darf?) Ein solches virtuelles Photon kann in Bezug auf seinen Spin übrigens beschrieben werden wie ein normales massives Boson. Die Stelle des Photons kann auch das Z^0 einnehmen. Dies ist die wesentliche Aussage der Theorie der „Elektroschwachen“ Wechselwirkung, die von Glashow, Weinberg und Salam entwickelt wurde. Wir kommen darauf zurück.

Photonen sind nicht nur an sich und als Objekte der Forschung interessant, sondern sie spielen eine fundamentale Rolle als Feldquanten der elektromagnetischen Wechselwirkung: das Photon „interessiert“ sich nur für elektrische Ladungen. Geladene Teilchen wechselwirken miteinander über den Austausch von virtuellen Photonen. So wird z.B. die Rutherford-Streuung, d.h. die Coulomb-Streuung zweier geladener (punktförmiger) Teilchen aneinander, durch den Austausch eines Photons beschrieben. Die Natur dieses Teilchens bestimmt die Eigenschaften der Wechselwirkung. Nun haben wir eben gesagt, das Z^0 könnte, nach der Elektroschwachen Theorie, an die Stelle des Photons treten: dies gilt in der Tat auch für Coulomb-artige Streuprozesse. Nur ist das Z^0 bei niedrigen Energien so stark virtuell („off - shell“), daß sein Beitrag nur unwesentlich ist. Nichtsdestoweniger läßt er sich nachweisen, z.B. durch paritätsverletzende Effekte in der Atomphysik wie in der Elektron-Positron-Annihilation (Stichwort: Experimente am Ex-Speicherring PETRA bei DESY).

In enger Verbindung zu den Photonen stehen die Leptonen: die Elektronen z.B. können Photonen abstrahlen, und Photonen können (in Coulomb-Feldern) in Elektron-Positron-Paare konvertieren. Beschäftigen wir uns also im nächsten Abschnitt ein wenig mit den Leptonen.

1.3 Die Leptonen

Zu den Leptonen ($\lambda\varepsilon\pi\tau\nu$ = leicht) gehören die Elektronen, die Myonen und τ -Teilchen („Tau“; schweres Lepton der Masse 1.777 GeV/c²) und ihre jeweiligen Antiteilchen, ferner die dazugehörigen Neutrinos und Antineutrinos. Die Leptonen tragen eine ladungsartige (d.h. additive) Quantenzahl (Leptonenzahl L), die – soweit wir wissen – in allen Wechselwirkungen erhalten bleibt. Wichtig ist, daß die Leptonen e , μ und τ trotz sehr ähnlicher Eigenschaften („Lepton-Universalität“; d.h. bei Energien, die groß gegen die Ruhemassen sind, werden die drei Leptonfamilien gleichberechtigt) nicht direkt miteinander verwandt sind. Vielmehr muß man dem Elektron „sein“ Neutrino ν_e zuordnen, dem Myon „sein“ ν_μ und dem Tau „sein“ ν_τ . Man kann sich diesen Sachverhalt am Beispiel des Myon-Zerfalls (dies ist ein β -Zerfall! Vergleichen Sie ihn mit dem β -Zerfall des freien Neutrons!) einprägen:

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e$$

und

$$\mu^+ \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^+ \nu_e$$

In diesem Zerfall treten die beiden Lepton-Familien in einer Kombination auf, die die Leptonenzahl „familienintern“ erhält:

Linke Seite:	$L_e = 0$,	$L_\mu = 1$
(Unten):	$L_e = 0$,	$L_\mu = -1$)
Rechte Seite:	$L_e = 1 + (-1) = 0$,	$L_\mu = 1$
(Unten):	$L_e = (-1) + 1 = 0$,	$L_\mu = -1$)

Einen Überblick über die Leptonen und ihre Leptonenzahlen gibt die folgende Tabelle:

Teilchen ($L = 1$)	Antiteilchen ($L = -1$)
e^-, ν_e	$e^+, \bar{\nu}_e$
μ^-, ν_μ	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$
τ^-, ν_τ	$\tau^+, \bar{\nu}_\tau$

Die Leptonen sind, wie bereits gesagt, Fermionen; sie haben alle den Spin 1/2. Die Neutrinos wurden bisher für masselose Teilchen gehalten, d.h. wie das Photon sollten sie keine Ruhemasse besitzen und deshalb immer Lichtgeschwindigkeit haben. Experimentell gibt es aber für die Neutrinos nur obere Grenzen. Es gibt auch keinen theoretisch zwingenden Grund, warum Neutrinos masselos sein müßten. Dies ist beim Photon anders; das Verschwinden der Ruhemasse des Photons hängt mit der Ladungserhaltung zusammen (Stichwort: Eichtheorien).

Während die Experimente für das τ -Neutrino noch ziemlich große Massen nicht ausschließen (die derzeitige obere Grenze liegt bei 31 MeV/c² und wurde vom Experiment ARGUS in Hamburg bestimmt), weiß man vom Elektron-Neutrino zumindest, daß es eine verschwindende oder zumindest sehr kleine (wenige eV/c²) Masse hat. Die Suche nach einer endlichen Neutrinosmasse ist ein sehr schwieriges Unterfangen: um einen positiven Beweis zu liefern, muß man nachweisen, daß die Masse größer ist als eine gemessene untere Schranke; wenn die Neutrinosmasse zwar endlich, aber sehr klein (im Vergleich mit der meßtechnisch erreichbaren Auflösung) ist, kann dieser Nachweis möglicherweise gar nicht erbracht werden. Zur Zeit sind mehrere Experimente auf der Jagd nach einer endlichen Masse für Elektron- und Myon-Neutrino, aber es gibt noch keine endgültigen Ergebnisse. Sollte die Neutrinosmasse tatsächlich endlich sein, hätte dies große Folgen für unser Verständnis (oder Nicht-verständnis) der Teilchenphysik, aber auch der Kosmologie. Wir wollen aber zunächst die Neutrinos noch für masselos ansehen. Dann können wir ihnen, wie dem Photon, zwei Helizitätszustände zuschreiben, nämlich +1 und -1.

Eine Folge der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung (die einzige, an der Neutrinos teilnehmen) ist nun, daß Neutrinos immer linkshändig sind (Helizität = -1), und Antineutrinos immer rechtshändig (Helizität = +1). Paritätserhaltung heißt ja, daß mit jedem in der Natur vorkommenden Prozeß auch dessen spiegelbildlich aufgebauter Vorgang realisiert sein muß. Wie man sieht, wird durch die einseitige Helizität der Neutrinos die Parität „maximal“ verletzt.

Die geladenen Leptonen nehmen außer an der schwachen noch an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil, da sie sich durch ihre Coulomb-Felder „verständigen“ können. An der starken Wechselwirkung nehmen die Leptonen nicht teil. Es erscheint überflüssig, darauf hinzuweisen, daß die Gravitation bei Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen und erst recht zwischen Leptonen

keine Rolle spielt; man sollte aber nicht vergessen, daß eine verschwindende oder endliche Neutrinosmasse von erheblicher Bedeutung für die Massenbilanz des Universums ist und über das Schicksal des Weltalls (offen? geschlossen?) mitentscheidet.

Obwohl Photonen und Leptonen zufrieden und für alle Zeiten miteinander spielen könnten, läßt sich aus ihnen doch keine stabile Welt aufbauen. Dazu bedarf es der schweren Kerne der Atome, die aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, zusammengesetzt sind. Das Wort „zusammengesetzt“ ist hier gerechtfertigt, da man Atomkerne auch wieder säuberlich in ihre Einzelteile zerlegen kann. Damit sind Nukleonen sicherlich „elementarer“ als Kerne. Dieser Hinweis deshalb, weil wir im folgenden sehen werden, daß man sich auch Nukleonen (überhaupt alle Hadronen) aus „elementareren“ Teilchen (wir wollen das große Geheimnis schon hier verraten: aus den Quarks) zusammengesetzt denkt. Allerdings wird es hier problematisch, denn es ist bisher nicht gelungen, Nukleonen wieder aufzudrücken, so daß sich ihre Bausteine als freie Teilchen beobachten ließen. Werner Heisenberg hat auf diesen Punkt hingewiesen und den Begriff „elementar“, wie ihn die Umgangssprache der Teilchenphysiker benutzt, kritisiert. Wohl zu recht.

Im nächsten Abschnitt wollen wir uns nun mit den Hadronen, also den Mesonen und Baryonen, beschäftigen.

1.4 Die Hadronen

Über den Reiz der Namensgebung für Elementarteilchen kann man geteilter Meinung sein. Elektron ($\eta\lambda\epsilon\tau\rho\nu$) heißt Bernstein, von wegen der Reibungs- „Elektrizität“. Proton, Deuteron und Triton sind schlicht das Erste, Zweite und Dritte. Lateinischen Witz entfaltete Enrico Fermi, als er das Wort Neutrino prägte, das italienische Diminutiv zu Neutron. Leptonen hatten wir schon, Mesonen ($\mu\epsilon\sigma\sigma\nu$) sind die „Mittleren“, Baryonen ($\beta\alpha\rho\upsilon\zeta$) die „Schweren“. Die beiden letzteren bilden zusammen die Hadronen, also die Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Von $\alpha\delta\rho\zeta$ = stark leitet sich auch der Name des Kaisers Hadrian her, der zu den sympathischeren Typen auf dem Lateran gehörte. Er hätte sich bestimmt für Teilchenphysik interessiert, hätte es sie zu seiner Zeit schon gegeben. Er wiederum hat dem Adriatischen Meer den Namen gegeben, ein geradezu poetischer Zusammenhang, da die blaue Adria wenn nicht aus den einfachsten, so doch populärsten Hadronen besteht.

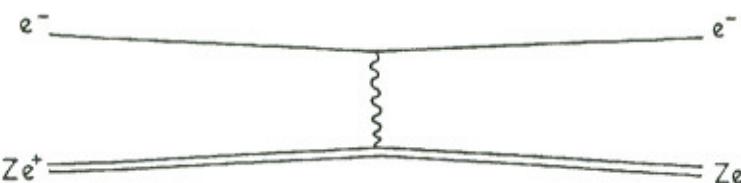
Kommen wir zunächst zu den Baryonen, da diese länger bekannt sind als die Mesonen. Die prominentesten Vertreter dieser Familie sind die Nukleonen, Proton und Neutron. Daß Atome einen (im Vergleich zum Atomdurchmesser) kleinen Kern haben, konnte bereits Rutherford aus seinen Streuexperimenten schließen. Umgekehrt kann man aus Abweichungen vom Rutherford-Querschnitt auf die Größe des Kerns schließen (Stichwort: Formfaktoren). Allein aus der Tatsache, daß Atomkerne, die ja nur aus positiv geladenen Protonen und neutralen Neutronen bestehen, nicht aufgrund der elektrostatischen Abstoßung explodieren (Ausnahmen wie Atombomben bestätigen die Regel), kann man schließen, daß zwischen den Nukleonen Kräfte anderen Ursprungs („Kernkräfte“) wirken, die Protonen und Neutronen im Kern aneinander binden. Man nennt die diese Kernkräfte vermittelnde Wechselwirkung die „starke“ Wechselwirkung.

In der Feldtheorie werden Wechselwirkungen zwischen Teilchen durch den Austausch von Feldquanten beschrieben. Anschauliche Analogie: zwei Schlittschuhläufer, die sich abwechselnd einen Ball zuwerfen, entfernen sich durch Rückstoß voneinander. Australische Ureinwohner, die sich auf Schlittschuhen den heimischen Bumerang zuwerfen, könnten sogar ein „anziehendes“ Potential etablieren. Wie bei jeder schönen Veranschaulichung ist es leider auch hier so, daß es zusehr vereinfacht, mal ganz abgesehen von der Frage, wo es in Australien zugefrorene Seen gibt.

Die Reichweite des Potentials ist mit der Masse des ausgetauschten Feldquants eng verknüpft, vgl. Yukawas Ansatz für das Austauschpotential:

$$V(r) = \text{const} \cdot e^{-mr/r}$$

Für $m = 0$ (Photon!) erhält man das Coulomb-Potential. Die Reichweite nimmt also mit wachsender Masse des Feldquants exponentiell ab; das Photon als masseloses Teilchen vermittelt also im Prinzip ein Potential unendlicher Reichweite. In diesem Bild kann man die Coulomb-Streuung (Rutherford-Streuung, s.o.) eines Elektrons an einem Kern durch folgenden Graphen skizzieren:



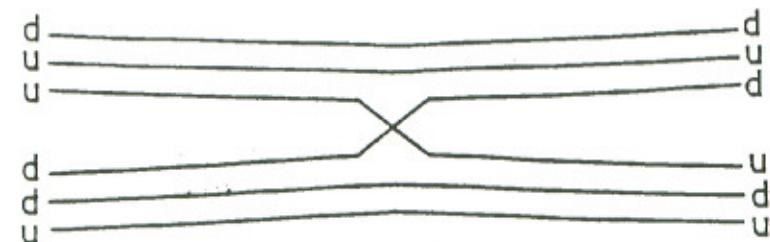
Analog dazu postuliert man Feldquanten der schwachen und starken Wechselwirkung. Auf die schwache Wechselwirkung werden wir später noch eingehen. Hier sei schon vermerkt, daß ihre Feldquanten, die sog. „intermediären Vektorbosonen“ W (geladen) und Z^0 (neutral) von der Theorie mit etwa der richtigen Masse vorhergesagt und vor einigen Jahren am CERN nachgewiesen worden sind (C.Rubbia, Nobelpreis 1984). Da die schwache Wechselwirkung sehr kurzreichweitig ist (Fermi nahm eine „lokale“, d.h. punktförmige Wechselwirkung an), erwartet man für W -Bosonen und Z^0 -Bosonen sehr große Massen. Tatsächlich „wiegen“ die Vektorbosonen 80.22 (W^\pm) bzw. 91.17 (Z^0) GeV/c^2 . Vektorbosonen heißen sie übrigens, weil sie Spin Eins Teilchen sind.

In der starken Wechselwirkung ist die Sache etwas komplizierter. Grundsätzlich können Hadronen miteinander durch den Austausch aller möglichen virtuellen Hadronen wechselwirken, wobei „möglich“ heißt, daß alle relevanten Quantenzahlen erhalten sein müssen. Ein einfaches Beispiel wäre die Ladungsaustausch-Reaktion

$$pn \rightarrow np,$$

die man durch folgenden Graphen beschreiben kann:

Das Proton (uud) übergibt also ein u-Quark an das Neutron (udd) und das Neutron ein d-Quark an das Proton. Teilchen, die aus einem up und einen down Quark bestehen nennt man Pionen. Im Bild der starken Wechselwirkung kann man sich die Neutron-Proton-Streuung also als den Austausch eines geladenen Pions vorstellen. Die Familie der Pionen werden wir bei den Mesonen noch näher kennenlernen. Die Existenz eines solchen „Mesons“ war ja von Yukawa vorausgesagt worden; er



hatte die Masse aus der Reichweite der Kernkräfte (etwa 1 fm = femtometer = „Fermi“ = 10^{-15} m) abgeleitet, s.o. In der kosmischen Strahlung wurde dann zunächst das Myon gefunden, als Yukawa-Teilchen enthusiastisch willkommen geheißen und „ μ -Meson“ genannt. Erst später, mit der Entdeckung des Pions (oder π -Mesons), wurde der Irrtum offenbar; der Name μ -Meson aber blieb am Myon hängen, obwohl es, wie bereits erwähnt, zu den Leptonen gehört.

Das verwirrende Bild wird einfacher, wenn man die starke Wechselwirkung im Quark-Modell beschreibt. In diesem Modell spielen die „eigentlichen“ Feldquanten die „Gluonen“ eine große Rolle; sie interessieren sich nur für die „Farb“-Ladungen der Quarks; wir werden darauf noch kurz zu sprechen kommen, allerdings würde eine detaillierte Erörterung von Farbfeldern und Gluonen aus dem Rahmen dieser kurzen Übersicht herausführen.

Aber zurück zu den Baryonen. Sie sind Fermionen, haben also halbzahligen Spin. Baryonen im Grundzustand sind die Nukleonen, aber auch die Λ - und Σ -Hyperonen (s.u.). Ferner beobachtet man „angeregte“ baryonische Zustände, d.h. kurzlebige Teilchen, die sofort nach ihrer Entstehung in langlebige oder stabile Teilchen zerfallen. Diese auch „Resonanzen“ genannten Teilchen (ihre Erzeugungsquerschnitte lassen sich durch Breit-Wigner-Funktionen beschreiben, die ganz wie die in der mechanischen und elektrischen Resonanzregung aussehen) sind ein Hinweis darauf, daß Hadronen „innere Freiheitsgrade“ besitzen, denn sonst könnte man sie nicht anregen. Dies wird im Quark-Bild durchsichtiger.

Anhand der Baryonen sollen aber zunächst noch zwei weitere Quantenzahlen eingeführt werden, die in der starken Wechselwirkung eine große Rolle spielen und das Quark-Modell vorbereiten. Es sind dies „(starker) Isospin“ und „Strangeness“ (= Seltsamkeit).

Dem Isospin- (eigentlich Isotopenspin, der Begriff stammt aus der Kernphysik) Formalismus liegt zu grunde, daß man Proton und Neutron als zwei Zustände des „Nukleons schlechthin“ auffassen kann: könnte man die elektromagnetische Wechselwirkung abschalten, so würden beide Zustände „entarten“, d.h. nicht mehr voneinander zu unterscheiden sein. Damit ist insbesondere die Massendifferenz zwischen Proton und Neutron auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückgeführt.

In Analogie zum Drehimpuls in der Atomphysik, dessen dritte Komponenten („magnetische Quantenzahl“) beim Anlegen eines Magnetfeldes aufspalten (Zeeman-Effekt), führt man nun den starken Isospin I ein, der sich mathematisch genau so behandeln läßt wie der Drehimpuls. Analog zur Atomphysik gilt:

$$M = 2I + 1$$

M ist die Multiplizität des Zustandes mit dem Isospin I . Für das Nukleon, das mit den beiden Komponenten p und n die Multiplizität 2 hat, folgt $I = 1/2$. Die dritte Komponente des Isospins (in einem abstrakten „Iso-Raum“) I_3 hängt mit der Ladung zusammen:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S)$$

(Gell-Mann-Nishijima Formel für leichte Hadronen). Damit erhalten wir für das Proton: $I = 1/2, I_3 = +1/2$, und für das Neutron: $I = 1/2, I_3 = -1/2$.

(Können Sie angeben, wie diese Beziehungen für das π -Meson ausschen?)

Die „Invarianz“ der starken Wechselwirkung gegen Rotationen im Isoraum, wie der den Isospin betreffende Erhaltungssatz ausführlich heißt, hat eine Menge Konsequenzen für den Experimentator. Ein Beispiel sei hier angeführt. Die sog. $\Delta^+(1232)$ -Resonanz gehört in ein Iso-Quartett mit den vier Mitgliedern: $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$. Damit haben die Delta's den Isospin 3/2. Für Δ^+ ist $I_3 = 1/2$. Das Δ ist instabil und zerfällt über die starke Wechselwirkung in ein Nukleon und ein Pion, und zwar über die beiden Zerfallsmodi $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$ und $\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$. Im Isospin-Formalismus können wir diesen Sachverhalt so zusammenfassen:

$$|3/2, 1/2\rangle \rightarrow a|1/2, 1/2\rangle |1, 0\rangle + b|1/2, -1/2\rangle |1, 1\rangle$$

$$\begin{aligned} |3/2, 1/2\rangle &= \Delta^+(1232) \\ |1/2, 1/2\rangle &= \text{Proton} \\ |1/2, -1/2\rangle &= \text{Neutron} \\ |1, 1\rangle &= \pi^+ \\ |1, 0\rangle &= \pi^0 \end{aligned}$$

Die Koeffizienten a geben dann die relativen Häufigkeiten für die beiden konkurrierenden Zerfälle an und sind nichts anderes als die entsprechenden Clebsch-Gordan-Koeffizienten: $a^2 = 2/3, b^2 = 1/3$:

$$(\Delta^+ \rightarrow n\pi^+) / (\Delta^+ \rightarrow p\pi^0) = 1/2$$

Die Isospin-Gymnastik ließe sich noch beliebig fortsetzen, doch soll dies Beispiel genügen. Stattdessen wollen wir versuchen, die vielen mittlerweile bekannten Teilchen aus wirklich elementaren Bausteinen zusammenzusetzen. Hinter „elementar“ setzen wir dabei vorsichtshalber ein Fragezeichen, ohne uns allerdings auf eine erkenntnistheoretische Erörterung dieses Begriffes einzulassen. Fürs erste begnügen wir uns mit der Einsicht, daß einige Elementarteilchen offenbar elementarer sind als andere.

1.5 Grundzüge des Quark-Modells

Was immer Quarks sein mögen: sie sind die stark wechselwirkenden Partner der Leptonen, die, wie wir wissen, nur schwach und elektromagnetisch wechselwirken. Zur Erinnerung schreiben wir uns die Leptonen, die wir kennen, noch einmal hin: Elektron und Elektron-Neutrino; Myon und

Myon-Neutrino; Tau und Tau-Neutrino. Ein Lepton und sein Neutrino werden zu einem Dublett zusammengefaßt, ebenso Anti-Lepton und Anti-Neutrino. Auch die Quarks werden zu Dubletts zusammengefaßt. Wir wollen sie hier ad hoc einführen, ohne auf die Gedankengänge einzugehen, die zu ihrer Postulierung geführt haben. Einiges wird aber am Beispiel des Baryonen-Dekupletts mit Spin 3/2 deutlich.

Das Quark-Modell geht im wesentlichen auf den amerikanischen Physiker Murray Gell-Mann zurück (1964); den Ausdruck „Quark“ soll er in James Joyce's Roman „Finnegan's Wake“ aufgestöbert haben. Ob Joyce und/oder Gell-Mann das deutsche Milchprodukt kannten, ist umstritten.

Aus Quarks soll man Mesonen ($B = 0$) und Baryonen ($B = 1$) zusammenbauen können. Wir ahnen bereits, daß Quarks Fermionen sein müssen, da auch Baryonen Fermionen sind. Kombinieren wir ein Quark mit einem Antiquark, so wird die Gesamt-Baryonenzahl Null. Wir werden also Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark zusammenbasteln. Näheres später.

Um Baryonen zusammenzusetzen, nimmt man drei Quarks. Dies ist zwar verblüffend, führt aber zum Ziel, wie wir gleich sehen werden. Daß man dabei auf gedrittelt Elementarladungen kommt, ist ebenfalls ungewöhnlich. Und zwangsläufig bekommt man auch gedrittelt Baryonenzahlen.

Bevor wir die Quarks vorstellen, die wir bis heute (1994) zu kennen glauben, wollen wir sehen, ob wir anhand des Neutron-Beta-Zerfalls etwas lernen können. Wir wissen bereits, daß Neutron und Proton als zwei Komponenten des Nukleons sehr nahe verwandt sind. Ihr Quark- Inhalt muß jedoch verschieden sein. Versuchen wir es mit zwei Quarks, die wir „up“ und „down“ nennen. $Q(\text{up})=2/3, Q(\text{down})=-1/3$. Um ein Proton zu basteln, brauchen wir also $|\text{up up down}\rangle$, um ein Neutron zu machen $|\text{up down down}\rangle$. Wir haben also, um vom Proton zum Neutron zu kommen, nur das mittlere Quark umgeschaltet. Sollte sich auch der Beta-Zerfall des Neutrons auf solch ein Quark-Umschalten zurückführen lassen? Wenn ja, würde das bedeuten, daß die beiden unberührten Quarks an der Wechselwirkung gar nicht beteiligt sind; sie sind „Zuschauer“ oder „spectators“. Der Beta-Zerfall des Neutrons

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

wäre dann reduziert auf den Zerfall des down-Quarks:

$$|\text{down}\rangle \rightarrow |\text{up}\rangle + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Damit wäre die schwache Wechselwirkung nicht mehr eine Sache der Nukleonen, sondern der Quarks. Und der Quark-Zerfall wäre direkt zu vergleichen mit dem Beta-Zerfall z.B. des Myons:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Wir halten diese Erkenntnis für einen großen Erfolg und postulieren das erste Quark-Dublett: es enthalte $|\text{up}\rangle$ und $|\text{down}\rangle$, mit $Q(\text{up})=2/3, I_3(\text{up})=1/2, Q(\text{down})=-1/3, I_3(\text{down})=-1/2$. Daß $|\text{up}\rangle$ und $|\text{down}\rangle$ ein Iso-Dublett bilden, liegt an ihrer geringen Massendifferenz, die sich aus der geringen Massendifferenz von Proton und Neutron folgern läßt, bzw. umgekehrt diese bedingt.

Mit $|u(p)\rangle$ und $|d(\text{own})\rangle$ haben wir auch die Quarks kennengelernt, die unsere sichtbare Welt aufbauen: diese besteht aus Atomen, deren Kerne aus Protonen und Neutronen aufgebaut sind; diese wiederum sind aus $|\text{up}\rangle$ und $|\text{down}\rangle$ -Quarks zusammengesetzt.

Um aus $|up\rangle$ und $|down\rangle$ Mesonen zu machen, müssen wir Quarks und Antiquarks zusammenkoppeln. Wir haben die vier Möglichkeiten:

$$|u\rangle | \bar{u} \rangle \quad |u\rangle | \bar{d} \rangle \quad |d\rangle | \bar{d} \rangle \quad |d\rangle | \bar{u} \rangle$$

Mit diesen Kombinationen (wellenmechanisch korrekt: mit den Linearkombinationen dieser Quark-Antiquark-Wellenfunktionen) können wir zum Beispiel die Pionen zusammenbauen.

$|u\rangle | \bar{u} \rangle$ und $|d\rangle | \bar{d} \rangle$ ergeben die neutralen Pionen, die anderen Kombinationen führen auf die geladenen Komponenten. Isospinmäßig haben wir $1/2$ und $1/2$ zu 1 gekoppelt: das Pion als Ladungstriplett hat Isospin 1 .

Neben den Pionen können wir aus $|up\rangle$ und $|down\rangle$ noch viele andere Mesonen zusammenbauen, die sich vom Pion durch innere Freiheitsgrade (Spin, Parität und Isospin) unterscheiden. Prinzipiell lernen wir aber nichts dazu und gehen deswegen hier nicht auf andere Mesonen aus „ups“ und „downs“ ein.

Die nächste Erweiterung unseres Quark-Bildes kommt mit der Produktion von „seltsamen Teilchen“. Diese Teilchen, deren Verhalten zunächst unverständlich war, wurden in Stoßprozessen der starken Wechselwirkung beobachtet; allerdings zerfielen diese Teilchen dann über die schwache Wechselwirkung. Auffällig war weiterhin, daß die seltsamen Teilchen (engl. *strange particles*) immer paarweise erzeugt wurden. Bekannteste Mitglieder der seltsamen Sippe sind die K-Mesonen und die A- und Σ -Hyperonen.

Das Phänomen der paarweisen Erzeugung legt den Verdacht nahe, daß hier eine neue Quantenzahl ins Spiel kommt, die in der starken Wechselwirkung erhalten bleibt. Fängt man also mit einem Anfangszustand ohne diese Quantenzahl (nennen wir sie S für *Strangeness*) an, so muß auch der Endzustand $S = 0$ enthalten. Wenn also überhaupt seltsame Teilchen erzeugt werden, dann paarweise, so daß $S = 1$ und $S = -1$ einander kompensieren.

Man kann nun als Träger der neuen Quantenzahl ein neues Quark postulieren und sehen, was dabei herauskommt. Man nennt dieses Quark $|s\rangle$. Man muß ihm die Ladung $Q(s) = -1/3$ zuschreiben, elektrisch verhält es sich also wie ein $|down\rangle$. Kann man vielleicht ein $|down\rangle$ in einem Nukleon durch ein $|s\rangle$ ersetzen? Und ein $|up\rangle$ oder $|down\rangle$ mit ein $|anti-s\rangle$ zu einem neuen Meson verheiraten?

Probieren wir es. Wenn wir in einem Neutron ein $|d\rangle$ durch ein $|s\rangle$ ersetzen, bekommen wir: $|ds\rangle$. Halten wir das $|s\rangle$ und setzen es an die letzte Stelle, so können wir die Kombinationen:

$$|dus\rangle, |dds\rangle, |dus\rangle \text{ und } |uus\rangle$$

bilden. Sie lassen sich auch tatsächlich beobachteten Teilchen zuordnen, nämlich den A- und Σ -Hyperonen, deren Zerfälle man in Blasenkammern sehr gut beobachteten kann. Die weiteren Eigenchaften dieser Hyperonen werden durch die Struktur ihrer Wellenfunktionen festgelegt und sollen hier nicht erörtert werden. Es sei nur angemerkt, daß das A-Hyperon ein (neutrales) Iso-Singlett ist, während das Σ -Hyperon ein Iso-Triplett bildet. Gemeinsam ist allen die Quantenzahl „Strangeness“, und zwar $S = -1$ (dem s -Quark wird $S = -1$ zugeordnet; die Gründe sind belanglos).

Wir haben an unserem Spielchen Gefallen gefunden und fragen uns nun, ob wir nicht zwei $|s\rangle$ -Quarks in ein Baryon hineinpacken können. Oder gar drei? Wir können. Wir kommen damit zu den Ξ -Hyperonen, und zum berühmten Ω^- (Omega-minus). Das Ω^- -Hyperon besteht aus drei seltsamen Quarks: $\Omega^- = |sss\rangle$. Seine Existenz wurde auf Grund der Quark-Hypothese vorhergesagt und erst anschließend in einem Blasenkammer-Experiment nachgewiesen. Ein Blasenkammer-Photo mit dem Zerfall eines Ω^- -Hyperons kann im Buch von Donald Perkins besichtigt werden. Die richtige Voraussage dieses Hyperons war ein großer Triumph für das Quarkmodell.

Mittlerweile sind wir aber dem Verständnis unserer Quarks schon voraus; mit dem Ω^- haben wir uns in ein Multiplett (und zwar ein Dekuplett) von Baryonen begeben, die den Spin $3/2$ haben. Dieses Dekuplett ist im folgenden aufgezeichnet. Auf die Eigenschaften seiner Mitglieder, außer ihrem Quark-Inhalt, soll nicht weiter eingegangen werden.

$$\begin{array}{llll} \Delta(1232) : & \Delta^- (ddd) & \Delta^0 (ddu) & \Delta^+ (duu) & \Delta^{++} (uuu) \\ \Sigma(1385) : & \Sigma^- (dds) & \Sigma^0 (dus) & \Sigma^+ (uus) & \\ \Xi(1530) : & \Xi^- (dss) & \Xi^0 (uss) & & \\ \Omega(1672) : & & \Omega^- (sss) & & \end{array}$$

Uns fällt aber etwas auf: sowohl das Δ^{++} genannte Teilchen als auch das Ω^- enthalten drei identische Quarks, deren Spins parallel stehen und sich zum Gesamtspin $3/2$ des Baryons addieren. Die Gesamtwellenfunktion ist symmetrisch. Für ein ordentliches Fermion müßte sie aber antisymmetrisch sein. Was tun? Das Pauli-Prinzip über Bord kippen? Oder gibt es einen anderen Ausweg?

Es gibt einen. Zugegeben, er klingt ein bißchen nach Kaninchen aus dem Hut, aber de facto wird er die Tür zu einer ganz neuen Theorie der starken Wechselwirkung eröffnen, der Quanten-Chromodynamik (QCD). Auf diese Theorie können wir im Rahmen dieser Einführung nicht eingehen, wir wollen aber das Stichwort nennen.

Wie sieht nun unser Kaninchen aus? Es ist bunt. Wir postulieren einfach einen weiteren internen Freiheitsgrad der Quarks und nennen ihn „Farbe“, englisch „colour“, amerikanisch „color“, griechisch $\chi\rho\omega\mu\alpha$, daher Quantenchromodynamik. Der Name selbst ist ohne Bedeutung. Mit dem neuen Freiheitsgrad jedoch können wir uns aus dem Pauli-Dilemma retten: die drei „identischen“ Quarks sind gar nicht identisch, sie sind verschieden angemalt. Zum Beispiel rot, blau und grün. Außerdem gibt es Anti-Farben. Rot, blau und grün addieren sich zu weiß. Ebenso rot-antirot usw. Alle wirklich beobachtbaren Teilchen müssen weiß sein.

Was wie ein plumper Trick aussieht, entpuppt sich als genialer Schachzug. Man kann die Existenz von Farbe sogar im Experiment nachweisen. Hier können wir nicht weiter darauf eingehen, sondern wir kehren zu unserer neuen Quantenzahl *Strangeness* zurück.

Wir müssen ja noch ein seltsames Meson basteln. Das tun wir, indem wir ein $|u\bar{s}\rangle$ und ein $|d\bar{s}\rangle$ bilden. Wir bekommen dann das K^+ - und das K^0 -Meson, die ein Iso-Dublett ($I = 1/2$) bilden. Wenn wir ihre Antiteilchen bilden, also $|s\bar{u}\rangle$ und $|s\bar{d}\rangle$, bekommen wir das K^- und das \bar{K}^0 .

Die neue Quantenzahl *Strangeness* gibt uns ein Mittel an die Hand, ein wenig über Welt und Spiegelwelt zu spekulieren. Das Stichwort, das hier angesprochen wird, ist CP-Verletzung; für eine vertiefende Diskussion verweisen wir wieder auf die Lehrbücher.

Die Nicht-Symmetrie gegenüber der Operation CP ist ein wesentlicher Charakterzug der Schwachen Wechselwirkung, und die Größe der CP-Verletzung ein fundamentaler Parameter dieser Wechselwirkung. Andere Parameter sind die Kopplungen der Quarks untereinander, denn wir sagten schon, daß die Quarks durch schwache Wechselwirkung ineinander übergehen können. Wir kommen darauf später noch kurz zurück und versuchen zunächst, dem einsamen s -Quark einen Partner zu besorgen.

Während wir nämlich $|u\rangle$ und $|d\rangle$ in ein Dublett sperren konnten, ist das $|s\rangle$ zunächst allein auf weiter Flur. Oder hat es auch einen Partner? Es hat. Damit kommen wir zur neueren Historie der Quarks: die Bühne betritt das Charm-Quark $|c\rangle$.

Im Jahre 1970 postulierten Glashow, Iliopoulos und Maiani ein neues Quark, um das Fehlen eines Prozesses der schwachen Wechselwirkung zu erklären, der nach der bisherigen Theorie durchaus hätte zu beobachten sein müssen. Diesem Quark wurde eine neue Quantenzahl C („Charm“) zugeschrieben; man nennt diese Quantenzahlen (Strangeness, Charm, und, wie wir noch sehen werden, Beauty oder Bottom) „Flavours“ im Gegensatz zu den „Colours“ (Farben).

Dieses neue Quark mußte natürlich experimentell bestätigt werden. Wie aber findet man neue Quarks, zumal man davon ausgehen kann, daß sie nicht als freie Teilchen auftreten? Man kann z.B. die Tatsache ausnutzen, daß ein Quark mit seinem eigenen Antiquark ein gebundenes System mit parallelen Spins wie das (Ortho-) Positronium bilden kann. Ein solches System trägt die Quantenzahlen des Photons: Spin 1, Parität und C-Parität negativ. Um seine Existenz nachzuweisen, kann man z.B. in einem Speicherring Elektronen und Positronen aufeinanderschießen und sie annihilieren lassen. Elektron und Positron zerstrahlen dabei in ein schweres (virtuelles, s.o.) Photon, das wiederum in beobachtbare Teilchen zerfällt. Fährt man nun die Energie des Speicherrings und damit die (reelle) Masse des (virtuellen) Photons langsam hoch, so wird die Reaktionsrate (der „Wirkungsquerschnitt“) an den Resonanzstellen, also bei den Energien, die den Massen der aus Quark-Antiquark bestehenden gesuchten Zustände entsprechen, deutlich höher als im umgebenden Kontinuum liegen. Der Grund liegt darin, daß an den Resonanzstellen dem virtuellen Photon mehr Endzustände als in der Nachbarschaft „angeboten“ werden.

Im Jahre 1974 wurde das Charmonium (in Analogie zum Positronium) am Speicherring SPEAR in Stanford und ziemlich gleichzeitig in einem Experiment in Brookhaven nachgewiesen. Mit Charmonium bezeichnet man eigentlich eine ganze Serie von Zuständen, so wie Grundzustand und angeregte Terme beim Positronium oder Wasserstoff Atom. Der Grundzustand des Charmoniums erhielt den Doppelnamen J/ψ und hat eine Masse von ca. 3.1 GeV/c². Damit hat man mit den neuen, die Quantenzahl Charm tragenden Quarks zugleich solche gefunden, die wesentlich schwerer sind als die Allerweltsquarks, aus denen unsere Umwelt besteht. Für die Entdeckung des Charmoniums erhielten B. Richter (ψ) und S. Ting (J) den Nobelpreis.

Man kann nun das c -Quark mit dem s -Quark in ein Dublett sperren, allerdings nicht in ein Iso-Dublett, da die Massen der beiden Quarks zu verschieden sind, als daß man ihre Differenz auf die elektromagnetische Wechselwirkung zurückführen könnte. Diese Einordnung in ein Dublett ist in der Tat gerechtfertigt, denn das c -Quark zerfällt ebenso in s -Quark plus Positron und Neutrino, wie das up-Quark in down plus Positron und Neutrino. Wir haben also auch hier einen β^+ -Zerfall vor uns und sehen es als die charakteristische Eigenschaft eines Quark-Dubletts an, daß eines durch schwache Wechselwirkung ins andere übergeht. Auch Übergänge aus dem Dublett heraus sind möglich, aber viel seltener (Stichworte: Cabibbo-Theorie; Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix).

Natürlich kann man nicht den Betazerfall des freien c -Quarks beobachten. Aber ebenso, wie man Mesonen mit der Quantenzahl Strangeness erzeugen kann, kann man Mesonen mit der Quantenzahl Charm erzeugen: man muß z.B. ein c -Quark mit einem anti- u oder anti- d zusammenbauen. Diese Mesonen heißen D-Mesonen; man spricht von „open charm“, im Gegensatz zu „hidden charm“ im Charmonium, das ja nach außen Charm-neutral ist.

Ende der siebziger Jahre wurde die Serie der Quarks um ein noch schwereres ergänzt, das b -Quark mit der Quantenzahl „Beauty“ (oder „Bottom“). Auch dieses Quark bildet mit seinem Antiquark Quarkonium-Systeme, die unter dem Namen T-Resonanzen bekannt sind. Der Grundzustand liegt bei 9460 MeV, ist also mehr als zehnmal so schwer wie ein Proton.

Die B -Mesonen haben in den letzten Jahren aus vielerlei Gründen großes theoretisches und experimentelles Interesse auf sich gezogen. Zunächst einmal unterstützt das Erscheinen dieser Teilchen mit dem neuen Flavour Bottom oder Beauty die Hypothese, daß es eine dritte Generation von Quarks gibt, als deren erstes und leichteres Mitglied eben das b -Quark gilt. Außerdem lassen sich aus den Zerfällen des b -Quarks in leichtere Quarks Rückschlüsse auf die fundamentalen Parameter der schwachen Wechselwirkung ziehen. Es lassen sich sogar Aussagen über Teilchen machen, die noch gar nicht gefunden worden sind: das neutrale B -Meson kann sich spontan in sein Antiteilchen verwandeln ($B^0 \rightarrow \bar{B}^0$). Das kann es deshalb, weil es einen, wenn auch etwas pathologischen, Feynman-Graphen gibt, der diesen Übergang erlaubt. In diesem Graphen tauchen in einer Schleife („Loop-Diagramm“) alle Quarks der Ladung +2/3 auf, also auch das bisher hypothetische Top-Quark. In die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß gehen nun die Massen dieser Quarks ein. Mißt man also die $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ -Übergangsrate, so kann man daraus Rückschlüsse auf die Top-Masse ziehen. Die ARGUS-Kollaboration bei DESY hatte 1986 diese „Mixing“-Rate gemessen und erhielt für die Masse des Top-Quarks die untere Grenze von 50 GeV. Das bedeutete also, daß der niedrigste Toponium-Zustand (analog zum Charmonium J/Ψ und Bottomonium T) mindestens 100 GeV schwer sein müßte. Das CDF-Experiment, eines der beiden Experimente am FERMILAB bei Chicago, hat einige Ereignisse gefunden, die sich als direkte Erzeugung von top-Quarks erklären ließen. Allerdings sind es bisher so wenige, daß noch nicht von einer Entdeckung sondern vorsichtig von Hinweisen auf das Top-Quark(1994) gesprochen wird. Interpretiert man diese Ereignisse als Top-Quarks, so erhält man eine Masse von $M_{top} = 174 \pm 10^{+13}_{-12}$ GeV [14]. Man erhält auch eine Abschätzung von $M_{top} = 124^{+40}_{-56}{}^{+21}_{-21}$ GeV aus den kombinierten Analysen der 4 LEP Experimente [15].

In der Originalpublikation von CDF heißt es wörtlich:

„The probability that the observed yield is consistent with the background is estimated to be 0.26%. The statistics are too limited to firmly establish the existence of the top quark, however a natural interpretation of the excess is that it is due to $t\bar{t}$ production. We present several cross checks. Some support this hypothesis, others to not. Under the assumption that the excess yield over background is due to $t\bar{t}$, constrained fitting on a subset of the events yield a mass ...“

Fällt Ihnen die vorsichtige Formulierung auf? Das diese Vorsicht dringend notwendig ist, läßt sich leicht an einem kleinen Beispiel zeigen. Das UA1 Experiment am CERN hat in Proton-Antiproton-Stößen wie bereits erwähnt die W-Bosonen und das Z-Boson gefunden. Nun kann das W-Boson in ein Top-Quark und ein B-Quark zerfallen. UA1 hat nach solchen Zerfällen gesucht und in der Rede, die Carlo Rubbia anlässlich der Verleihung des Nobelpreises am 8. Dezember 1984 gehalten hat, kann

man lesen:

Some events which are believed to be evidence for the process (4f) (d.h. $W \rightarrow tb$, A.d.R.) have also been reported [24]. They are interpreted for the reaction

$$W \rightarrow t + \bar{b}_C (t \rightarrow b_C + l + \nu). \quad (1.1)$$

The \bar{b}_C and b_C quarks are hadronized into jets. Data are roughly consistent with $m_t \approx 40 \text{ GeV}/C^2$.⁷ Kommentar überflüssig, oder?

Zu reden wäre eigentlich noch von Baryonen, die die Quantenzahlen Charm und Beauty tragen, analog zu den Hyperonen mit der Quantenzahl Strangeness. Dies würde aber in diesem Zusammenhang zu sehr ins Detail gehen. Nur so viel sei gesagt, daß von den Baryonen mit Charm inzwischen schon viele nachgewiesen worden sind, insbesondere an Elektron-Positron-Speicherringen wie DORIS.

Schließen wir nun unseren Streifzug durch die Welt der Quarks hier ab und tragen alles, was wir über sie wissen, in das folgende Schema ein:

Quark	d	u	s	c	b	t
Masse [GeV]	0.3	0.3	0.5	1.8	5.0	174
Ladung	-1/3	2/3	-1/3	2/3	-1/3	2/3
Schwacher Isospin	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle$
S(strangeness)	0	0	-1	0	0	0
C(charm)	0	0	0	1	0	0
B(auty)	0	0	0	0	-1	0
T(op)	0	0	0	0	0	1

Wir wollen noch ein paar Worte über Zerfälle von Elementarteilchen sagen. Wann kann ein Teilchen zerfallen? Eine notwendige Bedingung ist, daß es leichtere Teilchen gibt, die als Zerfallsprodukte zur Verfügung stehen. Dies ist die kinematische Bedingung. Die zweite ist, daß Erhaltungssätze respektiert werden müssen, und zwar einige absolut (Energie, Impuls, Drehimpuls, Baryonenzahl, Leptonenzahl, elektrische Ladung), andere dagegen nur eingeschränkt, je nach beteiligter Wechselwirkung. So erhält z.B. die elektromagnetische Wechselwirkung den Isospin nicht, die Schwache Wechselwirkung ändert Parität, Isospin und Flavour (Strangeness, Charm, Beauty).

Wir wollen hier kurz auf die verschiedenen Wechselwirkungen und die durch sie beherrschten Zerfälle eingehen. Allgemein gilt: je stärker eine Wechselwirkung ist, desto größer sind die Wirkungsquerschnitte für Erzeugungsprozesse, und um so kleiner sind die Lebensdauern der unter der jeweiligen Wechselwirkung zerfallenden Teilchen. Je mehr Erhaltungssätze eine Wechselwirkung verletzt, um so schwächer ist sie (Verzögerungseffekt des „schlechten Gewissens“).

Am stärksten ist die Starke Wechselwirkung; sie beherrscht die Teilchenerzeugung in Hadron-Hadron-Stößen. Bei diesen Prozessen können angeregte Hadronen erzeugt werden (im Quark-Bild z.B. Anregung von inneren Drehimpulsfreiheitsgraden), die man Resonanzen nennt, und die nach sehr kurzen Zeiten (Größenordnung 10^{-24} s) wieder zerfallen. Durch die kleine Lebensdauer erhalten sie eine große Energieunschärfe, die sich in einer variablen Masse äußert. Die Massenverteilung kann durch

eine Resonanz-Kurve (Breit-Wigner-Verteilung) analog zur Resonanz-Anregung in der Mechanik beschrieben werden. Bei den Zerfällen von Resonanzen werden alle Erhaltungssätze respektiert.

Als nächstes kommt die elektromagnetische Wechselwirkung, die auch die An- und Abregungen in der Atomhülle beherrscht. Produktionsprozesse durch elektromagnetische Wechselwirkung sind z.B. Annihilationsreaktionen in Elektron-Positron-Speicherringen; Beispiele für elektromagnetische Zerfälle sind der des neutralen Pions in zwei Photonen, und der des neutralen Σ -Hyperons in ein Λ -Hyperon und ein Photon. Produktions-Wirkungsquerschnitte durch elektromagnetische Wechselwirkung liegen um etwa drei Größenordnungen unter den starken, und entsprechend länger sind die Lebensdauern bei Zerfällen. Die für die elektromagnetische Wechselwirkung zuständige Theorie ist die Quantenelektrodynamik (QED), die als einzige Theorie alle Effekte korrekt zu beschreiben vermag.

Die Schwache Wechselwirkung schließlich führt zu den kleinsten Produktions-Wirkungsquerschnitten, z.B. bei Neutrino-induzierten Reaktionen, und zu den größten Lebensdauern. Sie liegen zwischen einigen 10^{-10} s (Kaonen) und einigen 10^{-6} s (Myonen). Diese Grenzen können allerdings nach oben und unten weit überschritten werden (so lebt etwa das freie Neutron eine knappe Viertelstunde), aber dafür sind kinematische Effekte verantwortlich. A propos: warum sind die in Kernen anzutreffenden Neutronen stabil? Sind sie es überhaupt?

Wechselwirkungen kann man charakterisieren durch die Art der Feldquanten, die die Teilchen emittieren, um sich miteinander zu verständigen. So kommunizieren elektrische Ladungen miteinander über ausgetauschte Photonen; diese wiederum interessieren sich nur für elektrische Ladungen. Die gesamte QED kann deshalb dargestellt werden durch Summation elementarer Graphen (Feynman-Graphen), deren jeder die Kopplung genau eines Photons an eine elektrische Ladung darstellt.

Auch die Starke Wechselwirkung hat ihre Feldquanten, die Gluonen (von engl. glue = Leim), die koppeln an die Farbladungen der Quarks. Von den Gluonen haben wir bisher nicht ausführlich gesprochen und wollen auch nur noch einmal ihren Namen erwähnen. Sie spielen in der oben genannten QCD eine große Rolle.

Die Schwache Wechselwirkung hat als Feldquanten die Intermediären Vektorbosonen W^+ , W^- , und das neutrale Z^0 . Wegen der geringen Reichweite der schwache Wechselwirkung müssen diese Teilchen sehr schwer sein, vgl. oben die Überlegung Yukawas zum Potential der Starken Wechselwirkung. Da es keinen Grund gibt, der die Erzeugung der Vektorbosonen ausschließt, muß man sie auch im Laboratorium erzeugen können. Dies ist der Gruppe um C. Rubbia am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in einem Experiment am großen Proton-Antiproton-Collider auch gelungen; die gigantischen Energien des Colliders waren auch notwendig: die Intermediären Vektorbosonen wiegen an die 90 GeV. Vektorbosonen heißen sie, wie gesagt, weil sie den Spin 1 tragen (Natürlich sind das Photon und die Gluonen auch Vektorbosonen).

Diese massiven Teilchen tauchen aber auch bei allen Prozessen der schwache Wechselwirkung auf, allerdings nur als virtuelle Zwischenzustände. Als virtuelle Teilchen müssen sie nicht ihre Ruhemasse haben, leben dafür aber entsprechend kurz. Ein typischer Graph der schwache Wechselwirkung könnte also so aussehen: ein Quark, z.B. ein $|c\rangle$, emittiert ein W und ändert dabei seinen „Flavour“ nach $|s\rangle$. Da das $|c\rangle$ die Ladung 2/3, das $|s\rangle$ hingegen -1/3 trägt, muß das W positiv sein. Das W^+ seinerseits kann nun wieder in jedes (kinematisch erlaubte) Quark- oder Leptonendublett

zerfallen: also z.B. in $|u\rangle$ und $|\text{anti-}d\rangle$, e^+ und ν_e , oder in ρ^+ und ν_μ . Da das c -Quark aber nicht frei herumfliegen darf, muß es einen Begleiter haben, z.B. ein $|\text{anti-}d\rangle$, mit dem es ein D^+ -Meson aufbaut. Wenn das W seinerseits in ein Lepton-Paar zerfällt, haben wir einen Beta-Zerfall, und die Welt ist in Ordnung. Wenn das W jedoch in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt, müssen die Zerfallsquarks sich ein weiteres Antiquark-Quark-Paar aus dem „Vakuum“ holen, um sich zu züchtigen Hadronen zu bekleiden.

Mit diesen Überlegungen im Hinterkopf schreiben wir uns jetzt den klassischen Beta-Zerfall des Neutrons hin: das Neutron besteht aus einem $|u\rangle$ und zwei $|d\rangle$ -Quarks, die in unserem vereinfachten Bild friedlich nebeneinander hersegeln. Plötzlich entschließt sich ein $|d\rangle$ zu zerfallen. Es emittiert ein W^- und verwandelt sich in ein $|u\rangle$. Das W zerfällt in ein Elektron und ein Antineutrino. Das neue $|u\rangle$ kombiniert mit den „Spectator“-Teilchen $|u\rangle$ und $|d\rangle$, die an dem Zerfall überhaupt nicht beteiligt waren, zu einem Proton. Der Experimentator beobachtet also netto den Zerfall eines Neutrons in Proton, Elektron und Antineutrino.

Im letzten Absatz haben wir von den intermediären Vektorbosonen als den Feldquanten der schwachen Wechselwirkung gesprochen, also als Teilchen, die in Zerfällen oder Streuprozessen nur virtuell auftreten und in der Gesamtbilanz nicht mehr auftauchen. Können wir sie aber nicht vielleicht aus ihrer Virtualität befreien, als „freie“ Teilchen erzeugen? Was müßten wir tun, um das zu erreichen, und was würden wir lernen? Widmen wir also den letzten Abschnitt dem intermediären Boson Z^0 , dessen Eigenschaften ja in diesem Versuch studiert werden sollen.

1.6 Das Intermediäre Vektorboson Z^0

Das Kapitel „Schwache Wechselwirkung“ beginnt in den meisten Lehrbüchern mit einer Erinnerung an Enrico Fermis genialen Ansatz für die punktförmige Wechselwirkung von zwei „Strömen“, analog zur elektromagnetischen Wechselwirkung. „Punktförmig“ heißt, daß Fermis Matrixelement keinen Propagatorterm enthält. Die Feldtheorie dagegen verlangt die schon oft zitierten Eichquanten als Austauschteilchen und damit den Propagatorterm. Damit ist die Wechselwirkung nicht mehr punktförmig; will man sie aber „fast“ punktförmig haben, soll also die Reichweite sehr klein sein, dann müssen, nach Yukawa, die Massen der Austauschteilchen sehr groß sein.

Die „geläufigen“ Vektorbosonen sind das W^+ und sein Antiteilchen, das W^- , die z.B. den Betazerfall des Myons oder des Neutrons bewerkstelligen (s. o). Das neutrale Z^0 vermittelt dagegen die schwache Wechselwirkung von Teilchen, die bei diesem Prozeß ihre Ladung und Natur nicht ändern, z.B. die elastische Streuung von Neutrinos an Elektronen:

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-.$$

Das Z^0 repräsentiert also den neutralen Strom (engl. neutral current) der schwachen Wechselwirkung. Erste experimentelle Hinweise auf diesen Teil der schwachen Wechselwirkung wurden 1973 im ‚Gargamelle‘-Experiment bei CERN gefunden. Bei dem oben beschriebenen Prozeß wird also zwischen Neutrino und Elektron ein Z^0 ausgetauscht. Dreht man den entsprechenden Graphen um 90 Grad, so sieht man, daß das Z^0 an Elektron-Positron bzw. an Neutrino-Antineutrino koppelt. Damit haben wir auch ein Rezept erhalten, wie wir „reelle“ Z^0 ‘s (also bei ihrer richtigen Masse) herstellen können:

wir müssen uns einen Elektron - Positron Speicherring bauen und seine Schwerpunktsenergie gleich der Masse des Z^0 wählen. Richtiger: da das Z^0 zerfällt und damit eine endliche Lebensdauer, entsprechend einer endlichen Breite, hat, müssen wir mit unserem Speicherring die „Resonanzkurve“ des Z^0 absfahren. Was das im einzelnen bedeutet, nämlich den hadronischen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Energie zu messen, erfahren Sie bei der Durchführung des Versuches.

Für die Breite des Z^0 gibt es theoretische Vorhersagen. Wir wollen hier nur eine allgemeine Betrachtung anschließen die für das folgende, insbesondere die Bestimmung der Zahl der Lepton-Familien, von Bedeutung ist:

Die Lebensdauer eines Teilchens ist um so kleiner, und seine Breite damit um so größer, je mehr Zerfallskanäle ihm offenstehen. Da wir vorzugsweise in einem Einheitensystem arbeiten, in dem $c = 1$ und $\hbar/(2\pi) = 1$ gilt (also alle Einheiten aus Potenzen von MeV aufgebaut sind), gilt $\Gamma = 1/\tau$. Γ ist die (totale) Breite und τ die Lebensdauer. Haben wir mehrere Zerfallskanäle, so können wir jedem eine Partialbreite Γ_i für den i -ten Kanal zuschreiben. Γ_i wird definiert über das Verzweigungsverhältnis für den i -ten Zerfallskanal: $BR_i = \Gamma_i/\Gamma$. (BR von englisch ‚branching ratio‘.) Die Summe aller Verzweigungsverhältnisse ist natürlich 100 %, und die Summe der Partialbreiten damit gleich der totalen Breite Γ . Ein Beispiel: das Λ - Hyperon hat nur zwei signifikante Zerfallskanäle, nämlich

$$\Lambda \rightarrow p\pi^-$$

und

$$\Lambda \rightarrow n\pi^0.$$

Die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse sind 64.1 % und 35.7 %. Der erste Zerfallsmodus ist also fast doppelt so häufig wie der zweite.

Doch zurück zum Z^0 : es kann an alle Fermion-Antifermion- Paare koppeln, derer es habhaft werden kann, wenn es also schwerer ist als die beiden Tochterteilchen. Es kann also zerfallen in: alle (geladenen, leichten) Lepton-Antilepton- Paare; alle (leichten; man kann schwere Neutrinos nicht a priori ausschließen) Neutrino-Antineutrino-Paare; schließlich in alle hinreichend leichten Quark-Antiquark-Paare. Die wiederum erinnern sich an ihre QCD-Kenntnisse und „fragmentieren“ in beobachtbare Hadronen. Machen wir an dieser Stelle eine kurze Pause und überlegen: wenn wir durch magische Kräfte die Möglichkeit hätten, die Anzahl der Leptonfamilien mit leichten Neutrinos ($2M(\nu) < M(Z^0)$) beliebig zu verändern, würden wir damit auch die totale Breite und damit die Lebensdauer hin und her schieben. Anders herum: die totale Breite, die man mißt, enthält die Information über die Anzahl der Leptonfamilien mit leichten Neutrinos.

Mit diesen Überlegungen haben wir uns langsam an die Z^0 - Resonanzkurve herangerobbt, die wir ausmessen und interpretieren müssen. Sie liefert uns Auskunft über Masse und Breite des Bosons und über die Zahl der Leptonfamilien. Und zwar im einzelnen so:

Die Resonanzkurve wird beschrieben durch eine sogenannte relativistische Breit-Wigner Funktion:

$$\sigma_{\text{had}}^{(s)} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s\Gamma_e\Gamma_{\text{had}}}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2} \quad (1.2)$$

Darin bedeuten: σ den Wirkungsquerschnitt; E die Schwerpunktsenergie; ihr Quadrat wird in der Teilchenphysik mit s bezeichnet. M_Z ist die Masse des Z^0 ; Γ_e dessen elektronische Breite, d.h. die Größe, die angibt, wie gern das Z^0 an ein Elektron-Positron-Paar koppelt; entsprechend ist Γ_{had} die hadronische Breite. Γ_Z schließlich ist die totale Breite.

An dieser Stelle sei noch auf einen Punkt hingewiesen, der Verwirrung stiften könnte: die obige Formel gilt prinzipiell für jeden Kanal, in dem das Z^0 beobachtet wird, z.B. auch für irgendeinen leptonischen Endzustand. Nur muß dann im Zähler anstelle von Γ_{had} die entsprechende Breite eingesetzt werden. Man wird aber in jedem Kanal die gleiche sichtbare „Breite“ (in des Wortes anschaulicher Bedeutung) beobachten, denn diese Breite wird durch den immer gleichen Nenner gegeben, wogegen der Zähler die Höhe des gemessenen Wirkungsquerschnittes bestimmt.

Die obige Formel ist noch nicht ganz richtig; sie muß noch ergänzt werden durch einen Term, der den sog. „Strahlungs- Korrekturen“ Rechnung trägt. Damit ist, vereinfachend gesagt, folgendes gemeint: bevor Elektron und Positron des Strahles annihilieren, „fühlen“ sie jeweils das Feld des anderen und können Photonen abstrahlen. Damit ist die für die Annihilation zur Verfügung stehende Energie nicht mehr die Nominalenergie des Speicherringes, sondern geringer, und ändert damit den (energie-abhängigen) Wirkungsquerschnitt.

Wir stellen unseren Speicherring jetzt auf die Masse des Z^0 ein ($E = M_Z$), multiplizieren den Term für die Strahlungs- Korrekturen an und erhalten:

$$\sigma_{had}^{\text{peak}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z} \cdot \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_Z} \cdot (1 + \delta)$$

Jetzt brauchen wir noch etwas theoretischen Input. Die Theoretiker sagen uns: Γ_e ; Γ_{had} ; Γ_ν , und $(1 + \delta)$. Außerdem versorgen sie uns mit einer Formel, die die totale Breite mit den Partialbreiten verknüpft:

$$\Gamma_Z = N_\nu \Gamma_\nu + 3\Gamma_e + \Gamma_{had}$$

Dabei ist N_ν die Anzahl der Leptonfamilien mit leichten Neutrinos. Warum kommt Γ_e gleich dreimal vor?

So. Jetzt haben wir alles, nämlich: einen Speicherring, mit dem wir die Resonanzkurve ausmessen können. Einen Detektor, der Hadronen nachweist (Nota bene: wir messen im hadronischen Endzustand! Das Γ_e im Zähler bezieht sich auf die Kopplung im Anfangszustand!). Kluge Theoretiker, die uns mit ein paar notwendigen Zahlen versorgen. Und nun sind Sie dran: Wie bestimmen Sie die Anzahl der Leptonfamilien?

1.7 Schlußbemerkung

Mittlerweile haben Sie die Anzahl der Leptonfamilien bestimmt und lehnen sich erschöpft, aber zufrieden, zurück. Wir wollen uns deshalb auch kurz fassen und zum Schluß kommen. Wenn Ihre

Neugier noch nicht befriedigt ist, so empfehlen wir, in der genannten Literatur (und darüber hinaus) zu stöbern. Außerdem kann man sich direkt bei den einzelnen Arbeitsgruppen über Experimente in der Teilchenphysik informieren. Dies sind die Gruppen:

- Prof. A. Bamberger: ZEUS-Experiment am DESY in Hamburg
(Ansprechpartner Thomas Trefzger FMF Tel.: 5886)
- Prof. G. Herten: OPAL-Experiment am CERN
(Ansprechpartner Ansgar Luig Tel.: 5936, Hans-Christian Schultz-Coulon Tel.: 5844)
- Prof. K. Runge: OPAL-Experiment
(Ansprechpartner Thomas Hilse und Peter Berlich FMF Tel.: 5753)

Fassen wir zusammen: nach unserer heutigen Kenntnis gibt es drei Leptonen (Elektron, Myon und Tau) mit ihren jeweiligen Neutrinos, dazu natürlich deren Antiteilchen. Mit großer Wahrscheinlichkeit gibt es drei Quark-Dubletts, in denen jeweils ein Quark mit Ladung 2/3 neben einem mit Ladung -1/3 steht. Die Quarks unterscheiden sich durch Masse und Flavour. Im ersten Doublett stehen die „normalen“ Quarks $|u(p)\rangle$ und $|d(\text{down})\rangle$. Sie bilden wegen ihrer nur wenig verschiedenen Massen ein Iso-Dublett. Dann kommen $|c(\text{charm})\rangle$ und $|s(\text{strange})\rangle$, die beide eigene, neue Flavours tragen; schließlich gibt es noch das Doublett $|t(\text{top})\rangle$ und $|b(\text{bottom})\rangle$. Von diesen ist nur das $|b\rangle$ nachgewiesen, für das $|t\rangle$ gibt es jedoch erste experimentelle Hinweise. Wichtig: außer $|u\rangle$ und $|d\rangle$ haben alle anderen Quarks den Isospin null!

Quarks können miteinander stark wechselwirken. Sie tun das über ihre „Farbe“ genannte starke Ladung durch den Austausch von Gluonen. Auf diesen Teil der Quark-Physik sind wir hier nicht weiter eingegangen.

Quarks können aber auch schwach zerfallen, z.B. durch Beta-Zerfall. Da es keine freien Quarks gibt, muß immer ein weiteres Antiquark mit von der Partie sein, mit dem sich das erste zu einem Meson zusammenfindet. Oder zwei Quarks, die mit dem ersten ein Baryon machen. In dem einfachen Bild, das wir entworfen haben, sind diese Quarks aber nur stumme Begleiter („spectators“), die an der Wechselwirkung selbst gar nicht teilnehmen. Die schwachen Zerfälle der Quarks finden vorzugsweise innerhalb des Dubletts, vom schwereren zum leichteren Partner, statt.

Bei der Beschreibung der schwachen Zerfälle hatten wir die intermediären Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 kennengelernt, allerdings als bescheidene virtuelle Teilchen. Inzwischen ist es gelungen, diese sehr schweren Teilchen als reelle Teilchen darzustellen. Damit ist der lange Weg von Pauli's Neutrino-Hypothese und Fermi's Ansatz für das Matrixelement des Betazerfalls mit einem grandiosen Erfolg gekrönt worden.

Die Frage schließlich, in welchem Sinne es denn Quarks wirklich „gibt“, ist allerdings immer noch nicht beantwortet. Freie Quarks sind trotz intensiver Suche (bisher) nicht gefunden worden. Trotzdem ist das Quark-Modell, eingebunden in das sogenannte Standardmodell der elektroschwachen und starken Wechselwirkung, in den letzten Jahren äußerst erfolgreich gewesen. Die Quarks, ob real oder Hilfsteilchen für das Anschauungsbedürfnis der Physiker, werden noch eine geraume Zeit durch die Physik geistern. Allerdings glauben die Weisen nicht, daß das Standardmodell mit seinen vielen Parametern (z.B. den Massen von Leptonen und Quarks) in seiner jetzigen Form das letzte Wort der Natur ist. An irgendeiner Front wird „neue Physik“ gesucht und gefunden werden. Vielleicht sind Sie ja dabei.

Kapitel 2

e^+e^- -Wechselwirkungen bei hohen Energien

2.1 Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

Ein wichtiges Ziel der Physik war es schon immer, nach einem einheitlichen Konzept zu suchen, um die Vielfalt der beobachteten Naturerscheinungen zu erklären. Es zeigte sich, daß sich alle physikalischen Vorgänge im Prinzip auf einige wenige Bausteine und Kräfte zurückführen lassen. Nach dem gegenwärtigen Verständnis sind die Grundelemente strukturlose Elementarteilchen. Diese teilt man, entsprechend ihrem Spin, in zwei Gruppen ein, in Fermionen und in Bosonen. Die Fermionen, weiter unterteilt in jeweils drei Generationen von Quarks und Leptonen, bilden die fundamentalen Bausteine der Materie, die Bosonen vermitteln als sogenannte Vektorbosonen (Spin = 1) die fundamentalen Wechselwirkungen: elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung. Diese Wechselwirkungen werden im sogenannten Standardmodell durch Quantenfeldtheorien beschrieben, die auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz beruhen. Die Stärke der Wechselwirkungen wird durch die entsprechenden Kopplungskonstanten beschrieben. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, ist so schwach, daß sie in der Teilchenphysik keine Rolle spielt.

Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung (Glashow, Salam und Weinberg) wurde durch die Entdeckung der massiven Vektorbosonen W^\pm und Z^0 (Feldteilchen der schwachen Wechselwirkung) 1983 am CERN eindrucksvoll bestätigt. Für die starke Wechselwirkung zwischen Quarks wurde eine erfolgversprechende Eichtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD), entwickelt. In dieser Theorie wird die starke Wechselwirkung durch den Austausch von acht masselosen Vektorbosonen, den Gluonen, vermittelt.

Besonders erfolgreich in der Untersuchung der Grundaussagen des Standardmodells ist die Annihilation von Elektronen und Positronen. Der große Vorteil der e^+e^- -Speicherringe, verglichen mit Hadron-Speicherringen, ist die Tatsache, daß sowohl der Anfangszustand als auch die möglichen Endzustände wohldefiniert sind. Daher kann man, zumindest im Prinzip, die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Kanäle im Rahmen bekannter Theorien berechnen.

Nach der Theorie des Standardmodells werden bei der Annihilation von Elektronen und Positronen hauptsächlich Lepton-Antilepton-Paare und Quark-Antiquark-Paare erzeugt. Quarks und abgestrahlte Gluonen fragmentieren anschließend zu Hadronen.

2.1.1 Elektroschwache Wechselwirkung

Die Quanten-Elektro-Dynamik (QED) ist eine Eichtheorie und beschreibt die Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen durch den Austausch eines Photons. Für die schwache Wechselwirkung wurde nach einer entsprechenden Eichtheorie gesucht. Die zuerst eingeführte Theorie mit W^+ und W^- -Bosonen konnte jedoch nur das Verhalten bei niedrigen Energien beschreiben. Auf der Suche nach einer Eichtheorie wählte man die $SU(2)$ -Symmetrie, was zu der Einführung von drei Eichbosonen W^+ , W^- und W^0 und damit auch zu einer wichtigen Voraussage, der Existenz von neutralen Strömen, (Austausch eines W^0) führte. Die Kopplungsstärke dieses Feldes ist g (entsprechend der Ladung e im elektrischen Feld), wobei folgender Zusammenhang mit der Fermi-Konstante G_F (bestimmt aus der μ -Lebensdauer) besteht

$$G_F = \frac{\sqrt{2} \cdot g^2}{8M_W^2} = 1.1663 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (2.1)$$

mit M_W = Masse des W -Bosons.

Bei hohen Energien ist die Kopplungsstärke dieses Feldes nicht sehr verschieden von der der elektromagnetischen Wechselwirkung. Dies legte es nahe, beide Wechselwirkungen zu vereinigen. Für die elektromagnetische Wechselwirkung wurde eine weitere Symmetrie $U(1)$ mit einem Feldteilchen Y^0 eingeführt. Die Symmetrie $SU(2) \times U(1)$ wirkt auf die linkshändigen Fermionenpaare:

$$(e^- \nu_e) \quad (\mu^- \nu_\mu) \quad (\tau^- \nu_\tau) \quad (d u) \quad (s c) \quad (b t)$$

Nur im Falle der geladenen W -Bosonen sind die Eichteilchen der Theorie mit den physikalischen Zuständen identisch. Es wäre naheliegend, das Y^0 mit dem Photon zu identifizieren. Dies würde jedoch einer Kopplung des Y^0 an Neutrinos entsprechen, die das Photon nicht hat. Man muß daher annehmen, daß das Photonfeld eine quantenmechanische Mischung der Felder von W^0 und Y^0 ist. Dazu gibt es ein entsprechendes zweites Feld, das Z^0 , welches zum Photonfeld orthogonal ist. Der Mischungswinkel wird als Weinbergwinkel bezeichnet.

In der ursprünglichen Formulierung dieser Theorie sind die Eichbosonen alle masselos. Das Problem war daher, die Theorie so umzuformulieren, daß drei der vier Teilchen eine Masse besitzen, ohne daß die sonstigen Eigenschaften der ursprünglichen Theorie zerstört werden. Dies geschieht mit dem sogenannten Higgs-Kibble-Mechanismus (spontane Symmetriebrechung), der zur Vorhersage eines weiteren neutralen massiven Teilchen mit Spin = 0 führt, dem Higgs-Boson.

Die drei Parameter der elektroschwachen Theorie wurden zuerst bei niedrigen Schwerpunktsenergien gemessen:

- α , die elektromagnetische Feinstrukturkonstante

- G_F , die Fermi-Konstante (aus der μ -Lebensdauer)

- $\sin^2 \theta_W = e^2/g^2$, (aus dem Vergleich von Neutrinoaktionen mit W^+ - (geladener Strom) bzw. Z^0 -Austausch (neutraler Strom)).

Alle weiteren Größen können durch diese Parameter ausgedrückt werden. So ist z.B. die Masse des W -Bosons mit den Kopplungskonstanten und dem Weinbergwinkel θ_W wie folgt verknüpft :

$$M_W^2 \cdot \sin^2 \theta_W = \frac{\sqrt{2} \cdot g^2}{8G_F} \cdot \sin^2 \theta_W = \frac{\pi \cdot \alpha}{\sqrt{2} G_F} \quad (2.2)$$

Zwischen den Massen der Vektorbosonen W^+ und Z^0 besteht folgende Beziehung :

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (2.3)$$

Die Massen der Fermionen und des Higgs-Teilchen werden von der Theorie jedoch nicht vorhergesagt.

2.1.2 Starke Wechselwirkung

Die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) ist als Theorie der starken Wechselwirkung ebenso eine Eichtheorie wie die QED. An die Stelle der elektrischen Ladung tritt die Farbladung (rot, grün, blau) der Quarks als Quelle der Felder. Jedes Quark hat also einen inneren Freiheitsgrad (Farbe = Colour), der ihm erlaubt, drei verschiedene Zustände anzunehmen. Kräfte treten nur zwischen Teilchen mit Farbe auf. Die Quanten des Kraftfeldes sind hier ebenfalls masselose Teilchen mit Spin = 1, die Gluonen. Die Symmetrie für die starke Wechselwirkung ist die $SU(3)$, d.h. es gibt acht verschiedene Gluonen.

Im Gegensatz zum Photon, welches keine elektrische Ladung trägt, haben die Gluonen selbst eine komplizierte Farbladung, sie tragen einen Farb- und Antifarbindex. Daher können die Gluonen im Gegensatz zu den Photonen mit sich selbst in starke Wechselwirkung treten. Dies hat zur Folge, daß die starke Wechselwirkung bei sehr kleinen Abständen verhältnismäßig schwach wird (asymptotische Freiheit), bei großen Abständen ($> \text{einige } 10^{-13} \text{ cm}$) jedoch sehr stark wird (s. Appendix D).

An die Stelle der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α , welche die Stärke der Kraft charakterisiert, tritt die QCD-Kopplungskonstante α_s . Wie in der QED, so führt auch in der QCD die Vakuumpolarisation zu einer gleitenden Kopplungskonstanten $\alpha_s(q^2)$. Im Gegensatz zur QED nimmt, wie schon erwähnt, $\alpha_s(q^2)$ aber mit wachsendem q^2 ab

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \log(q^2/\Lambda^2)} \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet Λ den Skalenparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muß, N_f die Zahl der Quarksarten, auch Flavor genannt, die in dem Prozeß zu betrachten sind ($N_f = 5$ bei $E_{CMS} \approx M_Z$) und q^2 den charakteristischen Impulsübertrag zum Quadrat. Für kleine Werte von q^2 , also großen Abständen, wird α_s so groß, daß sich die Wechselwirkung nicht mehr mit den Methoden der Störungsrechnung beschreiben läßt. Man muß zu phänomenologischen Modellen übergehen.

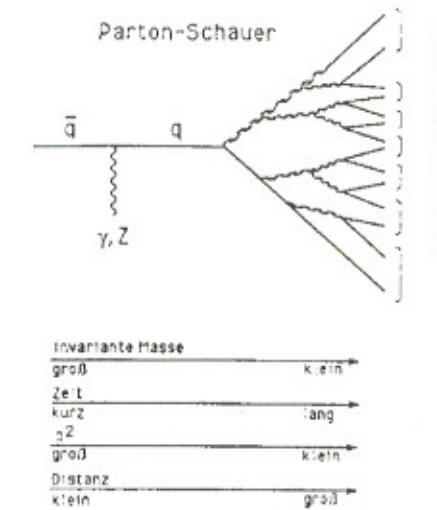


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Fragmentation

Eine wichtige Anwendung der QCD ist die Beschreibung der hadronischen Endzustände bei der $e^+ e^-$ -Vernichtung. Schematisch ist dieser Prozeß in Abbildung 2.1 dargestellt. Im ersten Schritt entsteht ein Quark-Antiquark-Paar, welches auseinanderfliegt. Dadurch wird die Kraft zwischen den Quarks sehr groß. In dem QCD-Feld zwischen den Quarks entstehen aus der hohen Feldenergie weitere Quark-Antiquarkpaare. Auf diese wirkt sofort wieder die starke Farbkraft. Dieser Prozeß setzt sich so lange fort, bis q^2 klein genug geworden sind. Aus den Quarks bilden sich farbneutrale Hadronen. Diese Teilchen fliegen ungefähr in dieselbe Richtung wie die ursprünglichen Quarks. Es bilden sich zwei Bündel von Teilchen (Jets) heraus. Bei hohen Schwerpunktenergien treten verstärkt auch die Gluonabstrahlungsprozesse mit harten, d.h. hochenergetischen, Gluonen auf, d.h. wir finden auch Ereignisse mit mehr als zwei Jets von Teilchen. Dieser kaskadenähnliche Übergang von farbigen Quarks zu farblosen (weißen) Hadronen, auch Fragmentationsprozeß genannt, ist experimentell nicht direkt beobachtbar; der Messung zugänglich sind nur die stabilen Teilchen im Endzustand.

2.2 Physik bei Energien in der Nähe der Z^0 -Resonanz

Bei e^+e^- -Wechselwirkungen beobachtet man folgende Prozesse:

1. Elastische e^+e^- -Streuung (Bhabha-Streuung)
2. Annihilation des e^+e^- -Paares in ein virtuelles Photon oder Z^0 , das anschließend in ein Fermion-Antifermion-Paar übergeht.
3. Inelastische e^+e^- -Streuung, wobei 2 virtuelle Photonen (je eines aus dem elektrischen Feld der einlaufenden Teilchen) wechselwirken und Hadronen erzeugen können. (Diesen Prozeß bezeichnet man als 2-Photon Physik.)
4. Annihilation des e^+e^- -Paares in zwei oder drei reelle Photonen.

Jeder dieser Prozesse wird noch kompliziert durch die Möglichkeit, daß entweder das e^+ oder das e^- oder beide reelle Photonen abstrahlen können. Der energieabhängige Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 2.2 dargestellt. Das Standard-Modell beschreibt die Erzeugung von Fermion-Paaren bei e^+e^- -

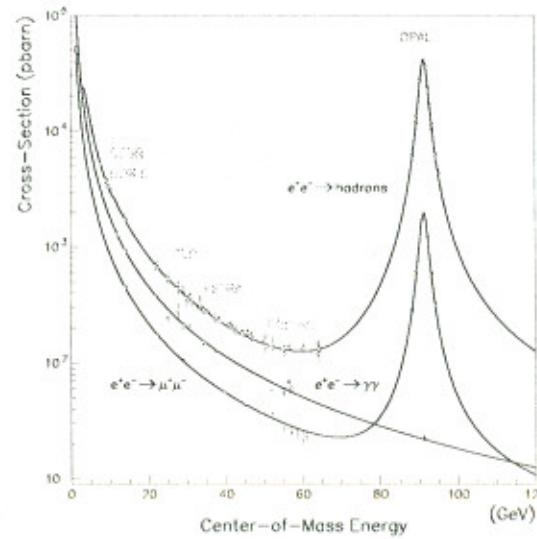


Abbildung 2.2: Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Wechselwirkungen, d.h. den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, durch den Austausch der neutralen Eichbosonen, des Photons und des Z^0 . Die elektromagnetische Wechselwirkung geladener Fermionen wird durch

die elektrischen Ladungen Q_f der beteiligten Fermionen erzeugt. Im Falle des schwachen neutralen Stromes hat jedes Fermion zwei Kopplungen, die Vektorkopplung g_V und die Axialvektorkopplung g_A . Dabei beziehen sich die Begriffe Vektor und Axialvektor auf die Raumstruktur der Matrixelemente.

$$g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \quad (2.5)$$

$$g_A^f = I_3^f \quad (2.6)$$

I_3^f = dritte Komponente des schwachen Isospins (schwache Ladung) Bei Wechselwirkungsenergien nahe der Z^0 -Masse ist die Produktion reeller Z^0 -Teilchen möglich und der Wirkungsquerschnitt zeigt eine Resonanzüberhöhung um einen Faktor in der Größenordnung $(M_Z/\Gamma_Z)^2 \approx 10^3$. Dies eröffnet die Möglichkeit, Präzisionsmessungen der Eigenschaften des Z^0 durchzuführen. Im Endzustand treten folgende Fermionen auf:

geladene Leptonen: e, μ , oder τ

Neutrinos: ν_e, ν_μ , oder ν_τ

Quarks: u, d, s, c , oder b (nicht das t -Quark, wegen der großen Masse)

Die wichtigsten Parameter des Z^0 -Bosons sind seine Masse und die partiellen Zerfallsbreiten in die verschiedenen Endzustände, die zusammen die totale Breite des Z^0 ausmachen:

$$\Gamma_Z = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_h + \Gamma_\nu + \Gamma_{unbek.} \quad (2.7)$$

Dabei bedeutet Γ_ν die Zerfallsbreite des Z^0 in die verschiedenen Arten von leichten $\nu\bar{\nu}$ Paaren. $\Gamma_{unbek.}$ faßt die im Standardmodell nicht vorhergesagten Zerfallprozesse zusammen. Bisher wurden keine solche Prozesse beobachtet, d.h. $\Gamma_{unbek.}$ ist mit Null verträglich. Vor Beginn der Experimente bei LEP waren drei Arten von Neutrinos bekannt (ν_e, ν_μ, ν_τ). Eine der wichtigsten Fragestellungen war daher: Gibt es weitere Lepton Generationen mit leichten Neutrinos?

Die Feynman-Diagramme für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung sind in Abbildung 2.3 zu

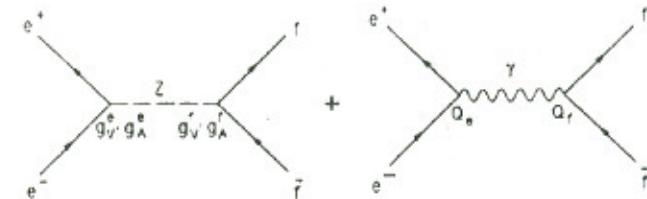


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramme für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung

schen. Der Wirkungsquerschnitt, in dieser Ordnung auch Born-Wirkungsquerschnitt genannt, setzt sich aus einem reinen Z^0 -Austausch-Term, einem reinen γ -Austausch-Term und einem Interferenz-Term zusammen:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_Z + \sigma_\gamma + \sigma_{Z\gamma} \quad (2.8)$$

Unter Vernachlässigung der Fermionmassen erhält man:

$$\sigma_Z = \sigma_{QED} \cdot (v_e^2 + u_e^2) \cdot (v_f^2 + u_f^2) \cdot |\chi(s)|^2 \quad (2.9)$$

$$\sigma_\gamma = \sigma_{QED} \cdot Q_f^2 \quad (2.10)$$

$$\sigma_{Z\gamma} = \sigma_{QED} \cdot (-1) \cdot Q_f \cdot v_e \cdot v_f \cdot \text{Re}(\chi(s)) \quad (2.11)$$

mit

$$\chi(s) = \frac{s}{(s - M_Z^2) + i\Gamma_Z/M_Z} \quad (\text{Propagator genannt})$$

$$\sigma_{QED} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{e^2}{s} \cdot N_e^f \quad (\text{Ableitung s. Appendix B})$$

N_e^f = Farbfaktor (1 für Leptonen, 3 für Quarks).

Q_f = Elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung

$$v_f = (I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W) / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W) = g_V^f / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W) \quad (\text{s. 2.5})$$

$$u_f = I_3^f / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W) = g_A^f / (2 \sin \theta_W \cos \theta_W) \quad (\text{s. 2.6})$$

$s = E_{CM}^2$ = Quadrat der Schwerpunktsenergie

$M_Z = 91.182 \text{ GeV}$

$$\sin^2 \theta_W = 0.2312$$

Der Wirkungsquerschnitt bei Energien in der Nähe der Z^0 -Masse wird dominiert durch den Z^0 -Austausch Term, der die typische Breit-Wigner Form für den Austausch eines Spin = 1 Teilchens hat. Vernachlässigt man die anderen Beiträge, so erhält man mit der Partialbreite

$$\Gamma_f = \frac{N_e^f}{3} \alpha(M_Z^2) \cdot M_Z(v_f^2 + u_f^2) = \frac{N_e^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_F \cdot M_Z^3 (g_V^{f2} + g_A^{f2}) \quad (2.12)$$

folgende Form für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_f = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{s \cdot M_Z^2} \cdot |\chi(s)|^2 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s \Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + (s^2 \Gamma_Z^2 / M_Z^2)} \quad (2.13)$$

und als Wirkungsquerschnitt für ein Fermionpaar ff am Resonanzmaximum (d.h. $s = M_Z^2$)

$$\sigma_f^{\text{peak}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma_Z} \quad (2.14)$$

d.h. dieser hängt nur von den Verhältnissen zwischen den partiellen und der totalen Breite ab.

Kanal	Partialbreite
$\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau = \Gamma_\ell$	83.8 MeV
$\Gamma_{\nu_e} = \Gamma_{\nu_\mu} = \Gamma_{\nu_\tau} = \Gamma_\nu$	167.6 MeV
$\Gamma_u = \Gamma_c$	299 MeV
$\Gamma_d = \Gamma_s = \Gamma_b$	378 MeV

Tabelle 2.1: Partialbreiten für die verschiedenen Fermionpaare unter Vernachlässigung der Massen

Durchfährt man die Resonanzkurve, so stellt man für jeden Prozeß die gleiche Breite fest. Der maximale Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß wird durch den relativen Beitrag (die Partialbreite) des Zerfallskanals festgelegt.

Die von der Theorie vorhergesagten Zerfallsbreiten für die einzelnen Fermionen sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, auch Bhabha-Streuung genannt, muß gesondert betrachtet werden, weil hier zusätzliche Feynman-Diagramme auftreten. Neben den auch bei der Produktion der übrigen Fermionen auftretenden Annihilations-Diagramme (die auch als s-Kanal bezeichnet werden) kommen hier reine Streu-Diagramme (t-Kanal) hinzu (Abb. 2.4). S bzw. t bezeichnet dabei eine Mandelstammvariable, die im Anhang erklärt sind.

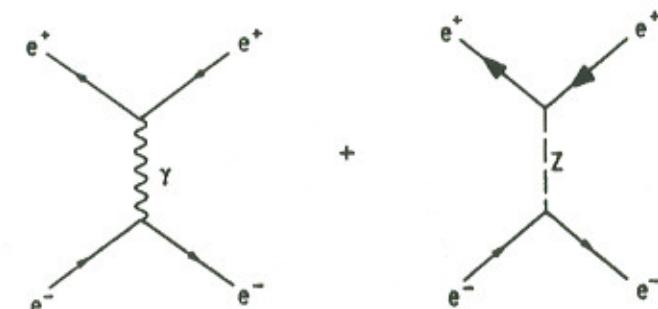


Abbildung 2.4: Streu-Diagramm (t-Kanal) für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Während für große Streuwinkel Θ (definiert als der Winkel, den das auslaufende Elektron mit der Achse des einlaufenden Elektrons einschließt) der s-Kanal dominiert $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 + \cos^2 \Theta)$, ist bei kleinem Θ der t-Kanal entscheidend $\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 - \cos \Theta)^{-2}$.

2.3 Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie A_{FB}

In Born'scher Näherung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ gegeben als

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 N_c^f}{4s} \{ F_1(s)(1 + \cos^2\Theta) + 2F_2(s)\cos\Theta \} \quad (2.15)$$

mit

$$F_1(s) = Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f R e \chi + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2) |\chi|^2 \quad (2.16)$$

$$F_2(s) = -2a_e a_f Q_f R e \chi + 4v_e a_e v_f a_f |\chi|^2 \quad (2.17)$$

Asymmetrien sind sehr gut geeignete Maßgrößen, um die Gültigkeit der elektroschwachen Theorie zu überprüfen. Wir unterscheiden zwei verschiedene Energiebereiche: Unterhalb und oberhalb des Z^0 -Maximums ist die Ursache der Asymmetrie die Interferenz der elektromagnetischen Vektor- und der schwachen Axial-Vektor-Wechselwirkung, am Maximum entsteht eine Asymmetrie durch die Interferenz zwischen der schwachen Vektor- und Axial-Vektor-Wechselwirkung.

In diesem Versuch wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie A_{FB} im Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ gemessen. Dabei wird die Asymmetrie im Winkel zwischen dem eindauenden Positron und dem auslaufenden μ^+ betrachtet.

Experimentell ist die Asymmetrie definiert als die Differenz der Wechselwirkungsquerschnitte in der Vorwärts- und Rückwärts hemisphäre dividiert durch ihre Summe

$$A_{FB}^f = \left(\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta \right) / \left(\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta \right) \quad (2.18)$$

$$= \frac{3}{4} F_2 / F_1$$

Wie schon erwähnt, ist die Asymmetrie oberhalb und unterhalb des Z^0 -Maximums dominiert durch den Interferenzterm in F_2

$$A_{FB}^f \simeq \frac{-3}{2} \frac{a_e a_f Q_f R e \chi}{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)} \quad (2.19)$$

Exakt auf dem Maximum verschwindet dieser Term und man erhält

$$A_{FB}^{f,peak} = 3 \frac{v_e a_e}{(v_e^2 + a_e^2)} \frac{v_f a_f}{(v_f^2 + a_f^2)} - 3 \frac{(v/a)_e}{[1 + (v/a)_e^2]} \frac{(v/a)_f}{[1 + (v/a)_f^2]} \quad (2.20)$$

Für Leptonen ist $v_e/a_e = 1 - 4\sin^2\theta_W$ sehr klein, was zu einer kleinen Asymmetrie am Maximum führt

$$A_{FB}^{f,peak} \simeq 3 (v_e/a_e)^2 \quad (2.21)$$

Eine Messung von A_{FB}^f am Resonanzmaximum führt damit zu einer direkten Messung von v_e/a_e und damit zu einer Messung von $\sin^2\theta_W$.

2.4 Strahlungskorrekturen

Um die im Experiment gemessenen Daten mit den Vorhersagen der Theorie vergleichen zu können, müssen einerseits die experimentellen Resultate auf Verluste aufgrund von Detektorineffizienzen oder von Schnitten, d.h. Selektionskriterien, korrigiert werden. Andererseits haben die hohe Schwerpunktenergie bei LEP und die angestrebte Präzisions-Überprüfung des Standardmodells zur Folge, daß die Born'sche Näherung nicht ausreicht, sondern zusätzlich Graphen höherer Ordnung (Strahlungskorrekturen) berücksichtigt werden müssen. Dabei unterscheidet man reelle, virtuelle (elektroschwache) und QCD-Korrekturen.

Die reellen Strahlungsprozesse (QED) setzen sich aus der Anfangsbremssstrahlung (initial state radiation), der Endbremssstrahlung (final state radiation) und der Interferenz dieser beiden Effekte zusammen (Abb. 2.5). Virtuelle Strahlungsprozesse (Vertex- und Propagator-Korrekturen) sind im

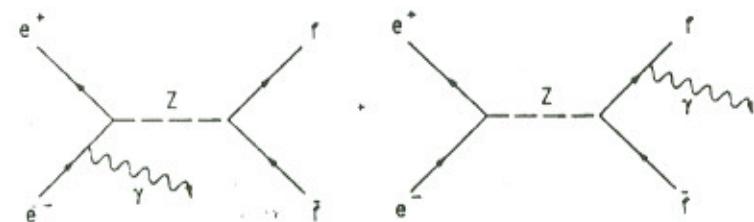


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für reelle QED Strahlungskorrekturen

Gegensatz zu Bremsstrahlungskorrekturen, d.h. reeller Photonabstrahlung, durch den gleichen Endzustand wie im Falle der Born-Näherung charakterisiert (Abb. 2.6). Für hadronische Endzustände

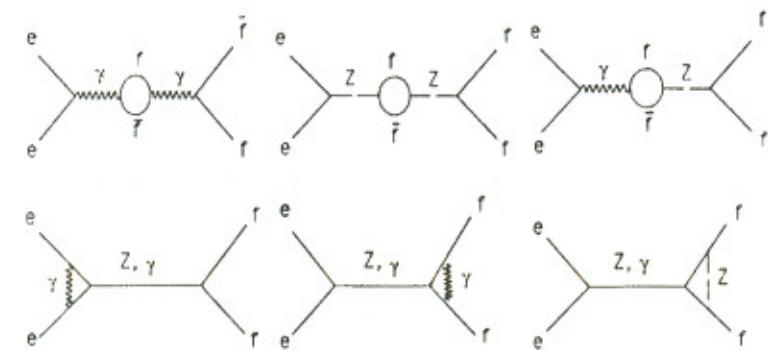


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramme für virtuelle Strahlungskorrekturen müssen zusätzlich Gluonabstrahlungsprozesse berücksichtigt werden (Abb. 2.7).

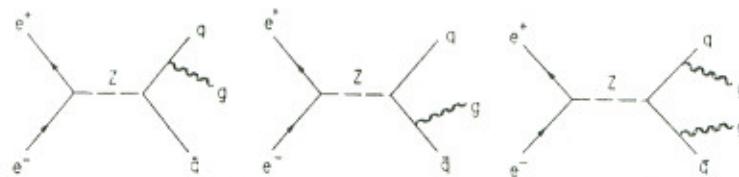


Abbildung 2.7: Feynman-Diagramme für QCD Strahlungskorrekturen

Die Linienform und das Maximum der Resonanzkurve wird durch diese Strahlungskorrekturen modifiziert. Im Falle der Photonabstrahlung im Anfangszustand läßt sich dies einfach verstehen: Diese Abstrahlung verringert die Energie des Elektrons, oder des Positrons oder beider, so daß die Schwerpunktsenergie des e^+e^- -Systems im Augenblick der Wechselwirkung nicht mehr \sqrt{s} entspricht.

In der Praxis ist die exakte Berechnung der Strahlungskorrekturen sehr aufwendig. Im Praktikum versuch werden die energieabhängigen Strahlungskorrekturen in einer Tabelle angegeben.

2.5 Selektion von Ereignissen

Mit Hilfe der Meßdaten können die verschiedenen Endzustände unterschieden werden. Es können alle Paare von Fermionen auftreten, deren Masse kleiner als $M_Z/2$ ist. Wir unterteilen diese Endzustände in leptonische (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$) und in hadronische (Zerfälle in ein Quark-Antiquark-Paar). Die Ereignisse lassen sich in vier Ereignistypen einteilen, deren Topologien in Abbildung 2.8 dargestellt sind.

Der dominante Kanal ist der qq -Endzustand mit 88% der beobachtbaren Ereignisse. Typisch für diese Ereignisse sind die große Zahl geladener Spuren (im Mittel ≈ 20) und die hohen Energiewerte, die im Kollimator gemessen werden. Die geladenen Hadronen bilden zwei (oder mehr) Bündel von Teilchen (Jets). Eine weitere Unterteilung der qq -Endzustände nach verschiedenen Quark-Flavours ist schwierig und würde daher zu hohe Anforderungen für einen Praktikumsversuch stellen.

Leptonische Ereignisse zeigen dagegen eine niedrige Multiplizität. Die e^+e^- -Ereignisse sind ausgezeichnet durch zwei entgegengesetzt geladene, nahezu kollinare Spuren, deren Impuls ungefähr dem Strahlimpuls entspricht, den der Detektor aber nicht ganz durchdringen sondern im Kalorimeter stecken bleiben und ihre gesamte Energie dort abgeben. Die $\mu^+\mu^-$ -Reaktionen unterscheiden sich von den e^+e^- -Reaktionen dadurch, daß die beiden Spuren das Kalorimeter durchdringen und dabei fast keine Energie verlieren. Die τ -Leptonen sind kurzlebige Teilchen, deren Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden. Typische τ -Zerfälle sind solche mit einer oder drei geladenen Spuren im Endzustand. Bei diesen Ereignissen kann ein großer Teil der Energie nicht im Detektor nachgewiesen werden (Neutrinos!).

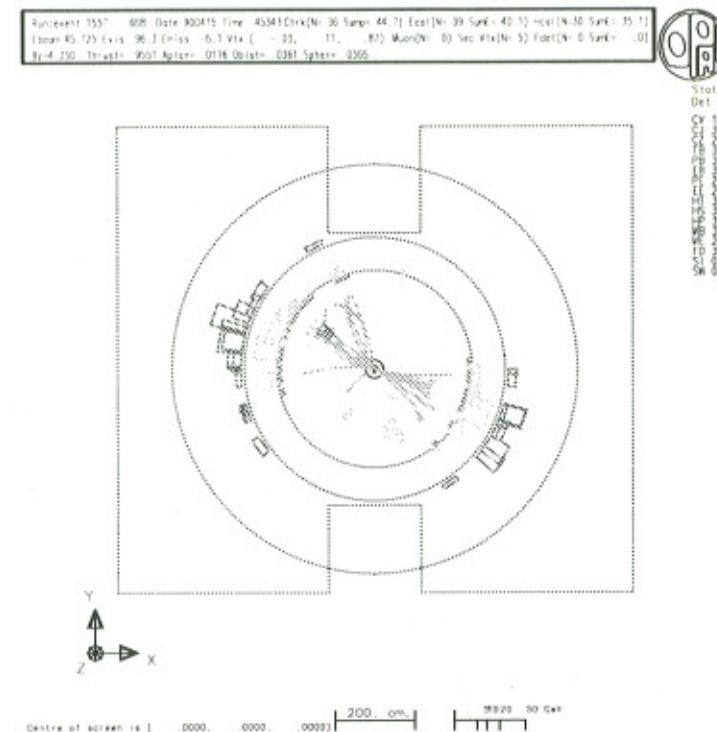


Abbildung 2.8: Graphische Darstellung von Ereignissen im OPAL-Detektor: Es sind die **gemessenen** Koordinaten in den zentralen Spurkammern, die Energien im ECAL und HCAL sowie **Spurpunkte** in den Myonkammern eingetragen.

Kapitel 3

Das OPAL Experiment

3.1 Der LEP-Speicherring

Am Europäischen Zentrum für Elementarteilchenforschung (CERN) in Genf wurde der Speicherring LEP („Large Electron-Positron storage ring“) im Jahre 1989 fertiggestellt. Der Durchmesser des Rings beträgt 8.5 km. In der gegenwärtigen Ausbaustufe können Elektronen und Positronen auf jeweils bis zu 50 GeV beschleunigt, gespeichert und schließlich zur Kollision gebracht werden. Vier der acht Wechselwirkungszonen sind mit einem Detektor zum Nachweis der Endzustände der Kollisionen versehen.

3.2 LEP-Detektoren

Voraussetzung für die Präzisionstests der Parameter des Standardmodells sind Detektoren, die so konzipiert sind, daß möglichst alle Zerfälle des Z^0 in Fermion-Paare registriert werden.

Elektron-Positron Kollisionen bei hohen Energien führen typischerweise zu Ereignissen, die durch eine hohe Anzahl in beliebiger Richtung emittierter Teilchen (geladene und neutrale) gekennzeichnet sind. Ein Teilchendetektor zum Nachweis solcher Ereignisse muß daher einen möglichst großen Raumwinkel überdecken, eine hohe Ortsauflösung besitzen und von jedem Ereignis möglichst vollständige Information sammeln.

Besonders wichtige Komponenten, deren prinzipielle Eigenschaften im folgenden Abschnitt kurz beschrieben werden, sind dabei die Spurdetektoren, die zusammen mit einem hohen Magnetfeld eine genaue Messung des Impulses geladener Teilchen liefern, und die Kalorimeter zur Energiemessung geladener und neutraler Teilchen sowie zur Teilchenidentifikation.

3.3 Wichtige Detektorkomponenten

3.3.1 Proportionalkammern

Ein geladenes Teilchen, das ein Gasvolumen durchquert, ionisiert das Gas, wobei Elektron-Ion-Paare entstehen. Die Elektronen („Primärelektronen“) driften zu den im Gasvolumen befindlichen, dünnen, positiv geladenen Zähldrähten. In dem sehr hohen elektrischen Feld in der Nähe des Zählrahtes gewinnen die Elektronen zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen genügend kinetische Energie, um ihrerseits Atome zu ionisieren. Dies führt zu einem lawinenartigen Anwachsen der Elektronenzahl.

Die Vieldrahtproportionalkammer (Nobelpreis 1992 für G. Charpak) ist eine Weiterentwicklung des vielseitig benutzten Proportionalzählers. Sie besteht aus vielen Anodendrähten, die in einer Ebene zwischen zwei Kathodenflächen gespannt sind. Die einzelnen Zählrähte werden unabhängig voneinander ausgelesen und liefern damit eine Ortsinformation, deren Genauigkeit vom Abstand der Drähte abhängt.

Die Zeitdifferenz zwischen dem Teilchendurchgang und dem Ansprechen des Zählrahtes ist bei konstanter Driftgeschwindigkeit proportional zum Abstand der Bahnkurve des geladenen Teilchens vom Zählraht. Durch Messung dieser Zeitdifferenz erhält man eine große Ortsgenauigkeit bei einer geringen Zahl von Zählrähten. Dies ist das Prinzip der Driftkammer.

Die Jet-Kammer ist im Prinzip eine große zylindrische Driftkammer. Der besondere Vorteil dieser Kammer ist ihre gute Doppelspurauflösung, welche für die Untersuchung von hadronischen Ereignissen (Jets) besonders wichtig ist! Da OPAL als Haupt-Spurdetektor eine Jet-Kammer enthält, wird im Abschnitt 3.5 im Detail auf diese Komponente eingegangen.

3.3.2 Schauerzähler / Kalorimeter

Die elektromagnetische und starke Wechselwirkung von Elementarteilchen mit Materie wird in Schauerzählern ausgenutzt. Sie bestehen aus passiven Materieplatten, in denen die Wechselwirkung stattfindet, und dazwischen liegenden aktiven Detektorelementen. Die Schauerzähler müssen so dick sein, daß die primären Teilchen ihre Energie (oder zumindest einen großen Teil davon) in Form einer Kaskade (eines Schauers) von Teilchen mit immer kleinerer Energie abgeben. Ein Teil dieser Energie wird in Wärme („Kalorimeter“) umgewandelt. (Die Temperaturerhöhung beträgt jedoch nur $\approx 10^{-5}$ Grad und ist damit nicht zur Energiemessung nutzbar.) Der andere Teil erzeugt ein Signal, das proportional zur ursprünglichen Teilchenenergie ist.

Schauerzähler werden vor allem aus folgenden Gründen als Teilchendetektoren benutzt:

- sie sind sensitiv auf geladene **und** neutrale Teilchen (bis auf Neutrinos)
- die Schauerentwicklung hängt von der Natur des Teilchen ab
- sie können auch bei hohen Ereignisraten eingesetzt werden
- man kann gute Orts- und Richtungsauflösung erreichen

Zwischen einem **elektromagnetischen Schauer** (ausgelöst durch Elektronen und Photonen) und einem **hadronischen Schauer** (ausgelöst durch z.B. p , n , π^\pm) bestehen erhebliche Unterschiede, die die Natur der beiden Schauerprozesse widerspiegeln. Beiden gemeinsam ist jedoch, daß die Größe der Detektoren nur logarithmisch mit der Energie der nachzuweisenden Teilchen anwachsen muß. Elektronen hoher Energie verlieren diese beim Durchgang durch Materie vor allem durch Bremsstrahlung. Die dabei entstehenden Photonen werden hauptsächlich durch Bildung von e^+e^- -Paaren absorbiert. Diese bilden durch Bremsstrahlung weitere Photonen. Auf diese Weise kommt es zu einer Kaskade („Schauer“) aus γ , e^+ und e^- , die erst dann abbricht, wenn die Energie der Elektronen und Positronen eine sogenannte **kritische Energie** E_c erreicht hat. (E_c ist die Energie bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung gerade so groß ist wie der durch Ionisation.)

Eine wichtige Größe zur Beschreibung eines elektromagnetischen Schauers ist die Strahlungslänge X_0 , die von der mittleren freien Weglänge eines Elektrons in Materie abhängt. Grob kann man sich die Schauerbildung so vorstellen: Ein Elektron der Energie E_0 erzeugt beim Durchqueren der Schichtdicke X_0 im Mittel ein Photon mit einer Energie zwischen E_0 und E_0/e (e = Euler'sche Zahl). In der nächsten Strahlungslänge erzeugt das Photon mit 54% Wahrscheinlichkeit ein e^+e^- -Paar und das Elektron ein weiteres Photon, so daß nach 2 X_0 im Mittel 4 Teilchen mit einer mittleren Energie $E_0/4$ vorhanden sind.

Die mittlere Energie nimmt also rasch ab, die Elektronen werden durch Ionisationsverlust abgebremst und die Schauerentwicklung kommt zum Erliegen. Der größte Teil der Energie der einfallenden Elektronen oder Photonen wird somit in Ionisationsenergie umgewandelt, die direkt proportional zur Primärenergie ist.

Die Länge des Schauers hängt logarithmisch von der Energie des einfallenden Teilchens ab. Die Ausdehnung des Schauers ist aber auch lateral begrenzt. Ein charakteristisches Maß dafür ist der Molière-Radius, ρ_m

$$\rho_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (3.1)$$

Ein Zähler (unendlicher Länge) mit einem Radius von $2 \rho_m$ erfaßt praktisch die gesamte ($\approx 95\%$) Schauerenergie.

Die Ungenauigkeit der Energiemessung ist durch statistische Fluktuation in der Schauerentwicklung bestimmt. Die beste Energiegenauigkeit erreicht man mit Blöcken aus schwerem Szintillatormaterial (z.B. Nal oder Wismut-Germaniumoxid BGO). Meist werden jedoch Schauerzähler mit abwechselnden Schichten aus inaktivem Absorbermaterial (z.B. Pb) und aktiven Detektorschichten (Szintillator) benutzt. Die Detektorschichten registrieren nur einen Teil der Schauerenergie, die auf diesem Wege stichprobenartig gemessen wird („Sampling calorimeter“).

Ein hadronischer Schauer entsteht, wenn ein stark wechselwirkendes Teilchen (Hadron, z.B. p , n , π^\pm) auf einen Absorber trifft und durch eine Serie von inelastischen Kernstößen sekundäre Hadronen erzeugt, die wieder inelastisch streuen. (Bremsstrahlung der primären Teilchen spielt hier aufgrund der großen Masse keine Rolle.) Diese Kaskade bricht erst dann ab, wenn die Schauerteilchen so kleine Energien haben, daß sie vollständig absorbiert bzw. abgebremst werden.

Die Beschreibung eines hadronischen Schauers ist sehr komplex, da hier eine Vielzahl verschiedener Teilchen erzeugt werden. Im Gegensatz zu Schauerzählern für Elektronen und Photonen wird im Hadronkalorimeter nicht die gesamte Energie der Teilchen in Ionisationsenergie verwandelt. Sie wird teilweise auf Neutrinos übertragen, die nicht weiter wechselwirken, zur Erzeugung von Myon-Paaren aufgewendet, die nicht absorbiert werden, oder regt Kerne an.

	elektromagnetischer Schauer	hadronischer Schauer
Vervielfältigungsprozeß	Bremsstrahlung und Paarbildung	Zerfälle und Kernreaktionen
Sekundärteilchen	Elektronen, Positronen, Photonen	alle Arten von Teilchen
Schauerlänge	$\approx 10 - 30 X_0$	$\approx 5 - 10 \lambda_0$
Schauerbreite	$2 \cdot \rho_m$	$\approx \lambda_0$

Die charakteristischen Abmessungen der Kaskade werden bestimmt durch die **Kernabsorptionslänge** λ_0

$$\lambda_0 = \frac{A}{N_A \cdot \rho \cdot \sigma} \quad (3.2)$$

mit A Massenzahl, ρ Dichte, N_A Avogadrokonstante und σ Wirkungsquerschnitt für die **inelastische** Streuung von Hadronen an Kernen. Die Unterschiede von hadronischen und elektromagnetischen Schauern zeigt die obige Tabelle.

3.4 Luminosität

Um die im Experiment für einen bestimmten Endzustand (Prozeß) beobachtete Ereignisrate **in einem Wirkungsquerschnitt** umzurechnen, muß man **gleichzeitig** die Rate für einen weiteren Prozeß, **dessen Wirkungsquerschnitt** genau bekannt ist, messen. Daraus kann man die **Luminosität** bestimmen, die ein Maß für die Wechselwirkungsrate bei bekanntem Wirkungsquerschnitt ist

$$\frac{dn}{dt} = \sigma \cdot L, \quad n = \sigma \int L dt \quad (3.3)$$

Dabei ist dn/dt die Ereignisrate für einen Prozeß mit dem Wirkungsquerschnitt σ . Durch diese Gleichung ist die Luminosität L definiert. Sie wird, wie bei allen e^+e^- -Speicherringexperimenten, mit Hilfe der elastischen e^+e^- -Streuung (Bhabha-Streuung) bei kleinen Streuwinkeln bestimmt. In diesem kinematischen Bereich ist der Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) mit einer Genauigkeit von besser als 1% berechenbar. Typische Werte für e^+e^- -Speicherringe liegen in der Größenordnung $10^{30} - 10^{31} (\text{cm}^2 \text{sec})^{-1}$.

3.5 Der OPAL-Detektor

Einer dieser vier Detektoren ist der OPAL-Detektor („Omni-Purpose-Aparatus for LEP“), mit dem die Daten für diesen Praktikumsversuch aufgenommen wurden. Die OPAL-Kollaboration besteht zur Zeit aus 31 Instituten aus 9 Ländern. Die Beiträge der Institute liegen sowohl in der **Auswertung** der aufgezeichneten Daten als auch im Aufbau und Erhalt des Detektors.

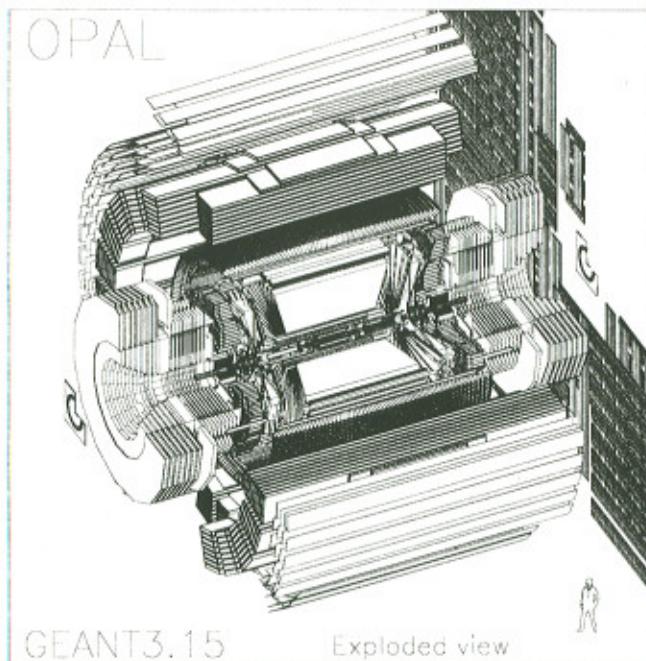


Abbildung 3.1: Der OPAL Detektor.

3.5.1 Der Aufbau des Detektors

Der **prinzipielle** Aufbau des OPAL-Detektors ist in Abbildung 3.1 dargestellt.¹ Der Wechselwirkungspunkt ist zunächst von dem Zentraldetektor umgeben, welcher, von innen nach außen, aus folgenden Komponenten zusammengesetzt ist: Direkt am Wechselwirkungspunkt befindet sich der „ μ -Vertex-Detektor“, ein Halbleiterdetektor, der aus Silizium Streifen aufgebaut ist. Er wird von der Vertex-Kammer, der Jet-Kammer und schließlich den Z-Kammern umgeben. Der gesamte Zentraldetektor befindet sich in einem Drucktank, in welchem ein Gasgemisch aus 88.2% Argon, 9.8% Methan und 2.0% Isobutan bei einem Druck von 4 bar gehalten wird. Der Drucktank ist von einem zylindrischen Solenoid mit einer Länge von 6.3 m und einem Durchmesser von 4.36 m umschlossen. Es erzeugt in seinem Inneren ein homogenes Magnetisches Feld von 0.435 T in Strahlrichtung. An die Spule schließt sich in radialer Richtung das „Time-of-Flight System“ (TOF) an. Es besteht aus 160 Szintillationszählern, welche parallel zur Strahlachse angeordnet sind und einen konischen Querschnitt haben. Die einzelnen Zähler sind 6.84 m lang, 89 bis 91 mm breit und 45 mm dick.

¹Das Koordinatensystem wurde wie folgt definiert: der Ursprung liegt im nominellen e^+e^- -Kollisionspunkt, die x-Achse ist horizontal und zeigt in Richtung des Mittelpunkts von LEP, die y-Achse ist vertikal und die z-Achse zeigt in Richtung des Elektronenstrahls. Der Polarwinkel Θ wird von der z-Achse aus gemessen und der Azimutwinkel φ von der x-Achse um die z-Achse zur y-Achse.

Das Szintillatorlicht wird an beiden Enden der Zähler registriert. Die Signale des TOF werden zum Trigger des Detektors und zur Messung der Flugzeit von Teilchen benutzt. Um das TOF ist der Presampler angebracht, welcher aus 16 Streamerkammern besteht. Innerhalb der Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters sind die Forwärtsdetektoren (FCAL) angebracht. Außerhalb der Spule befinden sich das hadronische Kalorimeter (HCAL), das gleichzeitig als Rückführjoch für das Magnetfeld der Spule dient, und vier Lagen von Myonkammern (MUON).

Die **Vertex-Kammer** ist eine Vieldrahtproportionalkammer mit einer hohen Auflösung. Sie besteht aus einem inneren Teil, der ähnlich wie die Jet-Kammer axiale Drähte enthält, die hier in 36 Ebenen um die Strahlachse angeordnet sind. Der äußere Teil ist wieder für die Auflösung in z-Richtung zuständig. Ferner wird die z-Koordinate aus den unterschiedlichen Driftzeiten der Pulse auf den Drähten der inneren Kammer hin zu den beiden Enden bestimmt. Die Ortsauflösung dieser Vertexkammer beträgt im Mittel $55 \mu\text{m}$.

Der wichtigste Spurdetektor in OPAL ist die große zylindrische Jet-Kammer mit einem äußeren Durchmesser von 3.7 m, einem inneren von 0.5 m und einer Länge von 4 m. Die Kammer ist in 24 identische Sektoren unterteilt, wobei jeder Sektor eine Ebene mit 159 Zähldrähten enthält, die parallel zur Strahlachse gespannt sind. Zwischen den Anodendrähten sind alternierend jeweils feldformenden Potentialdrähte angeordnet. Zwischen den Ebenen aus Anoden- und Potentialdrähten befinden sich in der Mitte zweier Drahtebenen die Kathodendrahtebenen. Der Abstand zwischen den Anoden- und Kathodenebenen (sprich die maximale Driftstrecke) variiert von 3 cm in der Nähe der Strahlachse, bis zu 25 cm bei den äußersten Drähten. Die Signale der Zähldrähte werden, außer zur Ortsbestimmung, auch noch zur Messung des Energieverlustes (dE/dx) einer geladenen Spur benutzt. Die radiale Position (r) und der Azimutwinkel (φ) der Raumpunkte auf der primären Teilchentrajektorie lassen sich mit großer Genauigkeit aus der Driftzeitinformation bestimmen. Es wird eine Auflösung in $r\text{-}\varphi$ -Richtung von $135 \mu\text{m}$ erreicht. Die dritte Komponente des Raumpunktes (z) wird in der Jet-Kammer durch Ladungsteilung bestimmt, d.h. aus dem Quotienten der Menge der Ladung, die an den beiden Enden eines Zählrahtes ankommen. Die Genauigkeit der Bestimmung der z -Komponente ist damit prinzipiell durch die Drahtlänge bestimmt und beträgt etwa 6 cm.

Die Jet-Kammer wird schließlich noch von 24 Z-Kammern (jeweils eine für einen Sektor der Jet-Kammer) umgeben, in der die Drähte radial angeordnet sind, so daß die Auflösung in z-Richtung hier besonders gut ist. Sie liegt bei $100 - 200 \mu\text{m}$. Die Impulsauflösung des kombinierten Zentraldetektors ist durch die Beziehung

$$\frac{\sigma_{p_{xy}}}{p_{xy}} \approx \sqrt{0.02^2 + (0.0015 \cdot p_{xy})^2} \left(\frac{\text{GeV}}{c} \right) \quad (3.4)$$

gegeben.

Das **elektromagnetische Kalorimeter** (ECAL) besteht aus 9440 Bleiglasblöcken. Es ist aufgeteilt in einen die Jet-Kammer umschließenden faßförmigen Zentralteil (barrel) und zwei Endkappen (endcaps), die zusammen insgesamt 98% des Raumwinkels überdecken. Die Glasblöcke haben eine Dicke von 22 (endcaps) bis 24.6 (barrel) Strahlungslängen. Energie und Position elektromagnetischer Schauer werden aus den Signalen von Kathoden-Pads bestimmt, die sich jeweils hinter den Bleiglasblöcken befinden. Die Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{5\%}{\sqrt{E}} \quad (3.5)$$

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) ist wie das ECAL aus einem zentralen Mittelteil und zwei Endkappen aufgebaut. Es besteht aus Lagen von Eisen, zwischen denen die Auslese mit Kammern, die im „begrenzten Streamer-Modus“ arbeiten, vorgenommen wird. Diese sind ähnlich wie Proportionalzähler konstruiert, werden aber mit einer so hohen Spannung betrieben, daß die Sekundärionisation an den Drähten unabhängig von der Ionisationsdichte des primären Teilchens ist. Die damit erreichte Energieauflösung beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{120\%}{\sqrt{E}}. \quad (3.6)$$

Die Luminositätsmessung wird mit zwei Vorwärtsdetektoren (FCAL) vorgenommen. Sie sind dicht am Strahlrohr angebracht und detektieren Bhabha-Ereignisse bei kleinen Winkeln durch koinzidenten Nachweis von Elektron und Positron.

Das FCAL besteht aus einem Bleiglas/Drahtkammer - „Sandwich“ von 24 Strahlungslängen Dicke. Es überdeckt einen Winkelbereich von $58 \leq \Theta \leq 120$ mrad, der einem Bhabha-Wirkungsquerschnitt von etwa $24nb$ entspricht und hat eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{17\%}{\sqrt{E}} \quad (3.7)$$

3.5.2 Der Trigger

Ereignisraten bei LEP sind hauptsächlich bedingt durch Strahl-Gas-Ereignisse und Teilchen, die auf Grund ihres vom Normalwert abweichenden Impulses das Strahlrohr verlassen und den Detektor treffen. Die tatsächliche Ereignisrate der gesuchten Prozesse, $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$, liegt nur bei ≈ 3 Hz. Die Aufgabe des Triggers ist es, die oben aufgeführten Untergrundereignisse möglichst stark zu unterdrücken und gleichzeitig für alle erwünschten Ereignisse die Aufnahme der Meßdaten auszulösen. Dabei muß man besonders darauf achten, daß die Triggerbedingungen so gewählt werden, daß auch neue, bisher unbekannte Zerfälle des Z^0 mit hoher Effizienz akzeptiert werden. Der Trigger benutzt schnelle Signale von verschiedenen Detektorkomponenten, um eine Vielzahl von Triggerbedingungen zu definieren, die zusammen alle denkbaren physikalischen Prozesse überdecken.

Kapitel 4

Identifikation von Teilchen und Klassifizierung der Ereignisse

Ihre erste Aufgabe in diesem Versuch wird es sein, an Hand von Ereignisdarstellungen auf dem Computerbildschirm und mit Hilfe weniger Meßgrößen die verschiedenen Z^0 -Zerfälle zu identifizieren und von Untergrundereignissen zu unterscheiden. Dieses Kapitel soll Ihnen die wichtigsten Grundlagen dazu vermitteln.

4.1 Teilchenidentifikation im OPAL-Detektor

Für die Klassifikation der einzelnen Prozesse ist eine gute Teilchenidentifikation eine wichtige Voraussetzung. Zuerst teilen wir alle Teilchen in geladene (sichtbare Spur in den Spurkammern) und ungeladene ein.

4.1.1 Geladene Teilchen

Geladene Hadronen unterscheiden sich von Elektronen durch die „Form“ und den Startpunkt des Schauers, der im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) ausgelöst wird. Der elektromagnetische Schauer eines Elektrons ist vollständig im ECAL enthalten und hat eine geringe laterale Ausdehnung. Hadronische Schauer dagegen beginnen in der Regel später, sind breiter und dehnen sich in das hadronische Kalorimeter (HCAL) aus. Der Schwerpunkt der Energiedeposition liegt meistens im HCAL. Die Unterschiede von elektromagnetischen und hadronischen Schauern werden jedoch mit fallender Teilchenenergie immer geringer, geladene Hadronen und Elektronen können unterhalb einer Energie von 2 GeV mit Hilfe der Schauerentwicklung nicht mehr getrennt werden. Bei niedrigen Energien besteht die Möglichkeit, Teilchenidentifikationen auf Grund des spezifischen Energieverlusts dE/dx in der Jet-Kammer durchzuführen.

Myonen erzeugen beim Durchgang durch die Kalorimeter keinen Schauer, sie verlieren ($m_\mu \gg m_e$) auch als minimal ionisierende Teilchen nur wenig Energie durch Ionisation (dE/dx), entsprechend dem Gesetz von Bethe-Bloch, und können daher dicke Materieschichten durchdringen (vgl. Abb. 4.1)

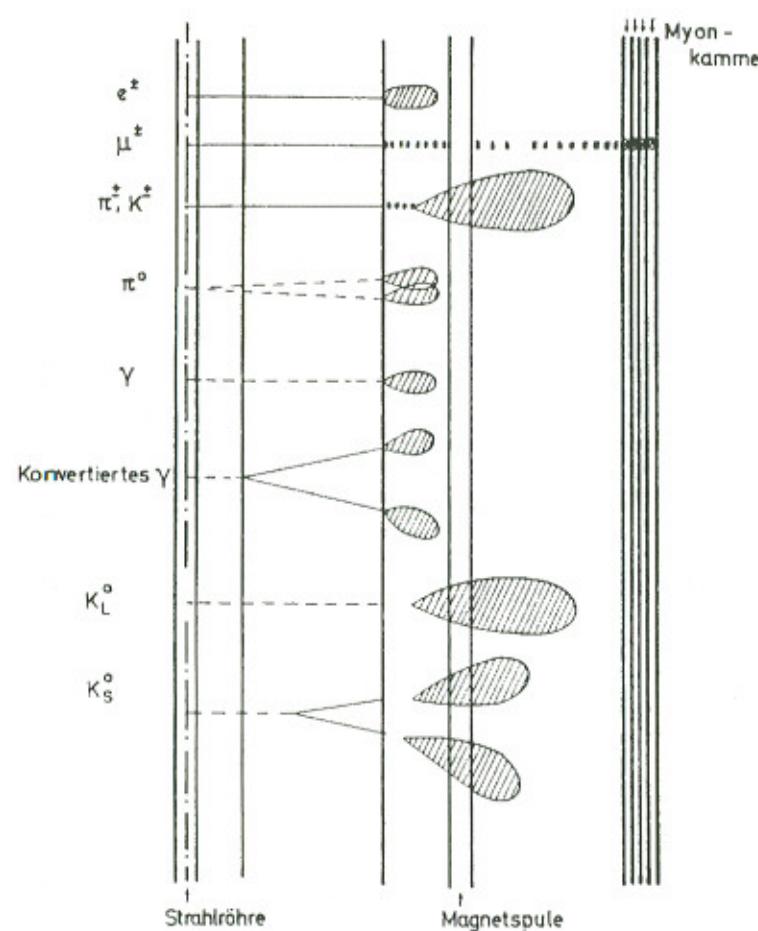


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Signatur von Elementarteilchen im OPAL-Detektor. Durchgezogene Linien in den Spurkammern deuten Spuren von geladenen Teilchen, gestrichelte Linien „nicht gefundene Spuren“ neutraler Teilchen an. Die eingezeichneten „Blasen“ zeigen die Umrisse der elektromagnetischen und hadronischen Schauer.

4.1.2 Neutrale Teilchen

Die Identifikation neutraler Teilchen erfolgt über die unterschiedlichen Schauerprofile (Länge, Breite). Neutralen Teilchen, die in den Spurkammern in geladene Teilchen zerfallen bzw. konvertieren, zeigen zwei Spuren mit einer typischen V-Form. Die Spitze des V, also der Zerfallsort des neutralen Teilchens, liegt dabei außerhalb des Primärvertex.

Das π^0 zerfällt „sofort“ in zwei Photonen, deren Öffnungswinkel von der Energie des π^0 abhängt. Mit steigender Energie liegen die beiden Photonen immer dichter zusammen (Lorentzboost) und können dann von einem einzelnen Photon, das nicht aus einem π^0 -Zerfall stammt, nicht mehr unterschieden werden. Photonen werden durch ihren elektromagnetischen Schauer, neutrale Pionen durch zwei dicht beieinander liegende elektromagnetische Schauer identifiziert. Es darf dabei in beiden Fällen keine Spur gefunden werden, welche auf die Schauer zeigt.

Bevor Photonen in das ECAL eintreten, können sie in Materie in ein e^+e^- -Paar konvertieren. Da praktisch die gesamte Materie (oder besser: die gesamte Strahlungslänge) in den Wänden des Zentraldetektors und der Spule konzentriert ist, besteht eine große Wahrscheinlichkeit, daß die Konversion in diesen Bereichen stattfindet. Ein konvertiertes Photon wird durch zwei geladene Spuren in V-Form und durch zwei elektromagnetische Schauer identifiziert. Spuren und Schauer müssen eindeutig zueinander in Beziehung stehen.

Neutralen Hadronen mit großer Fluglänge werden durch einen hadronischen Schauer, auf den keine Spur zeigt, identifiziert. In Abb. 4.1 ist weiterhin der Zerfall eines K_S^0 in zwei geladene Pionen als Beispiel für die Signatur eines kurzlebigen neutralen Hadrons gezeigt. Der Zerfall findet mit einem Verzweigungsverhältnis von $\approx 69\%$ statt. Nicht gezeigt ist der Zerfall des K_S^0 in zwei neutrale Pionen mit einem Verzweigungsverhältnis von $\approx 31\%$. Dessen Signatur sollte jedoch leicht zu überlegen sein.

4.2 Meßgrößen und Schnitte

Neben der Signatur von einzelnen Teilchen im OPAL-Detektor werden im Praktikumsversuch als weitere Hilfsmittel zur Unterscheidung der Z^0 -Ereignisse die globalen Variablen PCHARGED, E_ECAL, E_HCAL und NCHARGED verwendet. Diese erlauben es, die großen bisher aufgezeichneten Datensätzen (OPAL-Experiment bis einschließlich 1994 $\approx 3,500,000$ hadronische Ereignisse) mit Hilfe von Computerprogrammen zu analysieren. Sie haben folgende Bedeutung:

- PCHARGED: Skalare Summe der in den Vertex-/Jet-/Z-Kammern gemessenen Impulse aller geladenen Spuren eines Ereignisses. (‘geladene Energie’)
- E_ECAL: Gesamte im ECAL gemessene Energie eines Ereignisses. (‘ECAL Energie’)
- E_HCAL: Gesamte im HCAL gemessene Energie eines Ereignisses. (‘HCAL Energie’)
- NCHARGED: Anzahl der in den Spurkammern gefundenen Spuren geladener Teilchen eines Ereignisses. (‘geladene Multiplizität’)

In welcher Weise diese Meßgrößen eingesetzt werden, wird im folgenden Abschnitt detailliert erläutert. Als Beispiel kann die Trennung der $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignisse von $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen erste Erkenntnisse liefern. Beide Ereignisklassen unterscheiden sich, wie man leicht überlegen kann, fast nicht in den Variablen PCHARGED und NCHARGED. Kleine Unterschiede werden wegen der in $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignissen größeren Wahrscheinlichkeit, Bremsstrahlungsphotonen abzugeben, verursacht. Große Unterschiede ergeben sich aber in der totalen Energie im ECAL. Für die $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignisse sollte im Mittel die Schwerpunktssnergie gemessen werden. In den $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen erwartet man von den beiden Myonen, wie bereits erwähnt, nur eine kleine Energiedeposition mit einem Äquivalent von ≈ 2 GeV im ECAL. In $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignissen wird keine Energie im HCAL deponiert. Die Myonen der $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignisse durchdringen das ECAL und das HCAL und geben zusammen im Mittel ein Energäquivalent von ≈ 5 GeV an das HCAL ab. Die Trennung der $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignissen, von den $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ -Ereignissen kann also mit einem sogenannten Schnitt auf die Meßgröße E_ECAL durchgeführt werden. Man verlangt, daß E_ECAL größer sein muß als ein bestimmter, vom Experimentator (\equiv Praktikumsteilnehmer) zu ermittelnder Wert.

Das Ziel ist es, den Schnitt in einer geeigneten Meßgröße oder gleichzeitige Schnitte in verschiedenen Meßgrößen so zu wählen, daß ein möglichst großer Anteil der „gewünschten“ Ereignisse die Schnittbedingung(en) erfüllt und der Anteil an „unerwünschten“ Untergrundereignissen möglichst klein wird. Als Akzeptanz einer oder mehrerer Schnitte bezeichnet man das Verhältnis der Ereignisse einer ausgewählten Klasse, welche die Schnittbedingungen passieren zu der Zahl aller vorhandener Ereignisse derselben Klasse. Die erreichte Akzeptanz und Untergrundunterdrückung hängen sowohl von den Mittelwerten als auch von den Breiten der Verteilungen ab. Dazu sind in Abb. 4.2 zwei hypothetische Beispiele gezeigt. Im ersten Beispiel sind die Ereignisklassen A und B in der Variablen X

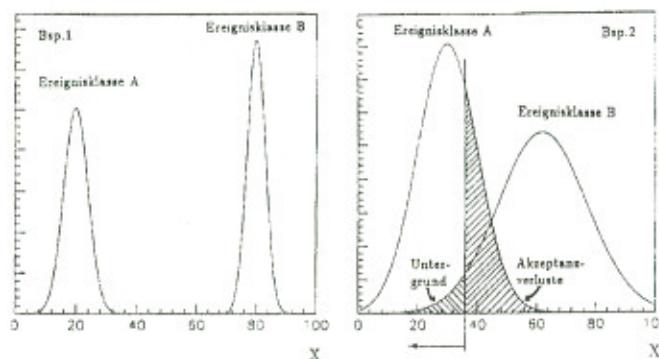


Abbildung 4.2: Beispiele zur Prozedur des Schneidens.

vollständig getrennt und eine Akzeptanz von 100% und eine vollständige Unterdrückung der jeweils unerwünschten Ereignisklasse ist mit einem Schnitt zwischen 40-60 in der Variablen X möglich. Dies ist der Idealfall. Der Normalfall ist im zweiten Beispiel gezeigt. Mit der Wahl des Schnitts legt man die Akzeptanz und die Beimischung des Untergrunds fest. Liegt das Augenmerk darauf, eine besonders reine Menge der Ereignisklasse A zu erhalten, muß der Schnitt in X klein gewählt werden

($X < 20 - X < 40$). Will man möglichst alle Ereignisse der Klasse A behalten, so muß der Schnitt groß gewählt werden ($X < 40 - X < 60$).

Um eine Ereignisklasse aus den gesamten Daten abzutrennen, genügt es meistens nicht, nur in einer Meßgröße zu schneiden; es sind gleichzeitige Schnitte in verschiedenen Meßgrößen erforderlich. Weiterhin können Schnitte natürlich auch auf zusammengesetzte Meßgrößen erfolgen. Fordert man z.B. $X^2 + Y^2 < A$, so schneidet man im zweidimensionalen Raum X-Y eine Kreisfläche mit dem Radius \sqrt{A} aus. Das Ziel dieses Schnittverfahrens ist es, die am besten geeigneten Variablen zu finden und die Schnittbedingungen zu optimieren, um eine möglichst reine Ereignismenge zu erhalten.

4.2.1 Ereignissimulationen (Monte-Carlo)

Durch Schnitte verliert man prinzipiell, wie es in Abb. 4.2 anschaulich gezeigt ist, Ereignisse der gesuchten Klasse und behält einen Anteil an unerwünschten Untergrundereignissen. Zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten (dies ist ebenfalls Teil des Praktikumsversuchs) benötigt man neben der integrierten Luminosität (vgl. Abschnitt 3.4) die „genaue“ Zahl der aufgetretenen Ereignisse N einer Klasse. Nach den Schnitten erhält man eine Zahl von beobachteten Ereignissen N_{beob} , die korrigiert werden muß. Eine Korrektur von N_{beob} , die nur auf Daten basiert, ist in Beispiel 2 Abb. 4.2 nicht möglich, da man im Experiment die Verteilungen in der Meßgröße X der beiden Ereignisklassen A und B nicht einzeln messen kann, sondern nur deren Summe.

Eine Möglichkeit, die wegen der Schnitte auftretenden Akzeptanzverluste zu bestimmen, bieten Ereignissimulationen mit Hilfe von Computerprogrammen. Dazu wird eine bestimmte, möglichst große Anzahl an Ereignissen einer bestimmten Klasse folgendermaßen simuliert: Zunächst erzeugt man in einem harten Streuprozess auslaufende Fermion-Antifermion-Paare. Anschließend simuliert man den Zerfall der instabilen Teilchen. Für Quark-Antiquark-Paare muß zuvor noch die Simulation des Hadronisierungsprozesses durchgeführt werden. In einem letzten, sehr aufwendigen Schritt werden alle Detektorsignale simuliert, wie sie von den durchlaufenden Teilchen erzeugt werden, so daß zum Schluss die Informationen in gleicher Weise vorliegen wie bei „richtigen“ Ereignissen. Simulierte und beobachtete Ereignisse können jetzt mit den gleichen Analyseprogrammen untersucht werden. Bei der Ereignissimulation werden alle nutzbaren theoretischen und experimentellen Kenntnisse verwendet. Die simulierten Daten enthalten neben den auch in tatsächlichen Daten enthaltenen Informationen zusätzlich Angaben über die entstandenen Teilchen, so daß man die Reaktion des Detektors bei ganz bestimmten Ereignissen untersuchen kann!

Simuliert man in unserem Beispiel die Ereignisklassen A und B, so können die einzelnen Verteilungen in der Größe X getrennt bestimmt werden. Wendet man nun die gleichen Schnitte wie auf die Daten an, so erhält man sehr einfach die Akzeptanz. In gleicher Weise kann man den Untergrundbeitrag berechnen. Dazu ist allerdings eine relative Normierung zwischen den beiden Verteilungen der Klasse A und B nötig. Dies kann z.B. durch eine Anpassung der Daten an die beiden überlagerten Einzelverteilungen erfolgen. Das Ergebnis der Anpassung ist dann der relative Anteil an Ereignissen der Klasse A zur Klasse B.

4.3 Die Klassifizierung der Z^0 -Ereignisse

Zuerst diskutieren wir Effekte, die alle Zerfallskanäle des Z^0 gleichermaßen betreffen.

1. **Elektronisches Rauschen**, das den Signalen der Detektoren überlagert ist, kann ein Signal vortäuschen und zu Fehlinterpretationen führen. Zum Beispiel findet man in der Jet-Kammer einzelne isolierte Spurpunkte, die nicht mit einer Spur assoziiert werden können. Durch elektronisches Rauschen kann auch eine kleine Energiedeposition in den Kalorimetern vorgetäuscht werden. Deshalb können Photonen unterhalb einer Energie von ≈ 1 GeV nicht mehr eindeutig nachgewiesen werden.
2. Die **Nachweiswahrscheinlichkeit** aller Detektorkomponenten ist immer kleiner als 100%. So kann es z.B. vorkommen, daß in den Myonkammern nur 3 der 4 Lagen ein Signal erzeugen. Ebenso können in einer ansonsten gut zu identifizierenden Spur in der Jet-Kammer ein oder mehrere Spurpunkte fehlen.
3. Bedingt durch den Aufbau der Detektoren, ergeben sich Lücken zwischen den einzelnen Modulen der Kalorimeter und im Vorwärts-Rückwärts-Bereich (Durchführung des Strahlrohres). Treffen Teilchen auf diese Lücken, so erhält man falsch gemessene Energien. Bei geladenen Teilchen kann man die Spur durch die Kalorimeter extrapoliieren um festzustellen, ob eine Lücke getroffen wurde.
4. Geladene Teilchen können Bremsstrahlung emittieren. Man unterscheidet die sogenannte „initial state“ Bremsstrahlung, bei der die einlaufenden Elektronen (Positronen) Photonen emittieren, und die „final state“ Bremsstrahlung, durch die geladenen Teilchen im Endzustand. Will man z.B. $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Ereignisse aus den Daten herausfiltern, so muß man eine Topologie berücksichtigen, bei der die Elektronen von Photonen begleitet sind. Hat ein Bremsstrahlungsprozeß stattgefunden, müssen die Elektronen nicht mehr die genau entgegengesetzte Richtung haben, und die „geladene Energie“ kleiner ist als der erwartete Wert.
5. Ein wichtiger Aspekt für die Teilchenidentifikation von Elektronen, Myonen und besonders von Tau-Leptonen, welche aus den leptonischen Zerfällen des Z^0 stammen, ist die Redundanz, die man durch die paarweise Produktion von Teilchen und Antiteilchen erhält. Wurde z.B. ein τ^- -Lepton aus dem Zerfall des Z^0 eindeutig nachgewiesen, so muß in diesem Ereignis auch ein τ^+ -Lepton vorhanden sein. Damit lassen sich die zur Identifikation benutzten Kriterien auf einfache Weise testen und die Nachweiswahrscheinlichkeit berechnen.
6. Die bereits mehrfach angesprochenen konvertierten Photonen können ein Problem darstellen, wenn man die „geladene Multiplizität“ als Schnittkriterium benutzt. Selektiert man z.B. $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Paare mit zwei geladenen Teilchen, so verliert man diejenigen Ereignisse, bei denen ein konvertiertes Bremsstrahlungsphoton gute Spuren erzeugt. Verlangt man jedoch, daß alle Spuren am, oder sehr nahe am Vertex beginnen müssen, so gewinnt man diese Ereignisse zum größten Teil wieder zurück.
7. Eine **Untergrundquelle** sind die sogenannten „beam-gas“-Ereignisse. Dies sind Streuungen von Elektronen oder Positronen des Strahls mit Teilchen des Restgases in der Vakuumröhre. Sie

unterscheiden sich unter anderem von $Z \rightarrow e^+ e^-$ -Wechselwirkungen durch die Vertexposition, die außerhalb der Detektormitte liegen kann und dadurch, daß praktisch alle Teilchen entweder in Vorwärts- oder in Rückwärtsrichtung fliegen.

4.3.1 $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$

Es sind in niedrigster Ordnung der Störungstheorie drei Prozesse (Feynman-Graphen) von Bedeutung (Abb. 4.3a,b,c). Betrachtet man nur den s-Kanal-Austausch des Z^0 und des Photons, so ist bei einer Schwerpunktsenergie, die der zentralen Masse des Z^0 entspricht, der Photonaustausch um zwei Größenordnungen und der Interferenzterm um drei Größenordnungen unterdrückt. Eine wichtige Rolle spielt jedoch der t-Kanal-Austausch des Photons, wie er in Abb. 4.3c gezeigt ist. Dieser Prozeß hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für kleine Streuwinkel (Θ) und wird wegen der genauen Kenntnis des Wirkungsquerschnittes benutzt, um die Luminosität zu messen (vgl. Abb. 4.4).

4.3.2 $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Diese Ereignisklasse wird durch zwei, das HCAL durchdringende, Myonen und Signale in den Myonkammern identifiziert. Die Spurpunkte in den Myonkammern müssen eindeutig mit den Spuren im Zentraldetektor in Verbindung gebracht werden (vgl. Abb. 4.5). Bei der Extrapolation der Zentraldetektorspur muß auch das Magnetfeld im HCAL berücksichtigt werden.

4.3.3 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$

Das Tau-Lepton kann in viele verschiedene Endzustände zerfallen (vgl. Tab. 4.2). Eine Zuordnung zu einem bestimmten Zerfallskanal kann daher im Rahmen des Praktikums nicht durchgeführt werden. Man unterscheidet Tau-Zerfälle oft nach der Zahl der emittierten geladenen Teilchen und spricht von n-prong-Ereignissen, wenn das Tau in n geladene Teilchen zerfällt. Dabei überwiegen bei weitem die 1-prong-Zerfälle (1-prong: $\approx 86\%$, 3-prong: $\approx 14\%$, 5-prong: $\approx 0.11\%$). Um $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse gegen hadronische Ereignisse abzutrennen, verlangt man, daß die geladene Multiplizität klein ist. Mit diesem Schnitt hat man jedoch noch keine Unterscheidung in den leptonischen Ereignissen gefunden. Das in jedem Tau-Zerfall emittierte Neutrino trägt einen Teil der Energie mit sich, ohne daß es im Detektor nachgewiesen wird. Verlangt man deshalb, daß die „ECAL Energie“ deutlich kleiner ist als die Schwerpunktsenergie, so kann man $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse bereits sehr gut von $e^+ e^-$ -Ereignissen trennen. In gleicher Weise kann man gegen $\mu^+ \mu^-$ -Ereignisse schneiden, indem man fordert, daß die „geladene Energie“ kleiner als die Schwerpunktsenergie ist. Es sind eine ganze Reihe weiterer Schnitte zur Identifikation des Tau-Leptons entwickelt worden, die z.B. ganz bestimmte Zerfallskanäle herausfiltern. In Abb. 4.6 ist ein $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ -Ereignis, wie es im OPAL-Detektor aufgezeichnet wurde, gezeigt. Es handelt sich dabei um den Zerfall eines Tau-Leptons in ein Elektron und zwei Neutrinos (vgl. Tab. 4.1). Das zweite Tau ist ein Beispiel für einen 3-prong-Zerfall.

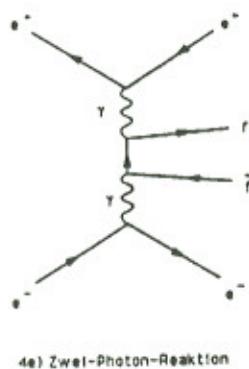
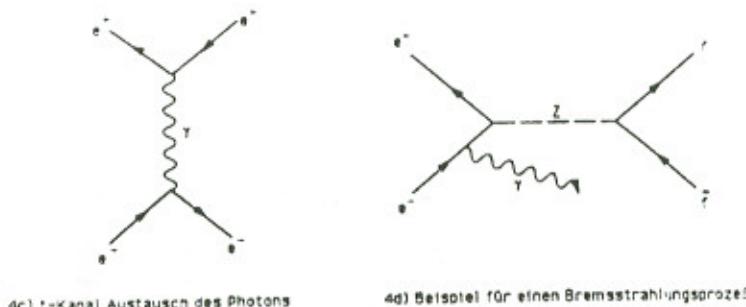
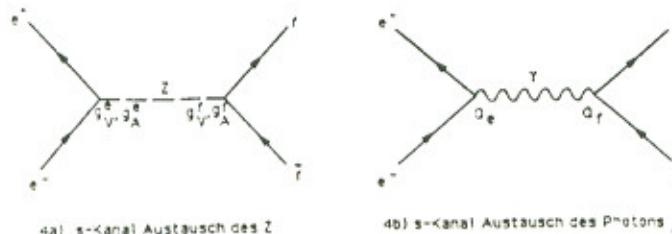
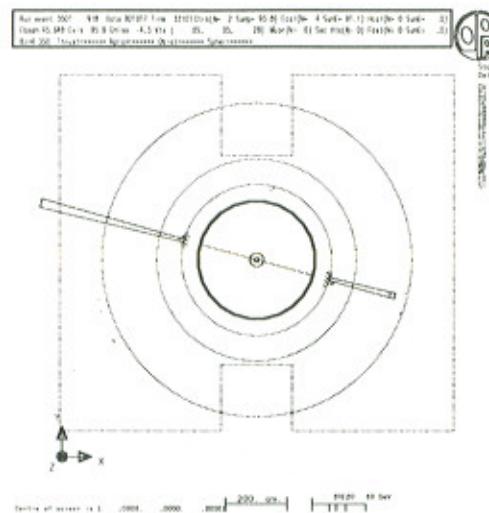


Abbildung 4.3: Feynman-Diagramme der wichtigsten untersuchten Prozesse.

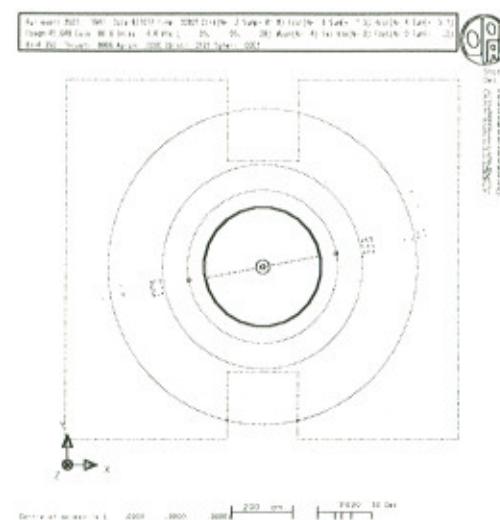
Abbildung 4.4: $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ 4.3.4 $e^+ e^- \rightarrow \nu \bar{\nu}$

Die Zerfallsprodukte dieses Zerfalls können nicht nachgewiesen werden, man spricht **deshalb von** den sogenannten „invisible decay modes“. Es besteht allerdings die Möglichkeit, diese Ereignisse **zu** identifizieren, indem man ein einzelnes Anfangsbremsstrahlungssphoton nachweist.

4.3.5 $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$

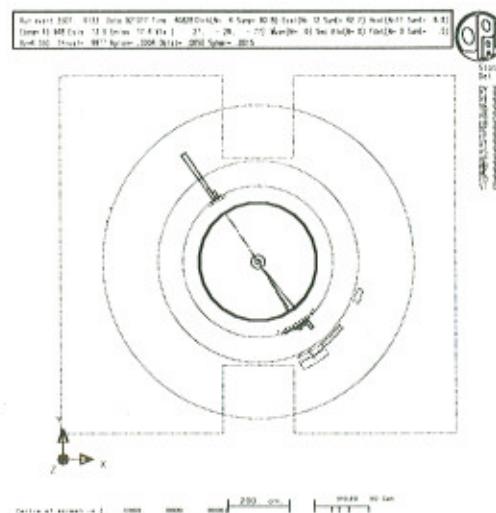
Die mittlere gemessene Multiplizität (Zahl der rekonstruierbaren, geladenen Spuren) in **hadronischen** Ereignissen beträgt ≈ 30 und ist damit sehr viel größer als in leptonischen Ereignissen (vgl. Abb. 4.7). Zusätzlich werden in dem Hadronisierungsprozeß des Quark-Antiquark-Paares neutrale **Hadronen**, hauptsächlich π^0 , erzeugt.

Hadronische Ereignisse sind mit einem Schnitt in der Multiplizität im Prinzip leicht von allen **übrigen** Ereignissen zu trennen. Man muß prinzipiell die bisher nicht erwähnten Zwei-Photon-Reaktionen als Untergrundquelle in Betracht ziehen, ein Beispiel für diesen Prozeß ist in Abb. 4.3e gezeigt. Elektron und Positron strahlen jeweils ein virtuelles Bremsstrahlungssphoton ab, welche sich in ein Fermion-Antifermion-Paar ($f\bar{f}$) vernichten. Handelt es sich dabei um Quark-Antiquark-Paare, so hadronisieren diese wiederum in beobachtbare Teilchen. Elektron und Positron werden **meist nur** wenig gestreut und bleiben in der Vakuumröhre oder treffen auf das FCAL. Damit erhält man ein Ereignis mit vergleichsweise hoher Multiplizität. Die totale Energie ist in diesen Ereignissen **allerdings**

Abbildung 4.5: $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

klein, so daß man nach einem zusätzlichen Energieschnitt praktisch nur noch hadronische Ereignisse übrig behält. Diese Zwei-Photon-Reaktionen machen auch einen großen Teil des Untergrundes in den leptonischen Ereignissen aus. Sie zeichnen sich i.W. dadurch aus, daß die Spuren einen geringen Impuls und eine geringe Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter haben.

Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis	
$\pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	$24.0 \pm 0.6\%$	1-prong
$e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$17.9 \pm 0.3\%$	1-prong
$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$17.6 \pm 0.3\%$	1-prong
$\pi^- \nu_\tau$	$11.6 \pm 0.4\%$	1-prong
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \nu_\tau$	$5.6 \pm 0.7\%$	3-prong
$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0 \nu_\tau$	$4.4 \pm 1.6\%$	3-prong
$\pi^+ \pi^0 \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$3.0 \pm 2.7\%$	1-prong

Tabelle 4.1: Die Zerfallsmodi des Tau-Leptons mit den größten Verzweigungsverhältnissen am Beispiel des τ^- -Zerfalls.Abbildung 4.6: $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$

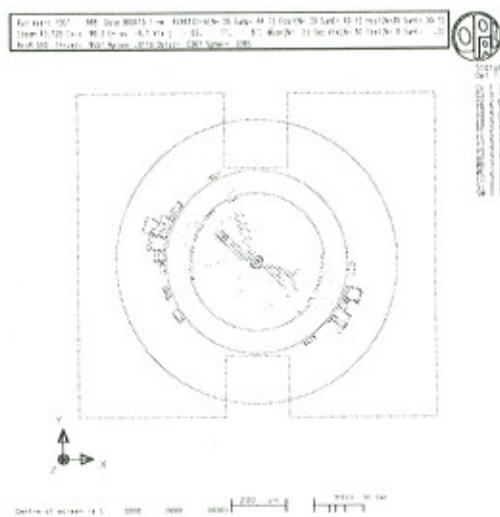


Abbildung 4.7: $Z \rightarrow q\bar{q}$

Kapitel 5

Versuchsdurchführung

Von den mit gekennzeichneten Aufgaben brauchen Sie nur eine Teilmenge zu bearbeiten. Welche von Ihnen zu bearbeiten sind, wird Ihnen der Assistent während Ihrer Versuchsdurchführung mitteilen.

5.1 TEIL I: Analyse von Ereignissen am Bildschirm

Im ersten Teil des Praktikumsversuchs sollen Sie sich mit den unterschiedlichen Ereignistypen **und** mit den Signaturen der verschiedenen Elementarteilchen im Detektor auseinandersetzen. Sie sollten am Ende dieser Studien in der Lage sein, die Zerfälle des Z^0 in e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ und Hadronen **zu** erkennen und mögliche Untergrundereignisse als solche zu identifizieren.

Sie benutzen zu diesem Zweck die graphische Darstellungen der Ereignisse mit dem Programm GROPE. Dieses zeichnet die gemessenen Koordinaten in das Bild des Detektors. Die **Zuordnung** der Subdetektoren sollten Sie in der Vorbereitung gelernt haben. Verschiedene Kenngrößen **des** Ereignisses wie die Energie der geladenen Spuren (Ctrk(Sump)), die Anzahl der geladenen Spuren (Ctrk(N)), die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter (Ecal(SumE)) und die Energie im hadronischen Kalorimeter (Hcal(SumE)), stehen zur Verfügung, mit denen Sie eine grobe **Klassifizierung** der Ereignisse vornehmen können.

Nachdem der Assistent Sie in das Programm GROPE eingewiesen hat, sollten Sie sich **selbst damit** vertraut machen.

Es stehen verschiedene Datensätze mit selektierten Ereignissen zur Verfügung. Analysieren Sie **die** Datensätze (reine Lern-Datensätze in Tab. 5.1) und machen Sie sich vor allem mit den **charakteristischen** Eigenschaften vertraut. Die einzelnen Datensätze enthalten tatsächlich nur solche **Ereignisse**, die durch den entsprechenden Namen nahegelegt werden. Versuchen Sie sich also **nicht** in **exotischen** Erklärungen. Es sei allerdings ausdrücklich angemerkt, daß diese selektierten Ereignisse **keinen** repräsentativen Querschnitt darstellen. Denken Sie im Hinblick auf die anschließenden **Studien**

Lern-Datensätze	
Rein	Gemischt
ELECTRONS	TEST1
MUONS	TEST2
TAUS	TEST3
HADRONS	TEST4

Tabelle 5.1: Datensätze für GROPE

mit großen Datenmengen daran, daß Sie zur Trennung der unterschiedlichen Zerfallsmoden Schnitte anbringen müssen, die immer einen Kompromiß zwischen **Effizienz** und **Reinheit** darstellen. Als **Kenngrößen** benutzen Sie zunächst die oben genannten Parameter.

Fertigen Sie eine Tabelle an, in welche Sie die Werte der obigen Kenngrößen für die vier Ereignisklassen eintragen und erstellen Sie anschließend daraus Histogramme. Überlegen Sie sich anhand dieser Darstellung, welche Schnitte am besten zur Trennung der einzelnen Zerfallsmoden geeignet erscheinen.

RUN	EVENT	Ctrk(Sump)	Ctrk(N)	Ecal(SumE)	Heal(SumE)	Kommentar

Bestimmen Sie aus den Werten für die Kenngrößen (Ctrk(N), Ctrk(Sump), Ecal(SumE), Heal(SumE)) geeignete Schnitte, um die verschiedenen Ereignistypen möglichst gut zu trennen. Richten Sie Ihr Augenmerk besonders auf myonische Endzustände.

Sie sollen in den Datensätzen, in denen die Ereignistypen gemischt sind (gemischte Lern-Datensätze in Tab. 5.1), versuchen, Ereignisse bestimmten physikalischen Prozessen zuordnen. Beachten Sie dabei, daß nicht alle Ereignisse Zerfaelle des Z^0 zurückzuführen sind. So kann z. B. der Detektor einfach auch einmal SSchrott" gemessen haben oder die Teilchenstrahlen mit Restgas im Strahlrohr kollidiert sein (Beam-Gas Ereignisse). Begründen Sie Ihre Entscheidung, wenn Sie ein Ereigniss als Z^0 -Zerfall klassifizieren und schreiben Sie sich die Run- und Eventnummer mit auf. Einige besonders schöne oder skurie Ereignisse sollten Sie sich auch ausdrucken.

Vor Versuchsbeginn (TEIL II) zu bearbeiten:

- Berechnen Sie die Zerfallsbreiten für die verschiedenen Fermionpaare und vergleichen Sie diese mit den in Tab. 2.1 angegebenen Werten.
- Berechnen Sie die folgenden Größen:

- Gesamtbreite
- Hadronische Breite
- 'geladene' leptonische Breite
- 'neutrale' leptonische Breite (unsichtbare Breite)
- Partielle Wirkungsquerschnitte am Resonanzmaximum

- Um wieviel % würde sich die Breite der Z^0 -Resonanz jeweils ändern, wenn der Zerfall in ein weiteres leichtes Fermionpaar möglich wäre (u, d, e, ν)?
- Zeichnen Sie die erwarteten Formen der Winkelverteilungen für die Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ auf (s. Seite 31). Trennen Sie im Falle von $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ die einzelnen Beiträge voneinander.
- Berechnen Sie die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei $\sqrt{s} = 91.225 \text{ GeV}$, 89.225 GeV und 93.225 GeV mit den folgenden Werten für $\sin^2\theta_W$: 0.21, 0.23 und 0.25 (s. Seite 32).

5.2 TEIL II: Statistische Auswertung von Z^0 -Zerfällen

Sie werden jetzt große Datenmengen analysieren, um quantitative Ergebnisse zu erzielen. Damit sollen Sie Präzisionsmessungen der Zerfallsbreiten des Z^0 , der Anzahl leichter Neutrino generationen und des Weinbergwinkels durchführen. Zu diesem Zweck ist GROPE nicht mehr geeignet. Stattdessen werden geeignete Kenngrößen der Ereignisse zu einem **n-tuple** zusammengefaßt, das dann mit Hilfe des Programms **PAW** recht einfach zu analysieren ist. Die ausgewählten Ereignisparameter der n-tuples, von denen Sie bereits einige kennengelernt haben, sind in Tab. 5.2 aufgeführt. Machen Sie sich deren Bedeutung klar. Sie sollen nun Ihre groben Schnittkriterien nicht nur auf ihre Tauglichkeit hin überprüfen, sondern sie auch unter Verwendung der gesamten Information der n-tuples verfeinern.

Es stehen Ihnen jeweils mehrere n-tuples zweier verschiedener Kategorien für die Analyse zur Verfügung:

- **OPAL Daten** Ein n-tuple aus Ereignissen, die von OPAL bei Energien nahe dem Resonanzmaximum aufgenommen wurden.
- **Monte Carlo** Vier n-tuples, die aus der Simulation der verschiedenen elementaren Prozesse gewonnen wurden. Diesen Simulationen liegt sowohl ein Modell des Erzeugungsprozesses (Generator) zugrunde, als auch ein Modell des Detektors, um die elektronischen Signale der einzelnen Detektorkomponenten beim Durchgang der Teilchen zu modellieren. Wozu benötigen Sie simulierte Ereignisse? Welche Informationen kann man aus ihnen extrahieren? Welchen Einfluß auf Ihre Resultate erwarten Sie, wenn das zu Grunde liegende Modell die Wirklichkeit nur näherungsweise beschreibt?

Übersicht über die Variablen	
RUN	Run Number
EVENT	Event Number
NCHARGED	Anzahl geladener Spuren
PCHARED	Energiesumme aller geladenen Spuren
E_ECAL	Energie im elektromagnetischen Kalorimeter
E_HCAL	Energie im hadronischen Kalorimeter
E_LEP	LEP-Strahlenergie (halbe Schwerpunktsenergie)
COS_THRU	cos(Polarwinkel) des positiven Myons bzgl. der Positronstrahlrichtung, Thrustachse bei hadronischen Ereignissen

Tabelle 5.2: Übersicht über die wichtigsten Variablen im n-tuple

Monte Carlo n-tuples	Energie	$\mathcal{L}dt$ [nb $^{-1}$]
electrons	91.25	
muons	91.25	
taus	91.16	
hadrons	91.31	
OPAL Daten n-tuple	Energie	$\mathcal{L}dt$ [nb $^{-1}$]
daten	88.47	568 \pm 5
	89.46	652 \pm 7
	90.22	486.5 \pm 5
	91.22	3617 \pm 4
	91.97	402 \pm 4
	92.96	549 \pm 5
	93.71	526 \pm 5

Tabelle 5.3: n-tuples für Monte Carlo und OPAL Daten.

Der Assistent wird Sie anhand einiger praktischer Beispiele mit PAW vertraut machen. *Don't panic*. Hier nur kurz das Prinzip: In Tab. 5.4 ist ein n-tuple aufgelistet (Welchen Kategorien würden Sie diese Ereignisse zuordnen?). Mit dem PAW-Befehl

```
N/PLOT daten.pcharged ncharged>2.
```

können Sie ein Histogramm der Größe PCHARGED erzeugen, das alle Ereignisse mit mehr als zwei Spuren umfasst (NCHARGED>2.). Es bleiben also fünf von den neun Ereignissen übrig. **daten** ist eine mnemonische Variable, mit der Sie einen bestimmten Datensatz auswählen (siehe Tab. 5.3). Nun können Sie auch Schnitte definieren. Mit

```
N/CUTS $1 ncharged>2..and.e_ecal>20.
```

wird ein Schnittkriterium 1 definiert, das Sie nachfolgend referenzieren können. So ist etwa

```
N/PLOT muons.e_hcal $1.and.pcharged>70.
```

identisch mit

```
N/PLOT muons.e_hcal ncharged>2..and.e_ecal>20..and.pcharged>70.
```

Sie können auch zweidimensionale scatter plots erzeugen. Wollen Sie beispielsweise wissen, wie PCHARGED und NCHARGED korreliert sind, so versuchen Sie es einmal hiermit:

```
N/PLOT hadrons.pcharged%encharged $1.and.pcharged<120. 2500
```

In diesem Beispiel wurde ein zusätzlicher Parameter mit dem Wert 2500 angegeben, der die Anzahl der zu prozessierenden Ereignisse auswählt. Unterbleibt diese Angabe, so werden alle Ereignisse des n-tuples verwendet (manchmal recht zeitaufwendig).

Machen Sie sich zuerst mit PAW vertraut, indem Sie sich Histogramme typischer Größen erstellen und diese für verschiedene Ereignistypen vergleichen. Legen Sie sich einen Plan für Ihr weiteres Vorgehen zurecht. Wie können Sie Ihre Schnittkriterien optimieren? Welche Informationen bzw. Verteilungen müssen Sie aus den Daten extrahieren, um die nachfolgenden Aufgaben lösen zu können?

Wie messen Sie insbesondere die Forward-Backward Asymmetry (AFB) der Myonen?

Überlegen Sie sich wie Sie für den Elektron-Kanal den s-Kanal und den t-Kanal voneinander trennen können. Warum ist das unbedingt notwendig? Vergleichen Sie ferner die Winkelverteilungen aller Kanäle für Daten und Monte Carlo Daten miteinander. Was bedeutet das Ergebnis dieses Vergleichs für den Tau-Kanal?

Wie müssen Sie nun Ihre Schnitte für den Elektron-Kanal und den Tau-Kanal abändern? Was für Folgen hat diese Abänderung für den weiteren Verlauf der Analyse dieser beiden und der anderen Kanäle?

Erzeugen Sie dann für jedes in Tab. 5.3 aufgeführte n-tuple Plots, denen Sie die zur Auswertung notwendigen Informationen entnehmen können. Mit **prlaser** wird der Plot auf dem Drucker ausgegeben. Sonst ist das Bild nur auf dem Bildschirm zu bewundern.

Bestimmen Sie sorgfältig die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Untergrundanteile der einzelnen Kanäle. Benutzen Sie hierzu simulierte Ereignisse aus folgenden Ereignisgruppen: e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ und Hadronen (Monte Carlo n-tuples in Tab. 5.3). Stellen Sie Ihre Resultate in Matrixform dar und überlegen Sie sich genau wie Sie Ihre gemessenen Raten korrigieren müssen. Wie sind dabei die statistischen Fehler zu behandeln?

Bestimmen Sie bei jeder der sieben Energien die Anzahl der Ereignisse im hadronischen und den leptonischen Kanälen. Subtrahieren Sie den Untergrund und korrigieren Sie auf die Effizienz. Berechnen Sie dann die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die hadronischen und leptonischen Ereignisse und bringen Sie unter Zuhilfenahme von Tab. 5.5 die Strahlungskorrekturen an. Beachten Sie, daß ein Meßergebnis ohne Angabe der Unsicherheit (Fehler) wertlos ist.

Entry	E_ECAL	E_IICAL	NCHARGED	PCHARGED
1	31.75	8.93	6	11.21
2	43.34	9.87	30	58.84
3	5.12	1.18	4	1.41
4	20.60	29.51	17	82.93
5	27.43	58.44	13	40.55
6	2.79	0.00	2	2.80
7	1.61	9.09	2	85.67
8	90.32	0.00	2	81.79
9	13.58	6.81	2	15.57

Tabelle 5.4: Beispiel für ein n-tuple

Schwerpunktsenergie [GeV]	Korrekturwerte[nb]	
	hadronische	leptonische
88.47	+2.0	+0.09
89.46	+4.3	+0.20
90.22	+7.7	+0.36
91.22	+10.8	+0.52
91.97	+4.7	+0.22
92.96	-0.2	-0.01
93.71	-1.6	-0.08

Tabelle 5.5: Zusammenstellung der Strahlungskorrekturwerte

Bestimmen Sie die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für die myonischen Endzustände für die **OPAL** Daten und die Monte Carlo Daten und schätzen Sie $\sin^2\theta_W$ ab. Zeichnen Sie die zuvor bestimmten Resultate des Vergleichs der Winkelverteilungen für alle Kanäle mit den OPAL Daten und den Monte Carlo Daten in die im ersten Teil erstellten Verteilungen ein und diskutieren Sie die Ergebnisse.

Überprüfen Sie die Lepton-Universalität anhand der totalen Wirkungsquerschnitte am Peak für $Z \rightarrow e^+e^-$, $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse. Was müssen Sie bei der Interpretation der Ergebnisse beachten?

Wie groß ist das Verhältnis des totalen Wirkungsquerschnittes am Peak des hadronischen Kanals zu den leptonischen Kanälen? Vergleichen Sie das Ergebnis mit den erwarteten Verhältnissen der **branching ratios** (BR) und diskutieren Sie gegebenenfalls die Unterschiede.

Bestimmen Sie aus Ihren gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten mit Hilfe des Fitprogramms die Masse des Z^0 , die Breite Γ_{Z^0} und die Peak-Wirkungsquerschnitte der Resonanz für hadronische und leptonische Ereignisse durch χ^2 -Anpassungen einer Breit-Wigner Verteilung an die Meßpunkte.

Vergleichen Sie Ihre Ergebnissen mit den Ergebnissen der LEP-Experimente und den theoretischen Erwartungen. Wieviele Freiheitsgrade hat Ihre Anpassung? Woran erkennen Sie, ob das Modell mit Ihren Daten verträglich ist? Geben Sie einen Confidence Level an.

Bestimmen Sie die Partialbreiten für alle Kanäle aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten am Peak. Überlegen Sie sich mit welcher Partialbreite Sie am besten beginnen. Vergleichen Sie Ihre gemessenen Ergebnisse unten Berücksichtigung der korrekten Fehler mit den theoretischen und den von Ihnen berechneten Werten.

Bestimmen Sie aus Ihren Ergebnissen die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen. Welche gemessenen Werte benutzen Sie dafür am besten und welche Annahmen müssen Sie für die Bestimmung machen?

Diskutieren Sie ausführlich welche stillschweigenden Annahmen Ihrer Analyse zugrunde liegen und betrachten Sie Ihre Ergebnisse mißtrauisch und in Rücksicht auf systematische Fehler. Geben Sie eine Liste der möglichen systematischen Fehler an.

Anhang A

Konstanten, Einheiten und Kinematik

Konstanten

c	$= 2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit
e	$= 1.60217733 \cdot 10^{-19} \text{ C}$	Elementarladung
h	$= h/2\pi = 6.582122 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot s$	Planck'sches Wirkungsquantum / 2π
hc	$= 1.973 \cdot 10^{-11} \text{ MeV} \cdot \text{fm} =$	$0.1973 \text{ GeV} \cdot \text{fm}$
α	$= e^2/4\pi\epsilon_0hc = 1/137.035989$	Feinstrukturkonstante
m_e	$= 0.510999 \text{ MeV}/c^2$	Elektronmasse
m_p	$= 938.27231 \cdot \text{MeV}/c^2$	Protonmasse
ϵ_0	$= 8.8541878 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$	Elektrische Feldkonstante
G_F	$= 1.1663 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	Fermi-Kopplungskonstante

Einheiten

Länge: $1 \text{ Fermi} = 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$
 Wirkungsquerschnitt: $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 10^9 \text{ nb}$

In der Teilchenphysik wählt man Einheiten, in denen $\hbar = c = 1$ gesetzt werden. Für explizite Rechnungen müssen jedoch die richtigen Werte für \hbar und c eingesetzt werden.

Energie: $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 10^{-3} \text{ GeV} = 1.6022 \cdot 10^{-13} \text{ J}$

Da $c = 1$, werden auch Masse und Impuls in MeV angegeben, wobei zur Vermeidung von Verwechslungen häufig für den Impuls MeV/c und (seltener) für Masse MeV/c^2 benutzt werden.

Mandelstam-Variable

Häufig werden zur Beschreibung der Kinematik relativistische Impuls-Energie Vierervektoren, $\mathbf{p} = (\vec{p}, E)$, benutzt. Das innere Produkt von Vierervektoren ist invariant gegenüber Lorentztransformationen:

$$\mathbf{r} \cdot \mathbf{q} = \mathbf{r}' \cdot \mathbf{q}' \quad (\text{A.1})$$

Konstanten, Einheiten

Kinematik

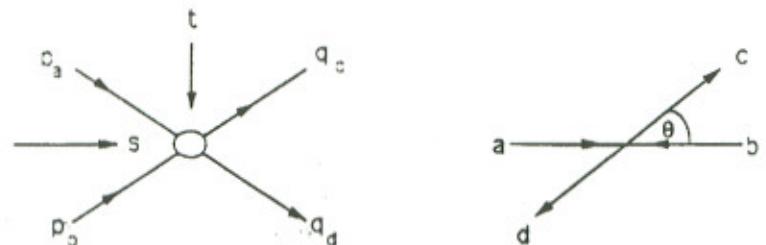


Abbildung A.1: Definition der Mandelstam-Variablen s und t

Insbesondere gilt:

$$p^2 = \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m_0^2 c^4 \quad (\text{A.2})$$

oder mit $c = 1$

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m_0^2 \quad (\text{A.3})$$

(Abb. A.1) Für einen Zweiteilchenprozeß $a + b \rightarrow c + d$ z.B.

$$e^+ (p_a) + e^- (p_b) \rightarrow \bar{f} (q_c) + f (q_d)$$

läßt sich die Kinematik im Anfangs- und Endzustand mit relativistischen Vierervektoren wie folgt beschreiben.

Die Gesamtschwerpunktsenergie berechnet sich aus:

$$s = (p_a + p_b)^2 = (q_c + q_d)^2$$

Dies ist im Schwerpunktssystem leicht zu zeigen, da hier $p_a = -p_b$ ist. Man erhält mit $E_b =$ Strahlenenergie:

$$s = (p_a + p_b)^2 = 4E_b^2 = E_{CMS}^2$$

Außer der Energie benötigt man zur Beschreibung der Kinematik den Streuwinkel Θ_{CMS} im Schwerpunktssystem, wobei Θ_{CMS} der Winkel zwischen p_a und q_c ist.

Dieser kann berechnet werden aus:

$$t = (q_c - p_a)^2 = -2E_b^2(1 - \cos \Theta_{CMS}) < 0$$

s und t nennt man Mandelstam-Variable.

Anhang B

Der Photon-Austausch Prozeß

Als Beispiel für die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes unter Benutzung der Rechenregeln für Feynman-Diagramme wird der QED Prozeß (Abb. B.1)

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f} \quad f \neq e$$

diskutiert.

Der erste Schritt ist die Erzeugung eines virtuellen Photons γ^* , wenn e^+ und e^- die gleiche Energie E und entgegengesetzten Impuls (wie z.B. bei LEP) haben, hat das Photon die Energie $2E$ und den Impuls 0. Dieses Photon ist virtuell und zeitartig. Es kann daher nur solange existieren, wie es durch die Unschärferelation erlaubt ist, und muß in ein Fermion-Antifermionpaar übergehen.

Für die Übergangsamplitude in einen bestimmten Endzustand $f\bar{f}$ ergibt sich:

$$\begin{array}{ccc} ee\gamma^* \text{ Vertex} & \gamma^*\text{-Propagator} & \gamma^* ff \text{ Vertex} \\ Q_e \cdot \sqrt{\alpha} & 1/\sqrt{s} & Q_f \cdot \sqrt{\alpha} \end{array}$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie und Q_f die Ladung von f in Einheiten der Elementarladung ist.

Mit $Q_e = -1$ ist die gesamte Amplitude also proportional zu

$$-\frac{Q_f \alpha}{\sqrt{s}} \quad (B.1)$$

Mit dem noch fehlenden Normierungsfaktor

$$\frac{4\pi}{3} \cdot (hc)^2 \quad hc = 0.1973 \text{ GeV} \cdot fm$$

und dem Farbfaktor

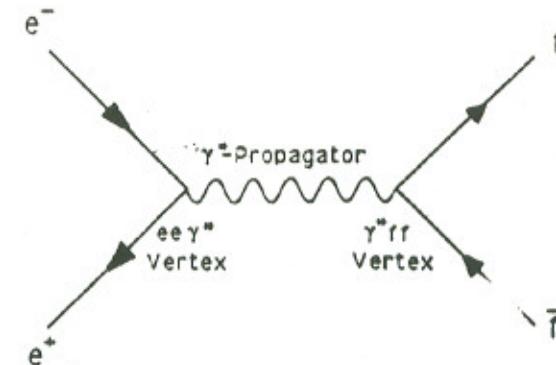


Abbildung B.1: Schematische Darstellung des QED Prozesses $e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f}$

$$N_e^f = 1 \text{ für Leptonen und } = 3 \text{ für Quarks}$$

erhält man folgenden Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow f\bar{f}) = \frac{4\pi}{3} \cdot (hc)^2 \cdot \frac{\alpha^2}{s} \cdot Q_f^2 \cdot N_e^f \quad (B.2)$$

bzw. für bestimmte Endzustände, wobei $\hbar = c = 1$ gesetzt wurde,

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \quad (Q_f = -1, \quad N_e^f = 1) \quad (B.3)$$

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow u\bar{u}) = \frac{16\pi}{9} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \quad (Q_f = +2/3, \quad N_e^f = 3) \quad (B.4)$$

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow d\bar{d}) = \frac{4\pi}{9} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \quad (Q_f = -1/3, \quad N_e^f = 3) \quad (B.5)$$

Als Verhältnis des gesamten hadronischen Wirkungsquerschnittes zum $\mu^+ \mu^-$ Wirkungsquerschnitt erhält man

$$R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen})}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 3 \sum_q Q_q^2 \quad (B.6)$$

d.h. für fünf Quark Flavours ergibt sich somit ein Wert von

$$R = \frac{11}{3}$$

Dieses Energieverhalten in Analogie zum harmonischen Oszillator rechtfertigt die Bezeichnung **Resonanz** für instabile Teilchen mit definierter invariante Masse M , Breite Γ und Lebensdauer τ .

Schon in der nichtrelativistischen Quantenmechanik ist die Energieverteilung eines instabilen Zustandes eine Breit-Wigner Verteilung obiger Form. Dies kann man direkt einsehen mit folgender Überlegung:

Für instabile Teilchen gilt das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (C.6)$$

Die Wellenfunktion eines Teilchens in Ruhe ist gegeben als

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-iEt/\hbar} \quad |\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \quad (C.7)$$

Anhang C

Die Breit-Wigner Form

Für den gedämpften harmonischen Oszillator mit der Differentialgleichung

$$m\ddot{x} - \beta\dot{x} + Kx = 0 \quad (C.1)$$

erhält man mit der treibenden Kraft

$$F_0 e^{i\omega t}$$

und dem Ansatz

$$x = a e^{i(\omega t - \phi)} \quad (C.2)$$

folgenden Zusammenhang

$$\left(\frac{a}{F_0}\right)^2 = \frac{1}{m^2} \frac{1}{[(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)]^2 + \frac{\beta^2 \omega^2}{m^2}} \quad (C.3)$$

und für $\omega \sim \omega_0$

$$\left(\frac{a}{F_0}\right)^2 \sim \frac{1}{4\omega_0^2 m^2} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \beta^2/4m^2} \quad (C.4)$$

mit

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{m} - \frac{\beta^2}{4m^2}} \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}}$$

Setzt man $E = \hbar\omega$ und $E_0 = \hbar\omega_0$ so erhält man die quantenmechanische Entsprechung

$$\sim \frac{1}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (C.5)$$

mit $\Gamma = \frac{\hbar\beta}{m}$ = Breite der Resonanz. Die Breite einer Resonanz ist von der Anzahl der möglichen Zerfallskanäle abhängig.

Diese Energieabhängigkeit nennt man Breit-Wigner-Kurve. Die Breite der Resonanz hängt über die Heisenberg'sche Unschärferelation mit der Lebensdauer zusammen.

$$\Gamma \cdot \tau = \hbar$$

$$E = E_0 - \frac{1}{2}i\Gamma \quad \text{mit} \quad \Gamma = \lambda\hbar \quad (C.8)$$

Die Zeitabhängigkeit der Wellenfunktion eines instabilen Teilchens ist damit gegeben zu:

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-iE_0 t/\hbar} e^{-\Gamma t/2\hbar} \quad (C.9)$$

Energie ist eine meßbare Größe, ist da eine imaginäre Komponente sinnvoll? Um herauszufinden, betrachte man die Fouriertransformation $\phi(\omega)$ der Wellenfunktion:

$$\phi(\omega) = (2\pi)^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \psi(t) e^{i\omega t} \quad (C.10)$$

$$= \frac{\psi(0)}{\sqrt{2\pi}} \frac{i\hbar}{(\hbar\omega - E_0) + i\Gamma/2} \quad (C.11)$$

Da $E = \hbar\omega$ ist, erhält man durch Quadrieren und Normierung auf 1 die oben angegebene Breit-Wigner-Form.

$$P(E) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (C.12)$$

d.h. der Imaginärteil in der Energie führt zum Zerfall und bewirkt eine Verbreiterung des Zustandes. Die Breite des Zustandes aufgrund des Zerfalls heißt natürliche Linienbreite. Γ ergibt sich als die Breite beim halben Maximum.

Anhang D

Die q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten

In der Quantenfeldtheorie ist ein Elektron nicht nur ein 'nacktes' Elektron, sondern ist von einer Wolke von virtuellen Teilchen (Photonen und Elektron-Positron-Paare) umgeben (Vakuumpolarisation), die es ständig emittiert und wieder absorbiert.

Diese schirmen die negative Ladung des nackten Elektrons ab: in unmittelbarer Näherung der nackten Ladung werden die Elektron-Positron-Paare polarisiert, d.h. die virtuellen Positronen werden angezogen und die virtuellen Elektronen abgestoßen. Die nackte Ladung wird dadurch zum Teil kompensiert und in größerer Entfernung mit man nur noch die Differenz zwischen der nackten Ladung und der Gesamtladung der virtuellen Positronen. Die Messung der Testladung hängt also vom Abstand ab. Wenn man sich dem Elektron nähert, durchdringt man die Positronenwolke, die die Elektronenladung abschirmt (Abb. D.1).

Dieser Effekt wird als Ladungsabschirmung (screening) bezeichnet.

In der QED läßt sich dieser Effekt sehr genau berechnen. Die Masse und die Ladung des nackten punktförmigen Elektrons sind durch die Theorie nicht eindeutig festgelegt. Nur die Masse und Ladung des Elektrons und der virtuellen Teilchen gemeinsam lassen sich messen, z.B. durch die Streuung eines Elektrons an einem Elektron, und müssen in allen Stadien der Rechnung endliche Werte haben.

Die Berechnung im Rahmen der QED führt zu folgender Form:

$$\alpha_{eff}(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0 B(q^2)} \quad (D.1)$$

mit q^2 = Impulsübertrag zum Quadrat auf das virtuelle (raumartige) Photon und $\alpha_0 = \frac{e^2}{4}$ Kopplung der nackten Elektron-Ladung.

Die explizite Form von $B(q^2)$ enthält Divergenzen, die man mit einer Prozedur behandelt, die man Renormierung nennt. Dazu definiert man eine experimentelle elektrische Kopplung α durch das Verhalten des elektrischen Potentials bei großen Distanzen (Thompson Limit):

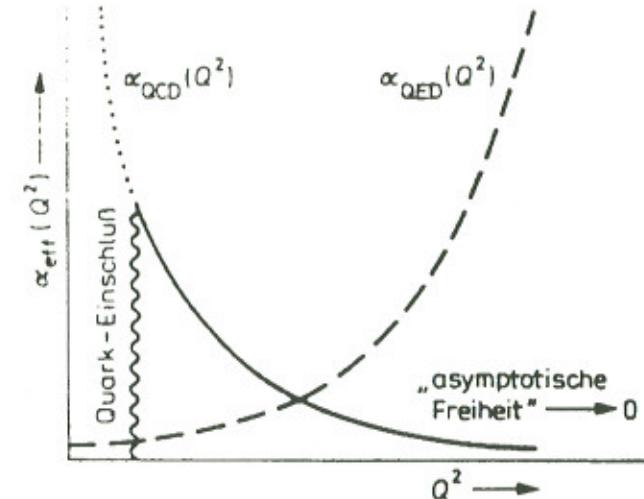


Abbildung D.1: Die q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten

$$\alpha = \alpha_{eff}(q^2 = 0) \cong 1/137 \quad (D.2)$$

Damit erhält man:

$$\alpha_{QED}(q^2) = \alpha_{eff}(q^2) = \frac{\alpha}{1 - (\alpha/3\pi)\log(q^2/m_e^2)} \quad (D.3)$$

Die Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) ist wie die QED eine Fichttheorie. Die Quanten der Farbfelder heißen Gluonen. Es gibt acht Gluonen, die alle die Masse Null und den Spin = 1 haben. Sie sind wie das Photon masselose, elektrisch neutrale Vektor-Bosonen, aber jedes von ihnen trägt eine Farbe und eine Antifarbe. Deshalb können sie, im Gegensatz zu Photonen, die keine elektrische Ladung tragen, miteinander wechselwirken. Solche Theorien, in denen die Feldquanten miteinander wechselwirken können, nennt man nicht-Abel'sche Theorien.

Dieselbe Überlegung wie für die elektrische Ladung in der QED kann man auch für die Farbladung in der QCD anstellen: Wie das Elektron ist auch ein Quark von einer Wolke virtueller Teilchen umgeben, und zwar von Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren. Die Farbladung eines Quarks (z.B. rot) wird durch die Farbladungen der Quark-Antiquark-Paare in der Wolke teilweise kompensiert. Anders als die elektrisch neutralen virtuellen Photonen in der Umgebung eines Elektrons haben die virtuellen Gluonen in der Umgebung eines Quarks ihre eigenen Farbladungen und können daher in Paare von Gluonen übergehen (Selbstkopplung).

Als Folge dieser zusätzlichen Beiträge wird im Falle der QCD die Farbladung des Quarks nicht abgeschirmt, sondern erhöht (Antiabschirmung). Ein entferntes Gluon oder Quark spät die Farbladung des zentralen Quarks und der virtuellen Gluonen und Quark-Antiquark-Paare. Nert es sich soweit, d es die Wolke der virtuellen Teilchen durchdringt, so steht es nur noch unter dem Einfluß der nackten Quarks.

Die Berechnung der Kopplungskonstanten in der QCD ist sehr schwierig: Bisher sind nur die Diagramme der ersten Ordnungen berechnet worden. Deshalb wird hier nur die z.Zt. in den Analysen benutzte effektive Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung angegeben:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\log(q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{D.4})$$

dabei ist Λ eine von der Theorie eingeführte Massenskala.

Wie man aus der Gleichung sieht, wird, im Gegensatz zu dem Verhalten der Kopplungskonstanten der QED, für $2n_f < 33$ d.h. sofern es weniger als siebzehn verschiedene Quark-Typen gibt (bisher sind nur fn nachgewiesen ein sechstes wird vermutet), α_s also bei größerer Annerung (hohem q^2) immer kleiner (**Asymptotische Freiheit**) und die Wechselwirkung kann mit Hilfe der Störungstheorie berechnet werden. Bei kleinen q^2 (großen Distanzen) wird $\alpha_s(q^2)$ so groß, d es die Quarks innerhalb der Hadronen eingesperrt (**Confinement**) und nicht als freie Teilchen beobachtbar sind.

Anhang E

Particle Data Book

Wenn ich mir die Namen aller Elementarteilchen merken könnte, wäre ich Botaniker geworden.
(Enrico Fermi)

Die moderne Hochenergiephysik kennt hunderte von „Elementarteilchen“ mit vielen Zerfallskanälen, so d sich eine kaum noch zu überschauende Flut von Daten ergibt. Ähnlich den großen Tabellenwerken, wie Sie sie vielleicht aus der Mathematik oder der Atomphysik her kennen, sind diese für die Elementarteilchen im sogenannten Particle Data Book zusammengestellt [16]. Dieses Particle Data Book ist sozusagen die Bibel der Elementarteilchenphysiker, die alle zwei Jahre auf den neuesten Stand gebracht wird.

Für jedes gemessene Teilchen gibt es hier einen Eintrag. Angegeben sind alle bekannten Quantenzahlen des Teilchens sowie Masse, Ladung, Zerfallsbreite und so weiter. Neben diesen allgemeinen Eigenschaften sind dann die einzelnen vermessenen Zerfallskanälen des Teilchens angegeben und zwar jeweils der prozentuale Anteil.

Nachfolgend sind einfach einige Seiten aus der 1994er Ausgabe wiedergegeben. Die erste Seite (68) gibt die Eigenschaften der bisher bekannten Eichbosonen wieder. Vergleichen Sie doch einfach mal die relative Genauigkeit, mit der die Parameter des Z-Bosons und die der W-Bosonen gemessen wurden. Die Präzision ist beeindruckend oder?

Die Eigenschaften der Leptonen zeigen die beiden nächsten Seiten. Auf Seite 69 finden Sie neben den oberen Grenzen für die Neutrinomassen auch die allgemeinen Eigenschaften der drei Leptonen. Fall Sie sich für die Anzahl der leichten Neutrinos interessieren sollten, so finden Sie rechts oben auf Seite 70 die notwendigen Informationen. Sollte es Sie interessieren, wie man eine unsichtbare Zerfallsbreite des Z-Bosons mit, so fragen Sie, obwohl das in der Anleitung irgendwo erklärt ist, ruhig Ihren Assistenten.

Über Quarks gibt es nicht so viel zu sagen und daher ist die Tabelle auf Seite E auch dementsprechend kurz, wenn da die Querverweise und das top-Quark nicht wären. Beachten Sie die vorsichtige Formulierung bzgl. der Interpretation des CDF Ergebnisses.

Was nun noch fehlt, sind Mesonen und Baryonen und da wird die ganze Geschichte länglich. Um einfach ein Beispiel zu geben, sind die leichtesten Mesonen angegeben Anhang 72.

Schnern Sie einfach ein wenig in den nächsten Seiten und löchern Sie dann Ihren Assistenten.

1191

Gauge & Higgs Boson Summary Table

SUMMARY TABLES OF PARTICLE PROPERTIES

July 1994

Particle Data Group

M. Aguilar-Benitez, R.M. Bennett, C. Casas, G. Cerdito, R.L. Crawford, S. Eidelman, C. Goetz, D.E. Groom, A. Gurrola, K.G. Hayes, J.J. Hernandez, K. Hizuka, G. Holley, S. Kamalata, D.M. Maloney, A. Manohar, L. Montanet, R.J. Morrison, H. Muhyyaddin, K. Olive, F.C. Porter, M. Ross, B.H. Schindler, R.E. Shrock, J. Stone, N.A. Tolkamp, T.G. Triggs, C.G. Wohl, and R.L. Workman
Technical Associates: B. Armstrong, K. Gieseckmann, P. Lintense, G.S. Wiegman

(Approximate closing date for data: January 1, 1994)

GAUGE AND HIGGS BOSONS

 $\langle J^P \rangle = 0(1^-)$

Mass $m = 3 \times 10^{-27}$ eV
Charge $q = 2 \times 10^{-32}$ e
Mean life $\tau = \text{Stable}$

 $\langle J^P \rangle = 0(1^-)$

Mass $m = 0$ [4]
SU(3) color octet

 $J = 1$

Charge $= \pm 1$ e
Mass $m = 80.22 \pm 0.26$ GeV
 $m_\tau = m_W = 80.96 \pm 0.26$ GeV
 $m_{W'} = m_{W'} = -0.2 \pm 0.6$ GeV
Full width $\Gamma = 2.03 \pm 0.07$ GeV

 W^\pm modes are charge conjugates of the modes below.

W^\pm DECAY MODES	Fraction (Γ_j/Γ)	Confidence level (MeV/c)	μ
$e^\pm \nu_e$	$(10.3 \pm 0.4)\%$	40110	
$\mu^\pm \nu_\mu$	$(10.6 \pm 0.7)\%$	40110	
$\tau^\pm \nu_\tau$	$(10.3 \pm 1.0)\%$	40110	
$\ell^\pm \nu_\ell$	$[0] \quad (10.7 \pm 0.5)\%$	40110	
hadrons	$(67.8 \pm 3.5)\%$	—	
$\pi^\pm \gamma$	$< 5 \quad 10^{-4}$	95%	40110

 Z $J = 1$

Charge = 0
Mass $m = 91.187 \pm 0.007$ GeV [k]
Full width $\Gamma = 2.499 \pm 0.007$ GeV
 $\Gamma(e^+ e^-) = 83.84 \pm 0.27$ MeV [k]
 $\Gamma(\text{invisible}) = 498.2 \pm 4.2$ MeV [d]
 $\Gamma(\text{hadrons}) = 1780.7 \pm 5.9$ MeV
 $\Gamma(\mu^+ \mu^-), \Gamma(e^+ e^-) = 1.000 \pm 0.005$
 $\Gamma(\tau^+ \tau^-), \Gamma(\ell^+ \ell^-) = 0.998 \pm 0.005$ [e]
 $\delta_Y = -0.0377 \pm 0.0016$
 $\delta_A = -0.5003 \pm 0.0008$

Asymmetry parameters

$A_e = 0.161 \pm 0.012$ [f] ($S = 1.7$)
 $A_\mu = 0.141 \pm 0.021$ [f] ($S = 1.2$)

Charge asymmetry at Z pole

$A_{CP}^{(0)} = (1.59 \pm 0.10) \times 10^{-2}$
 $A_{CP}^{(0)} = (5.8 \pm 2.2) \times 10^{-2}$
 $A_{CP}^{(0)} = (10.7 \pm 1.3) \times 10^{-2}$

 Z DECAY MODES

	Fraction (Γ_j/Γ)	Confidence level (MeV/c)	μ
$e^+ e^-$	$(3.166 \pm 0.003)\%$	45660	
$\mu^+ \mu^-$	$(3.367 \pm 0.003)\%$	45660	
$\tau^+ \tau^-$	$(3.360 \pm 0.015)\%$	45660	
$\ell^+ \ell^-$	$[b] \quad (3.367 \pm 0.006)\%$	45660	
invisible	$(20.1 \pm 0.16)\%$	45660	
hadrons	$(69.9 \pm 0.15)\%$	—	
$\{u\bar{u} + c\bar{c}\}/2$	$(9.7 \pm 1.8)\%$	—	
$\{d\bar{d} + s\bar{s} + b\bar{b}\}/3$	$(16.8 \pm 1.2)\%$	—	
$c\bar{c}$	$(11.9 \pm 1.4)\%$	—	
$b\bar{b}$	$(19.5 \pm 0.21)\%$	—	
π^\pm	$< 5.5 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\eta \gamma$	$< 5.1 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\omega \gamma$	$< 6.5 \quad 10^{-4}$	95%	45660
$\eta' (958)^+$	$< 8.2 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\gamma \gamma$	$< 5.5 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\gamma \gamma \gamma$	$< 1.7 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\pi^\pm W^\mp$	$[g] \quad < 7 \quad 10^{-5}$	95%	10.309
$\rho^\pm W^\mp$	$[g] \quad < 7 \quad 10^{-5}$	95%	10.309
$R^0 X$	$(61.5 \pm 9.6)\%$	—	
$K^+ (892)^+ X$	$(51 \pm 5)\%$	—	
AX	$(20.9 \pm 0.6)\%$	—	
$\Xi^+ X$	$(1.42 \pm 0.14)\%$	—	
$\Sigma(1385)^+ X$	$(2.6 \pm 0.4)\%$	—	
$\Xi(1530)^0 X$	$(8.4 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	—	
$\Xi^0 X$	$(3.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	—	
$J/\psi (1S) X$	$(3.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	—	
$\chi_c(1P) X$	$(7.5 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	—	
$(D^0, D^0) X$	$(28 \pm 4) \times 10^{-3}$	—	
$D^+ X$	$(13.9 \pm 2.1) \times 10^{-3}$	—	
$D^*(2010)^\pm X$	$[g] \quad (12.5 \pm 3.3) \times 10^{-3}$	—	
$B^0 X$	9999	—	
anomalous $\gamma +$ hadrons	$[h] \quad < 32 \quad 10^{-3}$	95%	—
$e^+ e^-$	$[h] \quad < 5.2 \quad 10^{-4}$	95%	45660
$\rho^+ \rho^-$	$[h] \quad < 5.6 \quad 10^{-4}$	95%	45660
$\tau^+ \tau^-$	$[h] \quad < 7.3 \quad 10^{-4}$	95%	45660
$\ell^+ \ell^-$	$[i] \quad < 6.8 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$q\bar{q} \gamma$	$[i] \quad < 5.5 \quad 10^{-5}$	95%	—
$\tau^+ \tau^-$	$[i] \quad < 3.1 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$e^\pm \mu^\mp$	$[i] \quad < 6 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$e^\pm \tau^\mp$	$[i] \quad < 1.3 \quad 10^{-5}$	95%	45660
$\mu^\pm \tau^\mp$	$[i] \quad < 1.9 \quad 10^{-5}$	95%	45660

1193

Lepton & Quark Summary Table

 μ^\pm modes are charge conjugates of the modes below.

LEPTONS

Neutrinos

See the Full Listings for a note giving details of neutrinos, masses, mixing, and the status of experimental searches.

 ν_e $J = \frac{1}{2}$

Mass m : The formal upper limit, as obtained from the m^2 average (see the Full Listings), is 5.1 eV at the 95% CL. Caution is urged in interpreting this result, since the m^2 average is positive with only a 3.5% probability. If the weighted average m^2 were forced to zero, the limit would increase to 7.0 eV.

Mean life (mass), $\tau/m_{\nu_e} > 300$ s/eV, CL = 90%
Magnetic moment $\mu < 1.00 \times 10^{-9}$ μ_B , CL = 90%

 ν_μ $J = \frac{1}{2}$

Mass $m < 0.27$ MeV, CL = 90%
Mean life (mass), $\tau/m_{\nu_\mu} > 15.4 \times 10^{-3}$ eV, CL = 90%
Magnetic moment $\mu < 7.4 \times 10^{-10}$ μ_B , CL = 90%

 ν_τ $J = \frac{1}{2}$

Mass $m < 31$ MeV, CL = 95%
Magnetic moment $\mu < 5.4 \times 10^{-7}$ μ_B , CL = 90%

 ν_ℓ $J = \frac{1}{2}$

Mass $m = 0.5109996 \pm 0.00000015$ MeV [a]
= $(5.405/9903 \pm 0.00000013) \times 10^{-4}$ u
 $(m_{\nu_\ell} - m_{\nu_\mu})/m < 4 \times 10^{-8}$, CL = 90%
 $|\eta_{\nu_\ell} - \eta_{\nu_\mu}|/e < 4 \times 10^{-8}$
Magnetic moment $\mu = 1.00115652193 \pm 0.0000000030$ μ_B
 $(g_{\nu_\ell} - g_{\nu_\mu})/\sin\theta_W = (-0.5 \pm 2.1) \times 10^{-12}$
Electric dipole moment $d = (-0.3 \pm 0.1) \times 10^{-26}$ ecm
Mean life $\tau > 2.7 \times 10^{23}$ yr, CL = 65% [b]

 μ $J = \frac{1}{2}$

Mass $m = 105.651309 \pm 0.000014$ MeV [a]
= $0.113420193 \pm 0.00000017$ u
Mean life $\tau = (2.19703 \pm 0.00004) \times 10^{-8}$ s
 $\tau_{\mu^+ \mu^-} = 1.0002 \pm 0.0003$
 $c\tau = 60.654$ m
Magnetic moment $\mu = 1.001165923 \pm 0.000000008$ eb/2m_μ
 $(g_\mu - g_\mu)/\sin\theta_W = (-2.6 \pm 1.6) \times 10^{-8}$
Electric dipole moment $d = (3.7 \pm 3.4) \times 10^{-19}$ ecm

Decay parameters [c]

$\mu = 0.7510 \pm 0.0026$
 $\eta = -0.007 \pm 0.013$
 $\bar{z} = 0.749 \pm 0.004$
 $\zeta P_\mu = 1.003 \pm 0.003$ [d]
 $\zeta P_\mu \delta \mu = 0.99642$, CL = 90% [d]
 $\zeta' = 1.60 \pm 0.04$
 $\zeta'' = 0.7 \pm 0.4$
 $\alpha A = (0 \pm 4) \times 10^{-3}$
 $\alpha' A = (0 \pm 4) \times 10^{-3}$
 $\beta A = (4 \pm 6) \times 10^{-3}$
 $\beta' A = (2 \pm 6) \times 10^{-3}$
 $\bar{b} = 0.00 \pm 0.00$

Modes with one charged particle

	Fraction (Γ_j/Γ)	Confidence level (MeV/c)	μ
particle ≥ 0 neutrals ν_ℓ	$(93.19 \pm 0.24)\%$	S=1.5	—
(3 prong)			
$\mu^+ \nu_\mu \nu_\tau$	$(17.65 \pm 0.24)\%$	S=1.1	885
$\mu^- \nu_\mu \nu_\tau$	$(1.23 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	S=1.2	—
$(E_\nu > 37$ MeV)			
$\mu^+ \nu_\mu \nu_\tau$	$(18.01 \pm 0.18)\%$	S=1.1	889
$\mu^- \nu_\mu \nu_\tau$	$(19.93 \pm 0.36)\%$	S=1.3	—
$\bar{K}^+ \nu_\mu$	$(22.66 \pm 0.34)\%$	S=1.2	—
$\pi^+ \nu_\mu$	$(33.7 \pm 0.4)\%$	S=1.3	883
$K^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	$(1.18 \pm 0.29)\%$	S=1.2	—
$K^- \nu_\ell$	$(1.67 \pm 2.3) \times 10^{-3}$	S=1.3	829
$K^- \geq 2$ neutrals ν_ℓ	$(1.42 \pm 0.5)\%$	S=1.2	—
$\bar{K}^- \geq 3$ neutrals ν_ℓ	$(38.9 \pm 0.4)\%$	S=1.3	—
$\pi^+ \nu_\mu$	$(25.7 \pm 0.4)\%$	S=1.7	878
$\pi^- \nu_\mu$	$(25.2 \pm 0.4)\%$	S=1.7	—
$\bar{K}^+ \nu_\mu$	$(33.2 \pm 0.4)\%$	S=1.5	—
$K^- \bar{K}^0 \nu_\mu$	$(1.96 \pm 0.4)\%$	S=1.5	—
$K^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(1.484 \pm 0.26)\%$	S=1.7	—
$K^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(1.26 \pm 0.29)\%$	S=1.7	—
$K^- \bar{K}^0 \nu_\tau$	$(1.19 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	S=1.6	—

Modes with three charged particles

	Fraction (Γ_j/Γ)	Confidence level (MeV/c)	μ
$2b^- b^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	$(14.30 \pm 0.29)\%$	S=1.5	—
(3 prong)			
$b^- b^+ \nu_\ell$	$(1.842 \pm 0.31)\%$	S=1.3	—
$b^- b^+ \geq 1$ neutrals ν_ℓ	$(1.56 \pm 0.35)\%$	S=1.2	—
$b^- b^+ 2b^0 \nu_\ell$	$(1.49 \pm 0.5) \times 10^{-3}$	S=1.2	—
$\omega \pi^0 \nu_\ell$	$(1.16 \pm 0.5)\%$	S=1.0	708
$\pi^0 \omega \nu_\ell$	$(1.40 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	S=1.0	—
$K^- h^+ h^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	$< 6 \quad \times 10^{-3}$	CL=90%	—
$K^- h^+ h^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	$(1.22 \pm 1.3) \times 10^{-3}$	CL=90%	—
$K^- K^+ \pi^- \nu_\ell$	$(1.22 \pm 1.7) \times 10^{-3}$	S=1.1	885

Modes with five charged particles

	Fraction (Γ_j/Γ)	Confidence level (MeV/c)	μ
$3b^- 2b^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	$(1.25 \pm 0.29) \times 10^{-3}$	—	—
(5 prong)			
$3b^- 2b^+ \nu_\ell$	$(5.6 \pm 1.6) \times 10^{-4}$	—	—
$3b^- 2b^+ \bar{b}^0 \nu_\ell$	$(5.8 \pm 2.2) \times 10^{-4}$	—	—

Lepton & Quark Summary Table

Miscellaneous other allowed modes			
$4K^+ 3K^+$ 0 neutrals ν_ℓ	1.9	$\times 10^{-2}$	CL=95%
($\ell^+ \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$)			
$K^+ (99\%)$ 0 neutrals ν_ℓ	1.43 \pm 0.12%		
$K^+ (99\%)$ 0 neutrals ν_ℓ	1.43 \pm 0.06%	465	
$K^+ (99\%) K^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	1.82 \pm 0.1 \pm $\times 10^{-3}$		
$K^+ (99\%) \ell^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	1.88 \pm 0.1 \pm $\times 10^{-3}$		
$K^+ (99\%) \ell^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	1.80 \pm 0.05%		
$K^+ K^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	8	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$K^+ K^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	2.6	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$K^+ K^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	2.6	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$K^+ K^+ \geq 0$ neutrals ν_ℓ	1.2	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$K_2^+ (40\%) \nu_\ell$	3	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \nu_\ell$	1.3	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \nu_\ell$	2.1	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \nu_\ell$	1.10 \pm 0.08 \pm $\times 10^{-3}$	238	
$\eta \pi^+ \nu_\ell$	1.8 \pm 0.1 \pm $\times 10^{-3}$	236	
$\eta \pi^+ \nu_\ell$	1.2	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	3	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	5	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	1.1	$\times 10^{-3}$	CL=95%
$\eta \pi^+ \pi^+ \pi^- \geq 0$ neutrals ν_ℓ	2.0	$\times 10^{-3}$	CL=95%

Lepton Family number (L), Lepton number (L), or Baryon number (B) violating modes
(In the modes below, ℓ means a sum over e and μ modes)

Leptons (lepton number $\ell = 1$), $\ell^+ \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ (allowing neutrino exchange), $\ell \ell \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ (allowing neutrino exchange), and $\ell \ell \ell^- \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ (allowing neutrino exchange) (allowing neutrino exchange) (allowing neutrino exchange)

↳ [Masses](#)

$e^+ \gamma$ 0.7 1.2 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \gamma$ 0.7 1.2 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^0$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^0$ 0.7 0.9 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ K^0$ 0.7 1.3 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ K^0$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \eta$ 0.7 0.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \eta$ 0.7 1.3 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \eta'$ 0.7 1.9 $\times 10^{-3}$ CL=95% 125

$\mu^+ \eta'$ 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 126

$e^+ K^+ [99\%]$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ K^+ [99\%]$ 0.7 0.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \gamma$ 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^0$ 0.7 3.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 3.4 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ e^+ e^-$ 0.7 1.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

($e^+ \mu^-$) 0.7 2.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \mu^+ \mu^-$ 0.7 1.9 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \mu^+ \mu^-$ 0.7 0.6 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

($\mu^+ \mu^- \mu^+$) 0.7 2.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ e^+ e^-$ 0.7 3.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ e^+ e^-$ 0.7 3.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \mu^+ \mu^-$ 0.7 1.7 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 2.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 1.7 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 1.6 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ \pi^-$ 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

($\mu^+ \pi^+ \pi^-$) 0.7 2.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ K^-$ 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

($e^+ \pi^+ K^-$) 0.7 1.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ K^-$ 0.7 1.9 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ K^-$ 0.7 5.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \pi^+ K^-$ 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

($e^+ \pi^+ K^-$) 0.7 2.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ K^-$ 0.7 2.2 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ K^-$ 0.7 2.1 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ K^-$ 0.7 2.2 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \pi^+ K^-$ 0.7 4.0 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^+ K^-$ 0.7 2.8 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^+ K^-$ 0.7 6.6 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\pi^+ \pi^+ K^-$ 0.7 1.30 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$e^+ \text{ light spinless boson}$ 0.7 3.2 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

$\mu^+ \text{ light spinless boson}$ 0.7 6 $\times 10^{-3}$ CL=95% 106

Lepton & Quark Summary Table

Number of Light Neutrino Types			
(including ν_e , ν_μ , and ν_τ)			
Number $N = 2.90 \pm 0.025$ (Standard Model fits to Z data)			
Number $N = 2.91 \pm 0.1$ (Direct measurement of invisible Z width)			

Searches for Massive Neutrinos and Lepton Mixing			
For excited leptons, see Compositeness Limits below.			
See the Full Listings for a Note giving details of neutrino masses, mixing, and the status of experimental searches.			
No direct, unequivocal evidence for massive neutrinos or lepton mixing has been obtained. Sample limits are:			
ν oscillation: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$			
$\Delta(m^2) = 0.0053 \text{ eV}^2$, CL = 90% (if $\sin^2 2\theta = 1$)			
$\sin^2 2\theta = 0.14$, CL = 60% (if $\Delta(m^2)$ is large)			
ν oscillation: $\nu_\mu \rightarrow \nu_\theta$ (θ mixing angle)			
$\Delta(m^2) = 0.09 \text{ eV}^2$, CL = 90% (if $\sin^2 2\theta = 1$)			
$90^2 2\theta = 2.5 \times 10^{-3}$, CL = 90% (if $\Delta(m^2)$ is large)			

Searches for t Quark			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Charge = $\frac{2}{3}$ e Charms = +1			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 4.1$ to 4.5 GeV Charge = $-\frac{1}{3}$ e Bottom = -1			
Searches for t' Quark			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Charge = $\frac{2}{3}$ e Top = +1			
Mass $m = 6.7$ GeV, CL = 95% (all decays)			
Mass $m = 13.1$ GeV, CL = 95% (assumes $t' \rightarrow Wb$ decay)			
Mass $m = 11.4 \pm 10.3$ GeV (top candidate events)			
Mass $m = 16.1^{+19.1}_{-11.1}$ GeV (Standard Model electroweak fit)			
The first result is from a CDF (19%) measurement; the second is from a D0 direct search; the third is from a CDF observation of top candidate events. CDF observes a 2.8 σ effect which is not sufficient to firmly establish the existence of top but which, if interpreted as top, yields the third result. The fourth result is from a Standard Model electroweak fit to Z , W , and $t\bar{t}$ data not including direct m_t measurements. The central value assumes $m_t = 300$ GeV while the second upper (lower) error corresponds to $m_H = 1000$ (60) GeV.			
Searches for t' (4 th Generation) Quark			
Mass $m > 18$ GeV, CL = 95% (pp, charged current decays)			
Mass $m > 46.0$ GeV, CL = 95% (e ⁺ e ⁻ , all decays)			

QUARKS			
The u , d , and s quark masses are estimates of so-called "current-quark masses," in a mass-independent subtraction scheme such as MS at a scale $\mu = 1$ GeV. The c and b quark masses are estimated from charm quark, bottomonium, D , and B masses. They are the "running" masses in the MS scheme. These can be different from the heavy quark masses obtained in potential models.			
$\ell(\ell^0) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 2$ to 8 MeV [i] Charge = $\frac{2}{3}$ e $\ell_2 = +\frac{1}{2}$ $m_{\ell_1} m_{\ell_2} = 0.25$ to 0.70			
$\ell(\ell^0) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 5$ to 15 MeV [i] Charge = $-\frac{1}{3}$ e $\ell_2 = -\frac{1}{2}$ $m_{\ell_1} m_{\ell_2} = 17$ to 25			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 100$ to 300 MeV [i] Charge = $-\frac{1}{3}$ e Strangeness = -1 $(m_u + (m_s + m_d)/2)/(m_d - m_u) = 34$ to 51			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 10$ to 16 GeV Charge = $\frac{2}{3}$ e Charms = +1			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Mass $m = 4.1$ to 4.5 GeV Charge = $-\frac{1}{3}$ e Bottom = -1			
Searches for t Quark			
$\ell(\ell^0) = 0(\frac{1}{2} \pm)$			
Charge = $\frac{2}{3}$ e Top = +1			
Mass $m = 6.7$ GeV, CL = 95% (all decays)			
Mass $m = 13.1$ GeV, CL = 95% (assumes $t' \rightarrow Wb$ decay)			
Mass $m = 11.4 \pm 10.3$ GeV (top candidate events)			
Mass $m = 16.1^{+19.1}_{-11.1}$ GeV (Standard Model electroweak fit)			
The first result is from a CDF (19%) measurement; the second is from a D0 direct search; the third is from a CDF observation of top candidate events. CDF observes a 2.8 σ effect which is not sufficient to firmly establish the existence of top but which, if interpreted as top, yields the third result. The fourth result is from a Standard Model electroweak fit to Z , W , and $t\bar{t}$ data not including direct m_t measurements. The central value assumes $m_t = 300$ GeV while the second upper (lower) error corresponds to $m_H = 1000$ (60) GeV.			
Searches for t' (4 th Generation) Quark			
Mass $m > 18$ GeV, CL = 95% (pp, charged current decays)			
Mass $m > 46.0$ GeV, CL = 95% (e ⁺ e ⁻ , all decays)			

NOTES

In this Summary Table:

Meson Summary Table

LIGHT UNFLAVORED MESONS ($S = C = B = 0$)		
For $\ell = 1$ (π, δ, ρ, ρ'), $\pi\bar{\nu}\ell$, $(\pi\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell)$, $\pi\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell$, $\pi\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell$, $\pi\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell$		
For $\ell = 0$ ($\eta, \eta', \delta, \delta', \omega, \omega', \eta', \eta'$), $\ell\bar{\nu}\ell$, $\ell\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell$, $\ell\bar{\nu}\ell\bar{\nu}\ell$		
$\rho^0(\rho^0) = 1^-(0^-)$		

Mass $m = 139.56995 \pm 0.00035$ MeV [4]Mean life $\tau = (2.630 \pm 0.024) \cdot 10^{-8}$ s $c\tau = 7.684$ fm $\pi^\pm \rightarrow \ell^\pm \nu \gamma$ form factors [8] $F_\pi = 0.012 \pm 0.008$ $F_\pi = 0.0116 \pm 0.0016$ ($S = 3.3$) $R = 0.959 \pm 0.008$ π^\pm masses for charge conjugate of the mesons below

π^\pm DECAY MODES		
	Fraction (F_1, F_2)	Confidence level ($\Delta\log\mathcal{L}$)
$\mu^+ \rho_0$	[3] 199.9670(1.000000) π_0	30
$\mu^+ \rho_0 \gamma$	[0] $1.129 \pm 0.25 \cdot 10^{-4}$	30
$\pi^+ \rho_0$	[3] $1.129 \pm 0.099 \cdot 10^{-2}$	10
$\pi^+ \rho_0 \gamma$	[0] $1.664 \pm 0.28 \cdot 10^{-4}$	10
$\pi^+ \rho_0 \gamma \gamma$	[0] $1.02 \pm 0.03 \cdot 10^{-4}$	4
$\pi^+ \rho_0 \ell^+ \ell^-$	[3] $3.2 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}$	10
$\pi^+ \rho_0 \ell^+ \ell^- \gamma$	[0] $> 10^{-6}$	70
Lepton Family number (LF) or Lepton number (L) violating modes		
$\mu^+ \ell^-$	ℓ^- [0] 1.5 $\cdot 10^{-3}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	30
$\mu^+ \ell^- \gamma$	ℓ^- [0] 0.0 $\cdot 10^{-3}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	30
$\mu^+ \ell^- \ell^+ \ell^-$	ℓ^- [0] $> 1.6 \cdot 10^{-3}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	30

 $\rho^0(\rho^0) = 1^-(0^-)$ Mass $m = 134.9764 \pm 0.0006$ MeV [5] $m_{\pi^0} = m_{\eta^0} = 459.96 \pm 0.005$ MeVMean life $\tau = (3.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-8}$ s ($S = 3.0$) $c\tau = 25.3$ fm

π^0 DECAY MODES		
	Fraction (F_1, F_2)	Confidence level ($\Delta\log\mathcal{L}$)
$\pi^0 e^+ e^-$	[0] 99.9980(0.0002) π^0	60
$\pi^0 e^+ e^- \gamma$	[0] 1.199(0.032) π^0	60
positronium		
$\pi^0 e^+ e^- e^+ e^-$	[0] $1.87 \pm 0.29 \cdot 10^{-4}$	60
$\pi^0 e^+ e^- \gamma$	[0] $3.19 \pm 0.30 \cdot 10^{-5}$	60
$\pi^0 e^+ e^- \gamma \gamma$	[0] $1.75 \pm 0.20 \cdot 10^{-8}$	60
$\pi^0 \gamma$	[0] $> 10^{-8}$	60
$\pi^0 \bar{p} p$	[0] 4.3 $\cdot 10^{-2}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	60
$\pi^0 \bar{n} n$	[0] 1.7 $\cdot 10^{-6}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	60
$\pi^0 \bar{n} n \gamma$	[0] 3.1 $\cdot 10^{-6}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	60
$\pi^0 \bar{n} n \gamma \gamma$	[0] 7.1 $\cdot 10^{-6}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	60
Charge conjugation (C) or Lepton Family number (LF) violating modes		
η	C [0] 3.1 $\cdot 10^{-8}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	60
$\mu^+ e^- + e^+ \mu^-$	ℓ^- [0] 3.07 $\cdot 10^{-8}$ $\Delta\log\mathcal{L}$	26

 $\rho^0(\rho^0) = 0^-(0^-)$ Mass $m = 547.45 \pm 0.19$ MeV ($S = 1.6$)Full width $\Gamma = 120 \pm 0.11$ keV ($S = 1.0$)

C-nonconserving decay parameters [8]

 $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Left-right asymmetry $= (0.09 \pm 0.12) \cdot 10^{-2}$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Searant asymmetry $= (0.18 \pm 0.04) \cdot 10^{-2}$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Quadrant asymmetry $= (-0.17 \pm 0.17) \cdot 10^{-2}$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Left-right asymmetry $= (0.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ β (D-wave) $= 0.05 \pm 0.06$ ($S = 1.5$)

η DECAY MODES		
	Fraction (F_1, F_2)	Confidence level ($\Delta\log\mathcal{L}$)
neutral modes		
π^0	[0] 10.8(4.0) π^0	5-1.2
$3\pi^0$	[0] 31.9(20.0) π^0	5-1.2
$\pi^0 \gamma$	[0] $1.1 \pm 0.1 \cdot 10^{-3}$	298
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	[0] 29.7(10.8) π^0	5-1.2
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$	[0] 23.8(10.6) π^0	5-1.2
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \gamma$	[0] $1.4 \pm 0.1 \cdot 10^{-3}$	298
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.57 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$	298
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.34 \pm 0.08 \cdot 10^{-4}$	298
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $3.1 \pm 0.1 \cdot 10^{-4}$	298
$\pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.32 \pm 0.08 \cdot 10^{-6}$	298
charged modes		
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	[0] 10.8(4.0) π^0	5-1.2
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma$	[0] 23.8(10.6) π^0	5-1.2
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma$	[0] $1.4 \pm 0.1 \cdot 10^{-3}$	298
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.57 \pm 0.12 \cdot 10^{-3}$	298
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.34 \pm 0.08 \cdot 10^{-4}$	298
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $3.1 \pm 0.1 \cdot 10^{-4}$	298
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma \gamma$	[0] $1.32 \pm 0.08 \cdot 10^{-6}$	298

Charge conjugation (C), Parity (P), or
Charge conjugation \times Parity (CP) violating modes

	P, CP	π^0	π^+	π^-									
$3\pi^0$	[0]	5											
$\pi^0 e^+ e^-$	[0]	5											
$\pi^0 \mu^+ \mu^-$	[0]	5											

 $\rho(770)$ $\rho(770) = 1^+(0^-)$ Mass $m = 769.9 \pm 0.8$ MeV [5, 6, 13]Full width $\Gamma = 151.2 \pm 1.2$ MeV $\Gamma_{\pi^0} = 6.77 \pm 0.32$ keV

$\rho(770)$ DECAY MODES		
	Fraction (F_1, F_2)	Confidence level ($\Delta\log\mathcal{L}$)
$\pi^+ \pi^-$	[0] 800	5%

$\rho(770)^{\pm}$ decays		
	F_1, F_2	$\pi^+ \pi^-$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	[1] $1.5 \pm 0.5 \cdot 10^{-4}$	5-2.2
$\pi^+ \pi^- \eta$	[0] 6	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	[2, 0]	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$

$\rho(770)^0$ decays		
	F_1, F_2	$\pi^+ \pi^- \pi^0$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	[1] $1.9 \pm 1.6 \cdot 10^{-3}$	300
$\pi^+ \pi^- \eta$	[1] $1.8 \pm 2.0 \cdot 10^{-3}$	300
$\eta \eta$	[1] $1.98 \pm 0.15 \cdot 10^{-3}$	180
$\pi^+ \pi^- \rho^0$	[0] 1.36 ± 0.20	300
$\pi^+ \pi^- \ell^+ \ell^-$	[0] 1.36 ± 0.20	300
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \gamma$	[2, 0]	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$	[2, 0]	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$	[2, 0]	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	[2, 0]	10^{-5} $\Delta\log\mathcal{L}$

$\rho(770)^0$ decays		
	F_1, F_2	$\pi^+ \pi^- \pi^0$
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$	[0] $1.13 \pm 0.10 \cdot 10^{-3}$	300
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \gamma$	[0] 2	5%
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$	[0] 3.6	10^{-3} 95%
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$	[0] 1	10^{-3} 95%
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$	[0] 4	10^{-4} 95%
$\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0 \gamma$	[0] 1.8	10^{-4} 95%

Anhang F

Update of the Z^0 Line Shape and Lepton Asymmetry Measurements

F.1 Vorbemerkung

Um Ihnen einmal zu zeigen, wie man die Parameter der Z -Resonanz und die Vorfwärts-Rückwärts-Asymmetrie misst, wenn man etwas mehr Zeit hat als nur ein paar Nachmittage, ist in diesem Anhang die entsprechende OPAL-Publikation wiedergegeben. Sie sollten nicht versuchen, diesen Text als ganzes zu verstehen. Allerdings ist ein Blick in das Kapitel G4 sicher recht hilfreich und die „Literaturwerte“ finden Sie in der Zusammenfassung. Vergleichen Sie doch mal am Ende Ihrer Messungen Ihre Ergebnisse mit Tabelle G12 und den Abbildungen 10 und 12 a.b.

OPAL Physics Note PN-143
19th July 1994

An Update of the Z^0 Line Shape and Lepton Asymmetry Measurements with the 1993 Data for the 1994 Summer Conferences

In this note we present a preliminary update of our published analysis of hadronic and leptonic cross sections and of the leptonic forward-backward asymmetries in e^+e^- collisions. The published results were based on a recorded total of 1187000 hadronic and 146000 leptonic events. This analysis adds 653000 hadronic and 81000 leptonic events recorded in a high precision scan with centre-of-mass energies within ± 2 GeV of the Z^0 mass. The determination of the mass and width of the Z^0 also benefit from an improved understanding of the LEP energy calibration. The error on the ratio of the invisible to leptonic widths has been significantly reduced by using the new luminosity measurement from Silicon-Tungsten detectors installed before 1993 data taking.

F.2 Introduction

We present preliminary results from an analysis of hadronic and leptonic cross sections and leptonic forward-backward asymmetries measured in e^+e^- collisions during 1993 by the OPAL experiment at LEP. These data are combined with our published cross sections and asymmetries, from data accumulated to the end of 1992 [1, 2, 3], in order to improve the determination of electroweak parameters and provide more stringent tests of the Standard Model.

The integrated luminosity of the 1993 dataset used in this analysis is approximately 34 pb^{-1} . More than 18 pb^{-1} were recorded, during a series of scans, at two centre-of-mass energy (\sqrt{s}) points roughly 1.8 GeV above and below the Z^0 mass, M_Z , (termed “off-peak” data), while the remainder was within 200 MeV of M_Z . This provides a four-fold increase in our off-peak luminosity relative to that previously published [1, 2, 3]. Together with a more precise calibration of the LEP beam energy, this leads to a substantially improved determination of the Z^0 width, Γ_Z , as well as improvements to M_Z and related electroweak parameters. Other measurements also benefit from the overall increase in data statistics. In addition the accuracy of the luminosity measurement has been improved by the use of newly installed Silicon-Tungsten detectors, leading to a reduction of the error on the ratio of the invisible to leptonic widths.

Throughout the rest of this note the three parts of the 1993 dataset recorded at centre-of-mass energies below, close to and above M_Z will be referred to as “peak-2”, “peak”, and “peak+2” datasets respectively. About 6 pb^{-1} of the peak data were accumulated before the start of the precise energy scans. These will be referred to as “pre-scan” data.

F.3 Luminosity

A Silicon-Tungsten luminometer (SiW) was installed in OPAL before the start of data taking in 1993. This detector provides absolute luminosity measurements with a precision better than 10^{-3} . The fiducial acceptance of SiW is approximately 80 nb , about two and a half times as large as the multihadron cross section at the Z^0 peak.

For these preliminary results we use the SiW absolute luminosity measurements for all data for which SiW had good status: these comprise more than 90% of the scan data. The FD is used to provide relative luminosities for the small portion of the scan data for which the SiW status was bad and for the entire pre-scan data. Data for which both luminosity detectors had good status were used to normalize the FD luminosity measurement to the SiW measurement.

F.3.1 The SiW Luminosity Measurement

The SiW luminometer consists of two finely segmented, position sensitive silicon-tungsten calorimeters [4], symmetrically placed on the left and right sides of the OPAL detector, at small angles to the beam direction. The SiW luminometer system was installed in the spring of 1993 and commissioned during the early part of the 1993 LEP run.

Bhabha events were selected by requiring the event to contain two high energy clusters, one in each side of the detector. The two clusters were each required to be within fiducial volumes defined within the SiW detector, and to be back-to-back. The main sources of systematic error are due to the reconstruction of the cluster radial coordinate, and its energy. The full set of systematic errors on the luminosity measurement are discussed in [5] and the references therein.

F.3.2 The FD Luminosity Measurement

The SiW luminometer shadows the inner edge of the old Forward Detector (FD), effectively displacing the FD minimum acceptance angle from about 48 mrad to 60 mrad thus reducing its fiducial acceptance from approximately 52 nb to 28 nb .

FD Bhabha scattering events were selected by requiring the sum of energies deposited in the right and left detectors, $E_R + E_L$, to be greater than $0.82\sqrt{s}$. Events were also required to have acoplanarities of less than 10° . The main systematic errors arise from variation in the beam spot position and from changes in the calibration of the forward calorimeters.

In previous years, the acceptance for Bhabha scattering events depended only upon the stability of the energy calibration of the forward calorimeters. In 1993, however, the presence of the SiW calorimeters in front of the FD imposed a sharp angular cut at both ends, so that the cross section was dependent on the position and dimensions of the interaction region.

The dependence of the cross section on the beam spot position was estimated to be $1.0\% \text{ mm}^{-1}$ for movements of the interaction point transverse to the beam and $0.1\% \text{ mm}^{-1}$ for movements along the beam axis. These estimates were made using a simple Monte Carlo model which assumed that the acceptance of the FD changes from one to zero at the boundary of the SiW.

Figure F.1 shows the mean y positions¹ of the beam spot for the different OPAL data-taking periods in 1993. Because of the variation of the beam spot position, the absolute value of the accepted Bhabha cross section was time-dependent. During the scan, the mean beam spot positions for the different energy points were highly correlated, so although the absolute values of the cross sections changed with time, the relative values of cross sections at different energies remained nearly constant. Table F.1 lists the luminosity weighted mean beam spot positions for the different energy points. Also listed are the estimated systematic errors arising from the differences in mean interaction points. The systematic errors represent 100 % of the estimated size of the effect. The only significant error arises for the pre-scan data, due to a large shift in the y position of the beam spot. However, the relative luminosity measurement for this data set has hardly any impact on the results quoted in section F.7.

Fluctuations in the calibration of the forward calorimeter also affected the absolute values of the Bhabha cross sections. Using the observed energy spectra, the dependence of the cross section on changes in the energy calibration was determined to be

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = 0.23 \frac{\delta E_{(\text{R,L})}}{E_{(\text{R,L})}}, \quad (\text{F.1})$$

¹A right-handed coordinate system is adopted by OPAL, where the x axis points to the centre of the LEP ring, and positive z is along the electron beam direction. The angles θ and ϕ are the polar and azimuthal angles, respectively.

where σ is the cross section for accepted events. Table F.2 shows the total energy of accepted Bhabha events ($E_R + E_L$) divided by \sqrt{s} for the different energy points. These variations were compensated by applying a global correction to the cross sections at each energy point.

For the majority of the scan data the trigger efficiency for events within the FD Bhabha acceptance was essentially 100 %. During the pre-scan and the initial 14 % of the scan data, the trigger efficiency was $99.67 \pm 0.10\%$. This inefficiency was due to the pre-trigger energy thresholds being higher in the early part of the data taking. Separate efficiencies were determined for the different energy points.

The energy dependence of the theoretical cross section was determined using BHAGEN [6] with geometric cuts applied to simulate the FD acceptance. The effect of the γZ^0 interference terms was slightly enhanced with respect to that of the 1992 selection. This was due to the presence of the SiW calorimeters moving the inner edge of the acceptance from ~ 48 mrad to ~ 60 mrad. The theoretical point-to-point error was taken to be 0.1 % (about 10 % of the effect of the γZ^0 interference terms at $M_Z \pm 2\text{GeV}$).

F.3.3 Comparison and Combination of the Silicon-Tungsten and Forward Detector Luminosities.

As mentioned above, the multihadron and leptonic cross sections were calculated using the luminosity determined with the SiW detectors. When no such measurement was available the relative luminosity from the Forward Detector was used. This comprises the pre-scan data and amounts to less than 10 % of the scan data. This was achieved by leaving the relative scale of the FD measurements with respect to the SiW measurements as a free parameter in the fits.

As a cross check, the luminosities from SiW and FD were compared for all the data where both had good detector and trigger status. Table F.3 lists the ratios of SiW to FD luminosities for the peak-2, peak and peak+2 energy points. A chi-squared test indicated that the probability that the observed ratios were consistent with a single value was 0.24.

There was no evidence for any time dependence of the ratio of FD and SiW luminosities within the statistical precision of the comparison. Nevertheless a systematic error was assigned to account for possible drifts in the above ratio at the 1 standard deviation level of the comparison. Table F.4 lists the systematic errors on the FD relative luminosity for the data where a measurement from the Silicon Tungsten luminometer was unavailable.

F.4 The Hadronic Decay Channel

The criteria used to select multihadronic events were similar to those of the large acceptance multihadron selection used for the previous publications [1, 2] and described in detail in [7]. Since the FD acceptance was reduced due to the inclusion of SiW for the 1993 data taking, the acceptance and background estimates of the multihadron selection, which uses FD, had to be reevaluated.

The distributions of the cut variables (Figure F.2) show good agreement between data and the JETSET [8] Monte Carlo. Notably the visible energy is now much better described by the Monte Carlo as compared to previous years. The absolute acceptance was calculated to be $99.51 \pm 0.01\%$.

The comparison of the data and Monte Carlo distributions revealed small shifts in the visible energy and multiplicity. The effects of these shifts on the acceptance calculation were investigated. Furthermore, cuts were varied over reasonable intervals in order to quantify the effects of possible local distortions in the distributions of the selection variables. These studies resulted in assigning a systematic error due to the detector simulation of $\pm 0.07\%$. However, we found significant changes between the older Monte Carlo samples from 1990 and 1991 and the newer samples from 1992 and 1993, which are not yet fully understood. Therefore we retain for the moment the previous estimate of the detector simulation uncertainty of $\pm 0.14\%$, which safely covers the differences between the Monte Carlo samples. The other large contribution to the systematic error is the fragmentation uncertainty. No new studies of these effects were done, so we kept the previous estimate of 0.11%.

The $\tau^+\tau^-$ background was estimated with Monte Carlo to be 0.11%. Distributions sensitive to $\tau^+\tau^-$ background showed small discrepancies between data and Monte Carlo, a slight excess of events was found in the data compared to the Monte Carlo. The uncertainty due to this effect was $\pm 0.03\%$.

The background from non-resonant processes (mainly two-photon processes) was estimated with the data by measuring the ratio of the numbers of events with high and low visible energies and the ratio of the numbers of events with high and low energy imbalances as functions of the beam energy. Only the data from 1993 was used for this estimate, as the changes in the luminosity detector configuration also influence the level of this background. It gave a non-resonant cross section of $0.046 \pm 0.009 \text{ nb}$, which corresponds to $0.15 \pm 0.03\%$ at the peak point.

Possible failures in the detector operation and in the data acquisition were investigated by examining distributions for events selected by a track-based selection and a calorimeter-based selection and by checking the events at the edge of the acceptance. An upper limit of 0.05% was obtained on the inefficiency due to such failures, which was assigned as a systematic error.

The correction factors for the peak energy point that account for selection efficiency and background are listed in Table F.5. The overall correction, f , which relates the cross section, σ , to the number of observed events, N_{obs} , and the integrated luminosity, \mathcal{L} , via $\sigma = f N_{obs} / \mathcal{L}$ was 1.0023 with an uncertainty $\Delta f/f = 0.20\%$. At the off-peak points the acceptance is slightly decreased by 0.10% and 0.06% at the -2 and +2 points, respectively. This change is due to the very small fraction of events with hard initial state photon radiation ($>40 \text{ GeV}$), which is slightly increased at the off-peak points. Since detailed checks of this effect have not yet been performed with the data, this change is assigned as an extra systematic error for the off-peak points.

F.5 The Leptonic Decay Channels

The analysis of leptonic final states was performed using techniques very similar to those described in our previous publications [1, 2, 3]. Events were required to lie within the angular ranges $|\cos \theta| < 0.70$, $|\cos \theta| < 0.95$ and $|\cos \theta| < 0.90$ for the e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ and $\tau^+\tau^-$ channels, respectively. Studies of the

selection efficiency were made using the KORALZ [9] program for $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$, and the BABAMC [10] program for the process $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$. The factors by which the selected numbers of candidate events were corrected in order to account for experimental efficiency and background are given in Tables F.6, F.7 and F.8, for electron, muon and tau pairs, respectively. For electron pairs, the correction factors have been evaluated separately at the three centre-of-mass energies in order to take into account the effect of t -channel and s - t interference contributions, which lead to different angular distributions of both electron pair and background events at the three energies. The level of background and the selection efficiency have also been found to differ at the three centre-of-mass energies in the case of tau pairs. For muon pairs, the absence of such effects means that the same correction factor can be applied at all three energies.

For the measurement of the forward-backward asymmetry, events were required to have acollinearity angles of less than 10° for the $e^+ e^-$ channel and less than 15° for the $\mu^+ \mu^-$ and $\tau^+ \tau^-$ channels. For the $\mu^+ \mu^-$ and $\tau^+ \tau^-$ channels, the forward-backward asymmetry was calculated using an unbinned maximum likelihood fit to the angular distribution. This was checked by simply counting the numbers of forward and backward events. For the $e^+ e^-$ channel, in the absence of a convenient parametrization for the differential cross section, the forward-backward asymmetry was calculated with the simple counting method. The angular distributions at the three centre-of-mass energies are shown in figures F.3, F.4 and F.5 for electron, muon and tau pairs, respectively.

F.5.1 The $e^+ e^-$ Channel

An electron was identified by a high energy electromagnetic cluster associated to a charged track. Events were required to contain two electron candidates with an acollinearity of less than 10° . Cuts on the numbers of electromagnetic clusters and charged tracks rejected hadronic events. A high visible energy was required in order to remove remaining background, in particular from tau pairs. These criteria selected 23 728 events from the 1993 data.

The selection efficiency and backgrounds were estimated using a sample of Monte Carlo events. Checks similar to those described in [1] were repeated to obtain corrections to these estimates and to evaluate systematic errors.

Checks of the dominant corrections, due to the energy cut and τ backgrounds, were made separately for the data samples at the three different centre-of-mass energies. The efficiencies for $e^+ e^-$ and backgrounds were found to be consistent at these three energy points. The differences between the separately evaluated efficiencies were assigned as systematic errors at the off-peak energy points.

The edge of the acceptance was defined by the measurement of θ with the electromagnetic cluster. A possible systematic bias was checked by comparing this with an independent measurement using the associated high quality track. An example of such a comparison is shown in figure F.6, in which the value of $\cos \theta$ measured by tracks is plotted for two classes of events: those classified by the cluster $\cos \theta$ as lying inside the angular acceptance and those lying outside. A comparison of the accepted number of events for different θ definitions was also made. From these studies, the error on the cross section due to uncertainty on the edge of acceptance was estimated to be 0.12% as in [1] at the peak energy. At the off-peak energies, the relative size of the t -channel forward peak increases. This leads to a larger systematic error at off-peak points, 0.18% and 0.13% at peak-2 and peak+2, respectively.

The full set of correction factors and associated systematic errors for the electron pair cross section measurement are summarised in Table F.6. The overall correction factor, f , was 1.0049 at the peak with an uncertainty $\Delta f/f = 0.23\%$. This correction factor differed by $+0.12\%$ and -0.04% at the peak-2 and peak+2 points respectively.

The forward-backward asymmetry of $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ was calculated, and the systematic error evaluated, using techniques similar to those described in [1]. The measured asymmetry was corrected for small contributions due to the background and charge misassignment. These corrections amount to at most 0.0006 and depend slightly on the centre-of-mass energy. For the same reason as for the cross section measurement, a possible bias in the edge of the acceptance contributes differently at the three centre-of-mass energies. The systematic error on the forward-backward asymmetry is 0.0016 at the Z^0 peak, and 0.0021 and 0.0015 at peak-2 and peak+2, respectively.

F.5.2 The $\mu^+ \mu^-$ Channel

Candidate muon pairs were required to contain at least two tracks each having a momentum greater than 6 GeV, matched to the beam interaction point and identified as a muon by at least one outer detector (electromagnetic calorimeter, hadron calorimeter or muon chambers). Multihadrons were rejected by a requirement that the event contain 3 or fewer charged tracks, after correction for photon conversions and tracks split by the reconstruction algorithm. Remaining tau pair and two photon backgrounds were rejected by a requirement that the visible energy, defined as the sum of the two highest momentum tracks plus the highest energy electromagnetic cluster, be at least $0.60 \sqrt{s}$.

These criteria selected 30 978 events from the 1993 data. The signal selection efficiency measured from a Monte Carlo detector simulation of 200 000 $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events is estimated as $91.40 \pm 0.06\%$. A number of studies have been undertaken to ensure that discrepancies in selection efficiency between the data and Monte Carlo have been accounted for. These are discussed in more detail below.

The dominant systematic errors in the analysis, as in 1992, are the estimation of the tau pair background in the sample and the estimation of the effect of track reconstruction problems in the regions close to the jet chamber sense wire planes. In addition, evaluation of the trigger efficiency has shown a slight decrease compared to 1992. The overall efficiency from an analysis of individual triggers for single muons is estimated in 1993 as $99.79 \pm 0.10\%$, the observed decrease being due to a reduced efficiency of the track trigger in some periods.

The estimate of the background in the sample coming from $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ is dependent on accurate simulation of the visible energy distribution in the tau pair Monte Carlo sample. As in [1], the quality of this simulation was checked by studying the visible energy, acoplanarity and acollinearity distributions in data and Monte Carlo subsamples of the selected muon pair candidates for which the level of background was enhanced. To obtain the highest statistical precision, the background-enriched subsample was taken from the 1991, 1992 and 1993 data samples combined, a total of 81 310 events. In the region of visible energy between $0.60 \sqrt{s}$ and $0.80 \sqrt{s}$ there were 332 events in the data and 319 events predicted by the Monte Carlo simulation, of which 97% were tau pair events. This subsample contains 45% of the tau pair background events expected in the main selection, and so provides a statistically sensitive check of the level of this background.

The precision of this assessment was further enhanced by a similar check using an independent sample of purely tau pair events, selected by demanding a final state electron and muon. In the region of visible energy between $0.60\sqrt{s}$ and $0.90\sqrt{s}$ there were 442 events in the data and 451 in Monte Carlo, all of which were simulated tau pairs.

The distributions of visible energy for the two subsamples are shown for data and Monte Carlo in figure F.7. The good agreement between data and Monte Carlo in the regions of interest allows us to estimate an upper limit of 0.10% on the uncertainty of the predicted tau pair background level of 0.96%.

The fraction of data events lost due to tracking inefficiencies was studied using an alternative muon pair selection which was almost independent of the central tracking [2]. This selection requires highly collinear hits in the electromagnetic calorimeter (acollinearity < 50 mrad) and the muon chambers (acollinearity < 30 mrad) and makes no requirements on the presence or quality of tracks in the central detector. This selection has a high purity for selecting $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events and an efficiency well-duplicated by the Monte Carlo. Within this selection, events in the data failing the main muon pair selection are flagged if they show evidence of being genuine muon pair events (likely cosmic and tau pair events are rejected). Such problem events are mainly due to poor track reconstruction causing the track either not to be identified as a muon candidate or its momentum to be mis-measured to such an extent that the event fails the visible energy cut. The number of events thus found is corrected by the efficiency of the tracking-independent selection bin-by-bin in $|\cos\theta|$ to derive an estimate of the number of events missed by the main muon pair selection.

Figure F.8 shows the comparison between data and Monte Carlo of the tracking-independent selection efficiencies and numbers of problem events before and after correction for selection efficiency. The detector simulation models reconstruction problems to some extent in the forward region but fails almost entirely to predict problem events for $|\cos\theta| < 0.80$. In the 1993 data sample there were 270 ± 20 problem events after correction ($0.86 \pm 0.06\%$ of the data sample), of which 80% had one or more tracks poorly reconstructed close to a jet chamber wire plane. In the Monte Carlo sample there were 85 ± 4 problem events after correction ($0.27 \pm 0.01\%$). On the basis of this discrepancy between data and Monte Carlo in the number of missed events, a correction of $0.59 \pm 0.10\%$ is applied to the data.

The full set of correction factors for the muon pair cross section measurement, together with the corresponding systematic uncertainties, are summarized in Table F.7. The overall correction factor, f , was 1.0933 with an uncertainty $\Delta f/f = 0.22\%$, and was the same at all points of the energy scan.

The forward-backward charge asymmetry was measured using high-quality tracks of randomly chosen charge, a method independent of local inefficiencies in the selection. As in our previous publication [1], comparison was made amongst several methods of measurement, which showed good agreement. As a result of these checks, an uncertainty of 0.001 was assigned to the asymmetry measurement at each energy point.

F.5.3 The $\tau^+\tau^-$ Channel

Tau pair events were required to contain two back-to-back, collimated, low multiplicity jets identified using information from the central tracking chambers and the electromagnetic calorimeters.

Time-of-flight measurements were used to reject cosmic ray events and muon identification to reject $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. The remaining backgrounds from multihadrons, two-photon processes and $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ were rejected using multiplicity cuts, and by demanding that the two jets be narrow, with an acollinearity of less than 15° . These criteria selected 26 129 events from the 1993 data.

The systematic uncertainties in the backgrounds and selection efficiency were evaluated using methods similar to those described in [1]. In the 1993 data, a slight shift in track multiplicity distribution was seen with respect to 1992 (figure F.9), which resulted in a systematic error of 0.26%.

The background contamination from resonant processes was studied using the combined 1992 and 1993 data samples and the increase in statistics has allowed most of the associated systematic errors to be reduced. The increase in statistics at off-peak energies has enabled a direct measurement of non-resonant backgrounds to be performed. The dominant processes $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ were tagged by requiring a pair of final state electrons or muons. These backgrounds in general have low \vec{p}_T and low visible energy, together with missing momentum vectors that point along the beam direction. The number of candidate events with $\Sigma \vec{p}_T$ less than 5% of the centre-of-mass energy, scalar sum of track momenta less than 50% of centre-of-mass energy and $|\cos\theta|$ of the missing momentum direction greater than 0.8, was observed to be in excess of that expected from a Monte Carlo simulation of tau pair production. The cross sections for $e^+e^-e^+e^-$ and $e^+e^-\mu^+\mu^-$ events that satisfied the tau pair selection cuts were thus estimated to be 4.2 ± 0.7 pb and 1.3 ± 0.3 pb, respectively. These estimates agreed with the Monte Carlo prediction [11] for two-photon processes; 3.9 ± 0.3 pb and 1.3 ± 0.2 pb.

The full set of correction factors are summarized in Table F.8. At the Z^0 peak energy, the overall correction factor, f , was 1.3026 with an uncertainty $\Delta f/f = 0.46\%$, of which 0.40% was correlated with 1992 data. The acceptance for tau pair events was slightly energy dependent mainly due to the acollinearity cut. Taking into account also the energy dependent contribution from the non-resonant and e^+e^- backgrounds, the correction factors at peak-2 and peak+2 differed by -0.77% and -0.44% from that for the peak energy point. A common systematic error of 0.45% was taken as 100% correlated between the energy points while the remainder was taken as uncorrelated.

The anti-correlation of uncertainties due to cross-over of events from one leptonic channel into another was 0.08% between the $\mu^+\mu^-$ and $\tau^+\tau^-$ samples and 0.11% between e^+e^- and $\tau^+\tau^-$ channels.

For the forward-backward asymmetry measurement at least one of the tau jets in the event was required to have a charge of ± 1 , and events in which the two tau jets were assigned the same charge sign were not used. These requirements rejected 1.9% of the $\tau^+\tau^-$ events. To account for the asymmetry of the e^+e^- background, the measured asymmetries were corrected by -0.003 , -0.001 and -0.001 for peak-2, peak and peak+2, respectively. Possible biases to the asymmetry measurements were examined by comparing the results when tracks only, clusters only or both tracks and clusters were used to reconstruct the direction of the $\tau^+\tau^-$ pair, and also from comparison of results obtained using the polar angle of the τ^+ , the τ^- or the average of the two. An uncertainty of 0.002 was estimated for the tau pair asymmetry measurement.

F.6 LEP Energy Calibration

A precise calibration of the LEP beam energy was achieved in 1993 by means of frequent measurements using the technique of resonant depolarization of a transversely polarized electron beam and by the reliable logging of many LEP machine parameters which were known to affect the energy scale [12, 13, 14]. Analysis of these energy data is still in progress, but preliminary results have been made available [15].

For the pre-scan peak dataset the mean centre-of-mass energy was 91.319 GeV². The energy calibration was less precise during this period and a preliminary uncertainty of +18 MeV has been assigned, uncorrelated with other energy errors.

The luminosity-weighted mean centre-of-mass energies of the three 1993 scan points were 89.453, 91.211 and 93.036 GeV for the peak-2, peak and peak+2 datasets, respectively. The preliminary energy errors for the 1993 scan result in systematic uncertainties of 4 MeV on M_Z , 3 MeV on Γ_Z and 8.5 MeV on the centre-of-mass energy of the peak data point. There are no significant correlations among these energy errors, but they are fully correlated among the four LEP experiments. These uncertainties are incorporated into our fits by means of the energy error matrix given in Table F.9. The energy error of the peak data point is higher than the energy error of the peak+2 points as most of the calibrations were performed off-peak.

For combination with earlier data [1, 2, 3], the 1992 energy scale error and the 1991 point-to-point energy errors are considered to be uncorrelated with the 1993 energy errors. Hence the earlier Γ_Z measurement contributes to the combined result. The correlation between the systematic errors on the 1991 and 1993 M_Z measurements has not yet been studied. As recommended [15], for these preliminary results we do not use the information from the earlier M_Z measurement. This is accomplished by artificially inflating the error on the 1991 absolute energy scale in the fit.

The spread of the centre-of-mass energies, due to the energy spread of the particles in the beams, was 46±5 MeV for the running periods in 1990-91 and 51±5 MeV for the running period in 1992 [14]. Based upon the results of a preliminary analysis [16] of the 1993 beam spread, a value of 55±5 MeV was used for the 1993 datasets. The energy spread was taken into account by correcting the measured cross sections in the fitting procedure as described in one of our previous publications [2].

F.7 Determination of Electroweak Parameters

Electroweak parameters were determined by the procedures outlined below from the 1993 measurements described in the previous sections. They were found to be in good agreement with our previous results [1, 2, 3]. The value of σ_{had}^{pole} was found to be 41.40 ± 0.17 nb. We then combined our 1993 measurements with our 1992 results (Tables 6-7 in [1]), our 1991 results (Tables 6-10 in [2]), our 1990 hadronic and leptonic cross sections (Tables 7-10 in [3]) and our combined 1989/1990 leptonic

²This value is different to that quoted in [17] due to the rejection of LEP fills 1578 and 1581 on the recommendation of the LEP energy working group.

asymmetries (Tables 11-13 in [3]). Table F.10 lists the contributions to the systematic error which were treated as fully correlated among the four data taking periods.

The theoretical parametrizations of the total and differential cross sections for the processes $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ and the contribution of s -channel diagrams to $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ were obtained using the program ZFITTER [18]. For the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ we used the program ALIBABA [19] to describe the contributions from the t -channel diagrams and from s - t interference. The procedure used to fit the cross sections and the leptonic asymmetries was essentially the same as that described in our previous publications [1, 2, 3]. We therefore restrict ourselves to tabulating the updated results in Tables F.11–F.15 using identical nomenclature to [1, 2]. One change with respect to previous publications is that in performing the parameter transformations to produce Table F.13 the C parameters referring to the γZ^0 -interference have been fixed to their Standard Model values. This was done to conform with the procedures employed by the other LEP experiments.

Figure F.10 shows a comparison of the results with the Standard Model prediction for the fitted parameters in Table F.11. Figure F.11 shows, for each leptonic species and their combination, the resulting one standard deviation contours in the R_ℓ - A_{FB}^{pole} plane. Figures F.12 and F.12 show comparisons of the measured cross sections and asymmetries with the result of the Standard Model fit. Figure F.13 shows the χ^2 -curves, as a function of M_1 , for the direct Standard Model fit to the corrected cross sections and forward-backward asymmetries. Figure F.14 displays the one standard deviation contours in the ϵ_1 - ϵ_3 plane.

F.8 Summary and Conclusions

We have presented a preliminary update of our published results by adding a total of 653 000 $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, 23 728 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, 30 978 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ and 26 129 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ events, recorded during 1993 within ± 2 GeV of M_Z . The new M_Z measurement is consistent with the combined LEP value of $M_Z = 91.187 \pm 0.007$ GeV which was published [13] after the 1991 energy scan. The uncertainty has been reduced to $\Delta M_Z = 5$ MeV with a contribution of $\Delta M_Z = 4$ MeV from the preliminary 1993 LEP energy calibration.

Compared to our most recent publication [1], which was based on data accumulated to the end of 1992, the uncertainties on parameters Γ_Z , $C_{\gamma Z}^0$ and $C_{\gamma Z}^*$ have been reduced by factors of approximately 1.8. This is due to the four-fold increase in off-peak luminosity, as well as the precise calibration of the LEP beam energy. The increased accuracy of the luminosity measurement as a result of using the SiW detector has reduced the error on the ratio of the invisible to leptonic widths by nearly one third.

After the 1991 energy scan we reported [2] a difference of two standard deviations between the measured value of $C_{\gamma Z}^0$ and the Standard Model prediction. This arises from the energy-dependence of the forward-backward asymmetry. After combination with the 1993 scan data, our updated measurement of $C_{\gamma Z}^0$ still lies about two standard deviations below the Standard Model prediction. Using 1993 data alone this difference is reduced to one standard deviation.

Data	x [mm]	y [mm]	z [mm]	sys err.
Pre-Scan	-0.372	+0.821	+2.96	0.445 %
Peak -2	-0.392	+0.309	+4.01	0.029 %
Peak	-0.375	+0.356	+3.30	0.067 %
Peak +2	-0.399	+0.308	+3.73	0.000 %

Tabelle F.1: FD luminosity: Luminosity weighted mean beam spot positions determined from tracks in the central detector. The systematic errors represent 100% of the estimated variation of luminosity due to the different beam spot position at the different energy points, expressed relative to the luminosity at the peak+2 point. The whole 1993 data set was used for this study.

Data	$(E_L + E_R)/\sqrt{s}$	correction
Pre-Scan	0.9597	0.9977
Peak -2	0.9492	1.0000
Peak	0.9493	1.0000
Peak +2	0.9455	1.0009

Tabelle F.2: FD luminosity: Luminosity weighted mean energy in forward calorimeter for all accepted forward detector Bhabha scattering events.

Data	N_{SiW}	N_{FD}	$\mathcal{L}_{SiW}/\mathcal{L}_{FD}$
Peak -2	678945	241934	0.9990 ± 0.0024
Peak	625882	220709	1.0034 ± 0.0025
Peak +2	667267	234670	0.9978 ± 0.0024

Tabelle F.3: Ratio of SiW to FD luminosities for data where both detectors were fully operational. N_{FD} and N_{SiW} are the numbers of FD and SiW luminosity events respectively. \mathcal{L}_{SiW} refers to the luminosity measured with the SiW calorimeters and \mathcal{L}_{FD} to the luminosity measured with the FD. Since an absolute luminosity has not been determined with FD for 1993 data, the average ratio has been normalised to 1.0.

Source of error	Pre-scan	Peak-2	Peak	Peak+2
Beam spot uncertainties	0.44 %	0.11 %	0.10 %	0.00 %
Energy Calibration	0.05 %	0.05 %	0.00 %	0.07 %
Trigger Efficiency	0.10 %	0.02 %	0.05 %	0.02 %
Theory (interference term)	0.10 %	0.10 %	0.10 %	0.10 %
Comparison of FD and SiW Luminosities	0.09 %	0.09 %	0.13 %	0.15 %
Total Systematic Error	0.47 %	0.18 %	0.20 %	0.19 %
FD Statistics	0.27 %	0.88 %	0.54 %	1.10 %

Tabelle F.4: Errors on FD relative luminosities for the subset of data used in the lineshape analysis, i.e. that where a SiW luminosity was unavailable. The comparison of FD and SiW luminosities for this table was performed using small windows of data where both detectors were available surrounding the data where only FD was available. Errors due to beam optics were not considered in this analysis, and were therefore assumed to be small.

	Correction Factor f	Uncertainty $\Delta f/f [\%]$
Acceptance/Efficiency: $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ Monte Carlo	1.0050	
quality of detector simulation	1.0000	0.14
failures in data acquisition / reconstruction	1.0000	0.05
Background: $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.9989	0.03
non-resonant background (0.046 ± 0.009 nb)	0.9985	0.03
Theoretical error: fragmentation	1.0000	0.11
overall	1.0023	0.20

Tabelle F.5: Summary of the correction factors and systematic errors for the 1993 hadronic cross section calculation for the peak energy point.

	peak		peak-2		peak+2	
	f	$\Delta f/f$ [%]	f	$\Delta f/f$ [%]	f	$\Delta f/f$ [%]
Acceptance/Efficiency:						
Edge of acceptance	1.0000	0.12	1.0000	0.18	1.0000	0.13
calorimeter energy cut	1.0023	0.10	1.0023	0.22	1.0023	0.22
track inefficiency	1.0059	0.13	1.0059	0.13	1.0059	0.13
multiplicity cut	1.0001	0.01	1.0001	0.01	1.0001	0.01
trigger efficiency	1.0000	<<0.01	1.0000	<<0.01	1.0000	<<0.01
Background:						
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.9969	0.10	0.9980	0.14	0.9965	0.19
$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$	0.9998	0.02	0.9999	0.01	0.9998	0.02
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	0.9999	0.01	0.9999	0.01	0.9999	0.01
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	1.0000	<<0.02	1.0000	<<0.02	1.0000	<<0.02
overall	1.0049	0.23	1.0061	0.34	1.0045	0.35

Tabelle F.6: Summary of the correction factors f and systematic errors $\Delta f/f$ for the 1993 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ cross section at the different energy scan points. The correction factors listed apply to the restricted angular range of $|\cos\theta| < 0.7$ used for this analysis.

	Correction Factor f	Uncertainty $\Delta f/f$ [%]
Acceptance/Efficiency:		
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Monte Carlo	1.0942	0.07
tracking losses	1.0059	0.10
trigger efficiency	1.0021	0.10
muon identification	1.0005	0.03
cut on number of tracks	1.0004	0.04
treatment of four-fermion events	1.0004	0.02
online filter efficiency	1.0000	0.05
edge of geometrical acceptance	1.0000	0.05
only one final-state photon in KORALZ	1.0000	0.05
Background:		
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.9904	0.10
cosmic rays	0.9997	0.05
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	0.9998	0.01
overall	1.0933	0.22

Tabelle F.7: Summary of the correction factors and systematic errors for the 1993 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ cross section calculation. Note that the effects 'muon identification', 'tracking losses' and 'cut on number of tracks' were, in principle, simulated by the Monte Carlo. The quoted corrections were introduced to take into account the observed discrepancies between the data and Monte Carlo for these effects.

	peak		peak -2		peak +2	
	f	$\Delta f/f$ [%]	f	$\Delta f/f$ [%]	f	$\Delta f/f$ [%]
Acceptance/Eff.:						
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ MC	1.3295	0.13	1.3384	0.13	1.3352	0.13
τ -pair selection cuts	1.0000	0.35	1.0000	0.35	1.0000	0.35
definition of $ \cos\theta $	1.0000	0.16	1.0000	0.16	1.0000	0.16
vertex cut	1.0003	0.01	1.0003	0.01	1.0003	0.01
four-fermion events	1.0000	0.03	1.0000	0.03	1.0000	0.03
trigger efficiency	1.0008	0.08	1.0008	0.08	1.0008	0.08
time-of-flight efficiency	1.0011	0.02	1.0011	0.02	1.0011	0.02
uncertainty of tau Br.	1.0000	0.05	1.0000	0.05	1.0000	0.05
misclassification as e^+e^-	1.0007	0.04	1.0007	0.04	1.0007	0.04
misclassification as $\mu^+\mu^-$	1.0000	0.04	1.0000	0.04	1.0000	0.04
Background:						
$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$	0.9956	0.11	0.9956	0.11	0.9956	0.11
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.9971	0.11	0.9936	0.24	0.9953	0.21
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.9896	0.07	0.9896	0.07	0.9896	0.07
cosmic rays, beam-gas	0.9994	0.01	0.9982	0.03	0.9986	0.03
two-photon reactions	0.9951	0.07	0.9855	0.19	0.9891	0.15
overall	1.3026	0.46	1.2927	0.54	1.2969	0.51

Tabelle F.8: Summary of the correction factors f and systematic errors $\Delta f/f$ for the 1993 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ cross section calculation at the different energy scan points.

luminosity	0.25%
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, cross section	0.22%
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, asymmetry	0.002
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, cross section	0.19%
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, asymmetry	0.001
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, cross section	0.40%
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, asymmetry	0.002
$e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$, cross section	0.20%

Tabelle F.10: The contributions of the systematic errors on the luminosity determination and the event selections, which have been treated as fully correlated between the four data taking periods '90, '91, '92 and '93.

Scan point	1	2	3
1 peak-2	20.8	12.5	12.5
2 peak	12.5	80.8	12.5
3 peak+2	12.5	12.5	21.7

Tabelle F.9: The centre-of-mass energy error matrix (MeV 2) for the three 1993 scan points resulting from uncertainties in the preliminary LEP energy calibration. These errors are fully correlated among the four LEP experiments.

Improved Born Approximation Equivalent	Without Lepton Universality	With Lepton Universality
$C_{ZZ}^*(e^+e^-) \equiv (\hat{g}_a^e)^2 + (\hat{g}_v^e)^2$	0.06333 ± 0.00048	
$C_{ZZ}^*(\mu^+\mu^-) \equiv (\hat{g}_a^\mu)^2 + (\hat{g}_v^\mu)^2$	0.06345 ± 0.00040	
$C_{ZZ}^*(\tau^+\tau^-) \equiv (\hat{g}_a^\tau)^2 + (\hat{g}_v^\tau)^2$	0.06340 ± 0.00048	
$C_{ZZ}^*(\ell^+\ell^-) \equiv (\hat{g}_a^\ell)^2 + (\hat{g}_v^\ell)^2$		0.06338 ± 0.00035
$C_{\gamma Z}^*(e^+e^-) \equiv \hat{g}_a^e \hat{g}_v^e \hat{g}_a^e \hat{g}_v^e$	0.00013 ± 0.00014	
$C_{\gamma Z}^*(\mu^+\mu^-) \equiv \hat{g}_a^\mu \hat{g}_v^\mu \hat{g}_a^\mu \hat{g}_v^\mu$	0.000241 ± 0.000076	
$C_{\gamma Z}^*(\tau^+\tau^-) \equiv \hat{g}_a^\tau \hat{g}_v^\tau \hat{g}_a^\tau \hat{g}_v^\tau$	0.000396 ± 0.000094	
$C_{\gamma Z}^*(\ell^+\ell^-) \equiv \hat{g}_a^\ell \hat{g}_v^\ell$		0.000275 ± 0.000054
$C_{\gamma Z}^*(e^+e^-) \equiv \hat{g}_a^e \hat{g}_a^e$	0.244 ± 0.029	
$C_{\gamma Z}^*(\mu^+\mu^-) \equiv \hat{g}_a^\mu \hat{g}_a^\mu$	0.223 ± 0.015	
$C_{\gamma Z}^*(\tau^+\tau^-) \equiv \hat{g}_a^\tau \hat{g}_a^\tau$	0.238 ± 0.017	
$C_{\gamma Z}^*(\ell^+\ell^-) \equiv \hat{g}_a^\ell \hat{g}_a^\ell$		0.233 ± 0.010
$C_{\gamma Z}^*(e^+e^-) \equiv \hat{g}_v^e \hat{g}_v^e$	-0.042 ± 0.018	
$C_{\gamma Z}^*(\mu^+\mu^-) \equiv \hat{g}_v^\mu \hat{g}_v^\mu$	0.000 ± 0.012	
$C_{\gamma Z}^*(\tau^+\tau^-) \equiv \hat{g}_v^\tau \hat{g}_v^\tau$	-0.007 ± 0.014	
$C_{\gamma Z}^*(\ell^+\ell^-) \equiv \hat{g}_v^\ell \hat{g}_v^\ell$		-0.0114 ± 0.0086
M_Z [GeV]	91.1879 ± 0.0055	91.1875 ± 0.0055
Γ_Z [GeV]	2.4943 ± 0.0061	2.4939 ± 0.0061
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ [nb]	41.49 ± 0.16	41.49 ± 0.16
χ^2/NDOF	$86.5/125$	$94.2/133$

Tabelle F.11: Results of the model-independent fits to the leptonic cross sections and forward-backward asymmetries. The hadronic cross section measurements are also included in both fits. The uncertainties in the LEP centre-of-mass energy (c.f. section F.6) are included in the errors quoted.

Without Lepton Universality:	
Γ_{ee}	83.63 ± 0.32
$\Gamma_{\mu\mu}$	83.82 ± 0.45
$\Gamma_{\tau\tau}$	83.60 ± 0.58
Γ_{had}	1748.1 ± 7.6
With Lepton Universality:	
Γ_{ee}	83.72 ± 0.23
Γ_{had}	1746.7 ± 6.4

Tabelle F.12: Z^0 partial decay widths [MeV] obtained by a parameter transformation from M_Z , Γ_Z , $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ and the C_{ZZ}^* parameters in Table F.11.

	Without Lepton Universality	With Lepton Universality	SM Prediction
R_e	20.90 ± 0.13		
R_μ	20.855 ± 0.097		
R_τ	20.91 ± 0.13		
R_ℓ		20.864 ± 0.076	$20.75^{+0.03}_{-0.04}$
$A_{FB}^{\text{pole}}(e^+e^-)$	0.0060 ± 0.0066		
$A_{FB}^{\text{pole}}(\mu^+\mu^-)$	0.0124 ± 0.0035		
$A_{FB}^{\text{pole}}(\tau^+\tau^-)$	0.0193 ± 0.0044		
A_{FB}^{pole}		0.0137 ± 0.0025	$0.014^{+0.006}_{-0.004}$
M_Z [GeV]	91.1862 ± 0.0054	91.1862 ± 0.0054	input
Γ_Z [GeV]	2.4945 ± 0.0061	2.4946 ± 0.0061	$2.489^{+0.027}_{-0.020}$
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ [nb]	41.47 ± 0.16	41.48 ± 0.16	$41.46^{+0.07}_{-0.04}$

Tabelle F.13: Results of a parameter transformation from M_Z , Γ_Z , $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ and the C_{ZZ}^* parameters in Table F.11 into the standard LEP parameter set. The C parameters referring to the γZ^0 -interference have been fixed to their Standard Model values. The uncertainties in the LEP centre-of-mass energy (c.f. section F.6) are included in the errors quoted. In the last column we give the Standard Model value for each parameter assuming $M_t = 150$ GeV, $M_H = 300$ GeV and $\alpha_s(M_Z^2) = 0.12$, fixed. The range quoted for the Standard Model prediction reflects variations of M_t in the interval $50 < M_t$ (GeV) < 230 and M_H in the interval $60 < M_H$ (GeV) < 1000 .

invisible width:	
Γ_{inv} [MeV]	496.8 ± 5.8
$\Gamma_{\text{inv}}/\Gamma_{\alpha}$	5.935 ± 0.068
N_p	$2.979 \pm 0.034(\text{exp.}) \pm 0.005(M_t, M_B)$
lepton universality:	
$R_{e/\tau}$	0.9989 ± 0.0083
$R_{\mu/\tau}$	1.0008 ± 0.0072
Standard Model fit:	
M_t [GeV]	$144^{+24}_{-28}{}^{+18}_{-17}$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0.133 \pm 0.008 \pm 0.002$

Tabelle F.14: Summary of results for electroweak parameters quoted in the text of [1].

Parameter	1	2	3	4	5
1 M_Z	1.00	0.15	0.04	0.00	0.06
2 Γ_Z	0.15	1.00	-0.26	0.01	0.01
3 $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$	0.04	-0.26	1.00	0.38	0.01
4 R_e	0.00	0.01	0.38	1.00	0.01
5 A_{FB}^{pole}	0.06	0.01	0.01	0.01	1.00

Tabelle F.16: The parameter correlation matrix for the standard LEP parametrization assuming lepton universality. The results of this fit are summarized in Table F.13 column 3.

Parameter	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1 M_Z	1.00	0.15	0.04	-0.01	0.00	0.01	-0.01	0.06	0.05
2 Γ_Z	0.15	1.00	-0.26	0.00	0.01	0.01	0.02	0.01	0.00
3 $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$	0.04	-0.26	1.00	0.19	0.31	0.23	0.04	0.00	0.00
4 R_e	-0.01	0.00	0.19	1.00	0.19	0.10	-0.13	0.04	0.03
5 R_μ	0.00	0.01	0.31	0.19	1.00	0.16	0.00	0.01	0.00
6 R_τ	0.01	0.01	0.23	0.10	0.16	1.00	0.00	0.00	0.01
7 $A_{FB}^{\text{pole}}(e^+e^-)$	-0.01	0.02	0.04	-0.13	0.00	0.00	1.00	-0.02	-0.02
8 $A_{FB}^{\text{pole}}(\mu^+\mu^-)$	0.06	0.01	0.00	0.04	0.01	0.00	-0.02	1.00	0.02
9 $A_{FB}^{\text{pole}}(\tau^+\tau^-)$	0.05	0.00	0.00	0.03	0.00	0.01	-0.02	0.02	1.00

Tabelle F.17: The parameter correlation matrix for the standard LEP parametrization without assuming lepton universality. The results of this fit are summarized in Table F.13 column 2.

	$\epsilon_1 \cdot 10^3$	$\epsilon_3 \cdot 10^3$	$\chi^2/N\text{DOF}$
Fit 1	2.7 ± 2.9	7.1 ± 4.9	7.8/8
Fit 2	3.1 ± 2.9	6.5 ± 4.8	12.8/10
Fit 3	2.9 ± 2.9	6.2 ± 4.8	13.2/11

Tabelle F.15: ϵ parameters obtained by the fits described in the text to M_Z , Γ_Z , $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ and the C parameters in Table F.11. The fits are described in [1].

Parameter	1	2	3	4	5	6	7
1 M_Z	1.00	0.07	-0.09	-0.05	-0.01	0.05	-0.18
2 $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$	0.07	1.00	0.20	-0.27	0.02	0.03	-0.04
3 $C_{Z2}^s(e^+e^-)$	-0.09	0.20	1.00	0.69	0.09	0.04	0.07
4 $C_{Z2}^s(\mu^+\mu^-)$	0.09	0.19	0.51	1.00	0.47	0.61	-0.03
5 $C_{Z2}^s(\tau^+\tau^-)$	0.07	0.16	0.40	0.47	1.00	0.51	-0.02
6 Γ_Z	0.15	-0.25	0.52	0.61	0.51	1.00	-0.01
7 $C_{\gamma Z}^a(e^+e^-)$	-0.01	-0.03	-0.08	-0.03	-0.02	-0.01	1.00
8 $C_{\gamma Z}^a(\mu^+\mu^-)$	0.01	0.02	0.04	0.07	0.04	0.00	1.00
9 $C_{\gamma Z}^a(\tau^+\tau^-)$	0.01	0.02	0.04	0.04	0.09	0.00	1.00
10 $C_{Z2}^a(e^+e^-)$	-0.01	0.04	0.14	0.04	0.03	0.02	-0.07
11 $C_{Z2}^a(\mu^+\mu^-)$	0.05	0.01	-0.01	0.04	0.02	0.03	0.00
12 $C_{Z2}^a(\tau^+\tau^-)$	0.05	0.01	-0.01	0.02	0.04	0.00	0.14
13 $C_{\gamma Z}^s(e^+e^-)$	-0.09	-0.06	-0.06	-0.06	-0.04	-0.04	0.15
14 $C_{\gamma Z}^s(\mu^+\mu^-)$	-0.12	-0.01	0.01	0.11	0.01	0.00	-0.09
15 $C_{\gamma Z}^s(\tau^+\tau^-)$	-0.11	-0.02	0.00	0.01	0.09	0.01	0.00

Tabelle F.18: The parameter correlation matrix for the extended effective Born approach assuming lepton universality. The results of this fit are summarized in Table F.11 column 3.

Parameter	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1 M_Z	1.00	0.05	0.10	0.09	0.07	0.15	-0.01	0.01	0.01	-0.01	0.05	0.05	-0.09	-0.12	-0.11
2 $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$	0.05	1.00	0.19	0.19	0.16	-0.25	-0.03	0.02	0.02	0.04	0.01	0.01	-0.06	-0.01	-0.02
3 $C_{Z2}^s(e^+e^-)$	0.10	0.19	1.00	0.51	0.40	0.52	-0.08	0.04	0.04	0.14	-0.01	-0.01	-0.06	0.01	0.00
4 $C_{Z2}^s(\mu^+\mu^-)$	0.09	0.19	0.51	1.00	0.47	0.61	-0.03	0.07	0.04	0.04	0.04	0.02	-0.06	0.11	0.01
5 $C_{Z2}^s(\tau^+\tau^-)$	0.07	0.16	0.40	0.47	1.00	0.51	-0.02	0.04	0.09	0.03	0.02	0.04	-0.04	0.01	0.09
6 Γ_Z	0.15	-0.25	0.52	0.61	0.51	1.00	-0.01	0.04	0.05	0.02	0.03	0.02	-0.04	0.01	0.01
7 $C_{\gamma Z}^a(e^+e^-)$	-0.01	-0.03	-0.08	-0.03	-0.02	-0.01	1.00	0.00	0.00	-0.07	0.00	0.00	0.15	0.00	0.00
8 $C_{\gamma Z}^a(\mu^+\mu^-)$	0.01	0.02	0.04	0.07	0.04	0.04	0.00	1.00	0.00	0.00	0.16	0.00	-0.01	-0.09	0.00
9 $C_{\gamma Z}^a(\tau^+\tau^-)$	0.01	0.02	0.04	0.04	0.09	0.05	0.00	0.00	1.00	0.00	0.00	0.14	-0.01	0.00	-0.09
10 $C_{Z2}^a(e^+e^-)$	-0.01	0.04	0.14	0.04	0.03	0.02	-0.07	0.00	0.00	1.00	-0.02	-0.02	-0.01	0.00	0.00
11 $C_{Z2}^a(\mu^+\mu^-)$	0.05	0.01	-0.01	0.04	0.02	0.03	0.00	0.16	0.00	-0.02	1.00	0.02	0.00	-0.01	-0.01
12 $C_{Z2}^a(\tau^+\tau^-)$	0.05	0.01	-0.01	0.02	0.04	0.02	0.00	0.00	0.14	-0.02	0.02	1.00	0.00	-0.01	0.03
13 $C_{\gamma Z}^s(e^+e^-)$	-0.09	-0.06	-0.06	-0.06	-0.04	-0.04	0.15	-0.01	-0.01	-0.01	0.00	0.00	1.00	0.03	0.03
14 $C_{\gamma Z}^s(\mu^+\mu^-)$	-0.12	-0.01	0.01	0.11	0.01	0.01	0.00	-0.09	0.00	0.00	0.03	-0.01	0.03	1.00	0.04
15 $C_{\gamma Z}^s(\tau^+\tau^-)$	-0.11	-0.02	0.00	0.01	0.09	0.01	0.00	0.00	-0.09	0.00	-0.01	0.03	0.03	0.04	1.00

Tabelle F.19: The parameter correlation matrix for the extended effective Born approach without assuming lepton universality. The results of this fit are summarized in Table F.11 column 2.

- [17] A Preliminary Update of the Z^0 Line Shape and Lepton Asymmetry Measurements with the 1993 Data, OPAL PN121.
- [18] Line shape program ZFITTER, version 4.6, Dubna-Zeuthen radiative correction group; D. Bardin et al., Comp. Phys. Comm. **59** (1990) 303; Z. Phys. **C44** (1989) 493; Nucl. Phys. **B351** (1991) 1; Phys. Lett. **B229** (1989) 405; CERN-TH 6443/92 (May 1992).
- [19] W. Beenakker et al., Nucl. Phys. **B349** (1991) 323.

Literaturverzeichnis

- [1] OPAL Collaboration, R. Akers et al., Z. Phys. **C61** (1994) 19.
- [2] OPAL Collaboration, P.D. Acton et al., Z. Phys. **C58** (1993) 219.
- [3] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z. Phys. **C52** (1991) 175.
- [4] The OPAL Silicon-Tungsten Calorimeter Front-End Electronics, B.E. Anderson et al., CERN/ECP 93-20
(To be published in IEEE Transactions on Nuclear Science)
- [5] 'The Preliminary SiW Luminosity analysis: Results for the 1994 Summer Conferences', The SiW working group, OPAL PNXXX.
- [6] M. Caffo, H. Czyz and E. Remiddi, Il Nuovo Cimento **Vol 105 A** (1992), 277.
- [7] 'Large Acceptance Multihadron Selection', G. Duckeck, OPAL TN086.
- [8] JETSET, Version 7.3; T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367;
T. Sjöstrand, CERN-TH/6488/92.
- [9] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. **66** (1991) 276.
- [10] M. Böhm, A. Denner and W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988) 687;
F. A. Berends, R. Kleiss, W. Hollik, Nucl. Phys. **B304** (1988), 712.
- [11] R. Battacharya, J. Smith, G. Grammer, Phys. Rev. **D15** (1977) 3267. J. Smith, J.A.M. Vermaasen, G. Grammer, Phys. Rev. **D15** (1977) 3280.
- [12] 'The Energy Calibration of LEP in 1991', L. Arnaudon et al., CERN-PPE/92-125 and CERN-
SL/92-37(DI).
- [13] Working group on LEP energy and the LEP Collaborations, Phys. Lett. **B307** (1993) 187.
- [14] 'The Energy Calibration of LEP in 1992', L. Arnaudon et al., CERN SL/93-21 (DI), April 1993
- [15] Working group on LEP energy: Summary of the 48th, 49th and 50th Energy Meetings
(Feb. 1994). Catalogued as OPAL TN215.
- [16] Private communication; B.Jacobson.

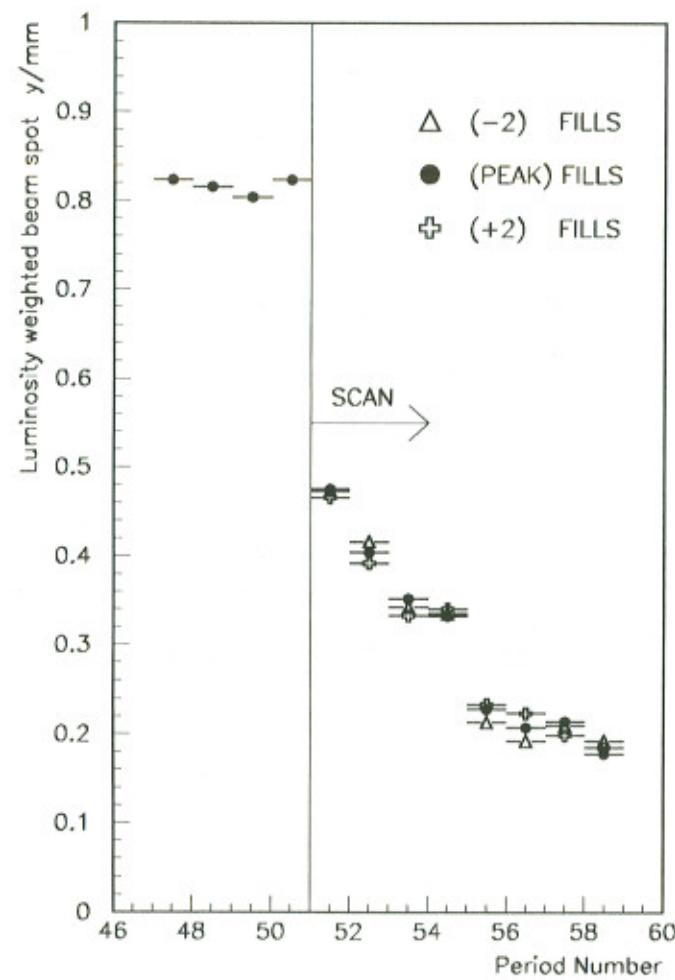


Abbildung F.1: Luminosity weighted mean y position of the beam spot plotted as a function of OPAL period number (the 1993 data taking was divided into periods of running which were labelled from 47 to 58). These positions were determined using tracks in the central detector. The energy scan started in period 51. Values are shown for the three energy points. Although trends can be observed, they are highly correlated between the three energy points during the scan.

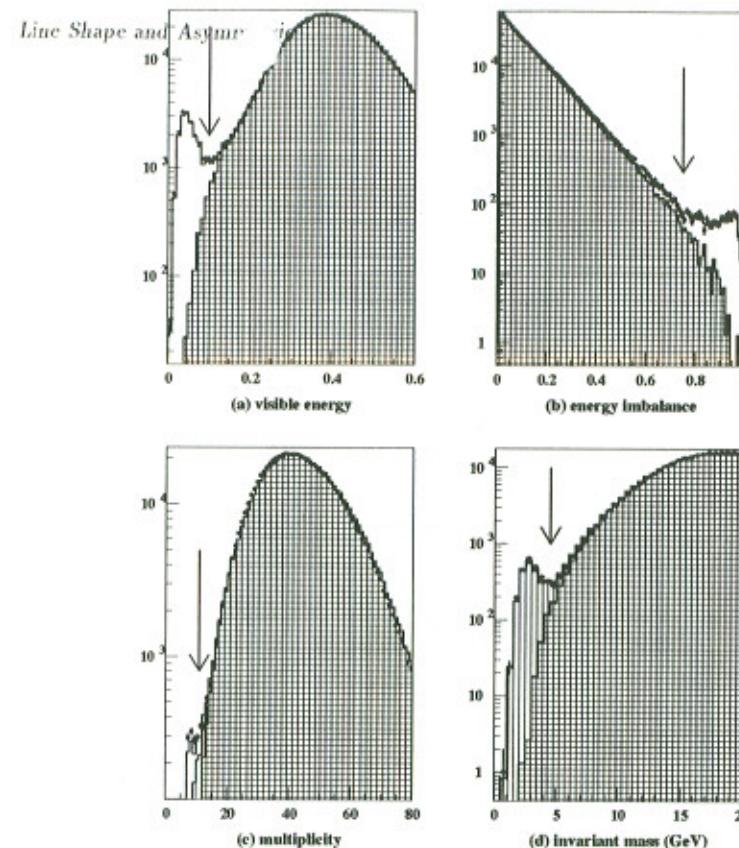


Abbildung F.2: The distributions of the multihadron selection variables:

- (a) the visible energy $((\Sigma E_{clust} + 1/3 \cdot \Sigma E_{FD})/\sqrt{s})$;
- (b) the energy imbalance along the beam direction $|\Sigma(E_{clust} \cdot \cos \theta) + \Sigma(E_{FD} \cdot \cos \theta)| / (\Sigma E_{clust} + \Sigma E_{FD})$;
- (c) the multiplicity of charged tracks, electromagnetic clusters and forward detector segments;
- (d) the sum of the invariant masses per hemisphere.

The points are for the 1993 data, the crosshatched histograms show the multihadron Monte Carlo distribution, the vertically hatched the $\tau^+\tau^-$ contribution and the open histogram the additional contribution from non-resonant background, estimated from the data.

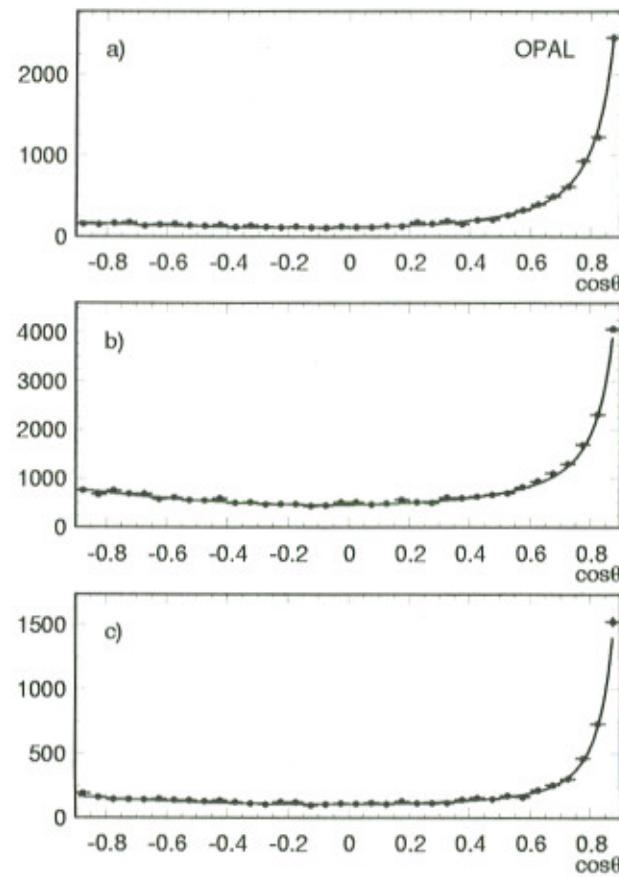


Abbildung F.3: Distribution in polar angle of the clusters from the 1993 data sample used for measurement of the electron pair forward-backward charge asymmetry. Corrections for selection efficiency and subtraction of background contributions have been applied. The curve shows the angular distribution as calculated by ALIBABA [19], taking into account the effects of t -channel and s - t interference contributions. (a), (b) and (c) show the distributions at the peak-2, peak and peak+2 energy points, respectively.

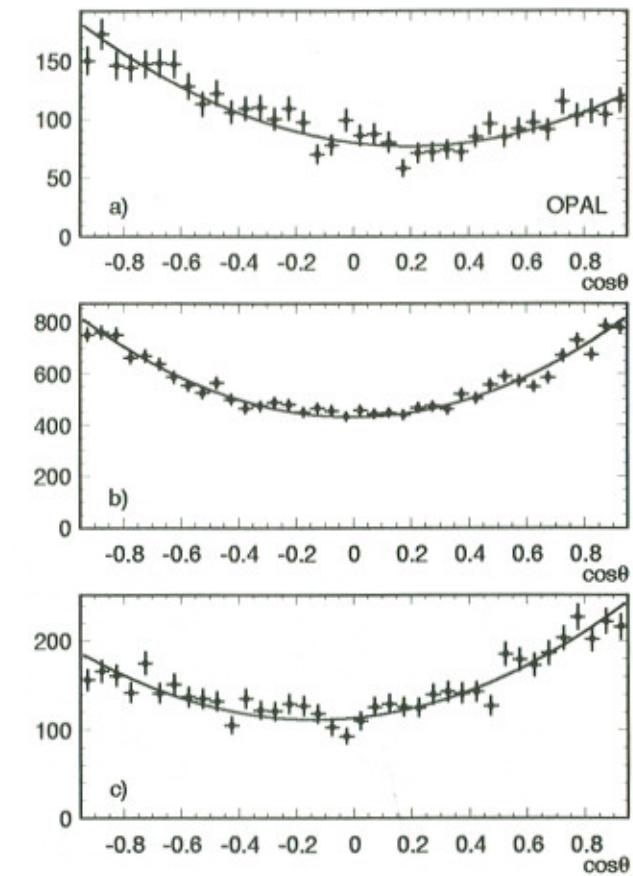


Abbildung F.4: Distribution in polar angle of the tracks from the 1993 data sample used for measurement of the muon pair forward-backward charge asymmetry. The curve corresponds to the asymmetry measured by an event-by-event maximum likelihood fit to selected tracks of random charge. (a), (b) and (c) show the distributions at the peak-2, peak and peak+2 energy points, respectively.

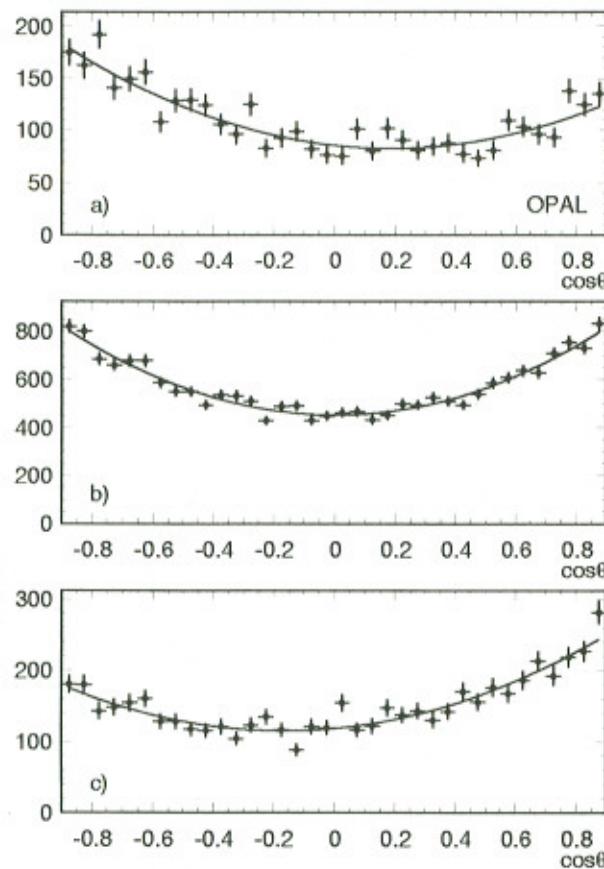


Abbildung F.5: Distribution in polar angle of the jets from the 1993 data sample used for measurement of the tau pair forward-backward charge asymmetry. A correction for selection efficiency has been applied. The curve corresponds to the asymmetry measured by an event-by-event maximum likelihood fit to selected jets of positive charge. (a), (b) and (c) show the distributions at the peak-2, peak and peak+2 energy points, respectively.

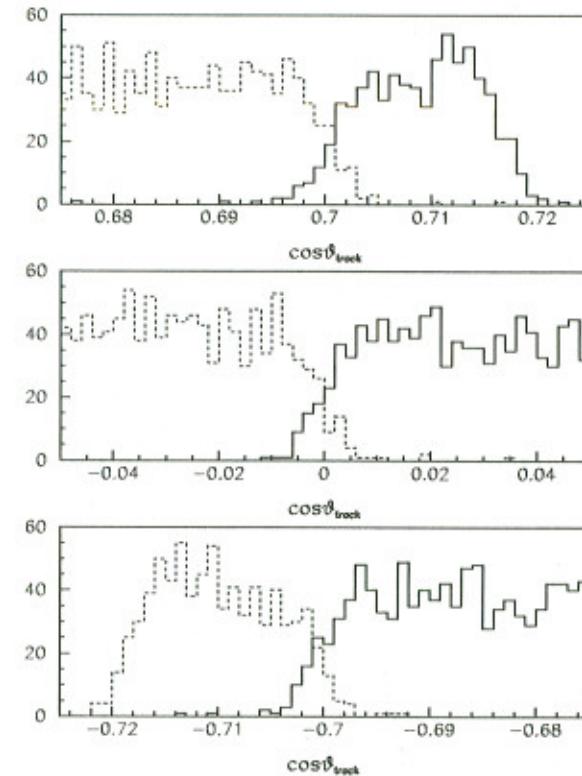


Abbildung F.6: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ selection: $\cos\theta$ distribution measured by central detector tracks for events with $\cos\theta_{\text{cluster}}$ greater than the acceptance cut (solid histogram) and less than the cut (dashed histogram). The three plots each corresponds to the $\cos\theta$ region near to the cut boundaries at 0.7, 0.0 and -0.7.

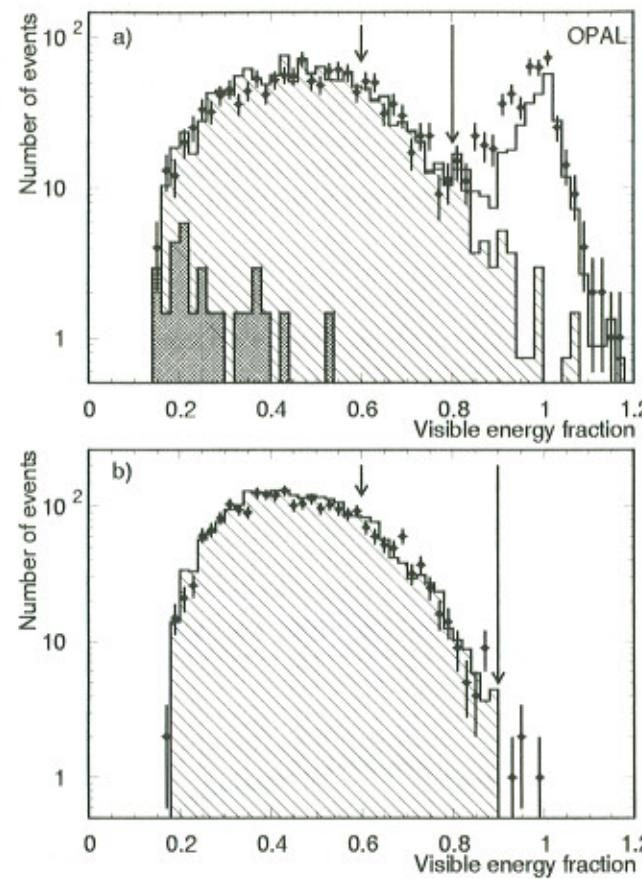


Abbildung F.7: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ selection: Comparison of the visible energy fraction for data and Monte Carlo events in the tau pair background studies. The points represent the combined 1991, 1992 and 1993 data. The unshaded area is the muon pair Monte Carlo, the singly hatched area is the tau pair Monte Carlo, and the cross-hatched area is the two-photon Monte Carlo [11]. The region between the arrows was considered in the systematic analysis. (a) Distributions for events in the tau-enriched muon pair sample. (b) Distributions for events in the tau pair sample selected by requiring both a muon and an electron in the final state.

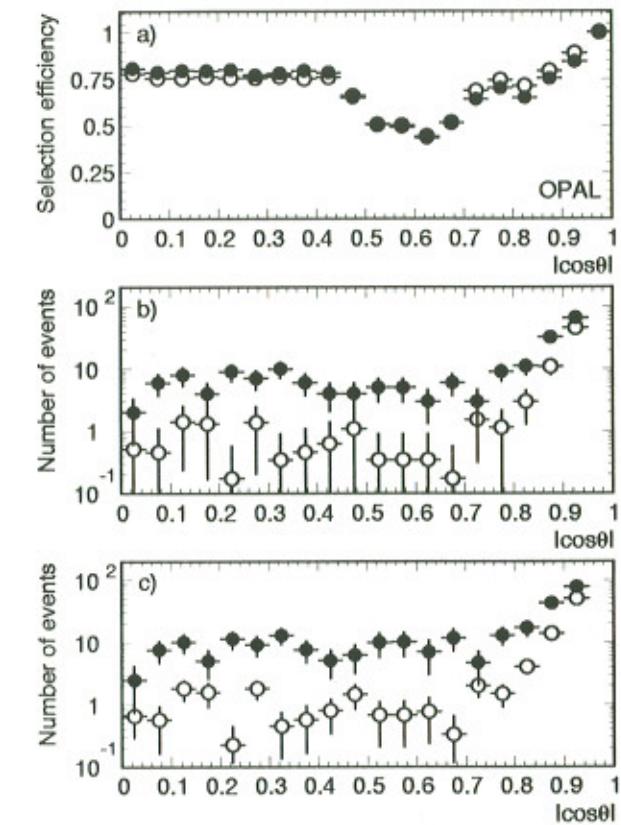


Abbildung F.8: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ selection: Comparison of tracking reconstruction problems in the data and Monte Carlo samples. The solid points are 1993 data and the hollow points are muon and tau pair Monte Carlo combined. (a) Efficiency of the tracking-independent selection in $|\cos \theta|$. (b) Distribution in $|\cos \theta|$ of problem events which failed the main muon pair selection but were found by the tracking-independent selection and considered to be candidate muon pair events. (c) Distribution in $|\cos \theta|$ of problem events after correction by the efficiency of the tracking-independent selection.

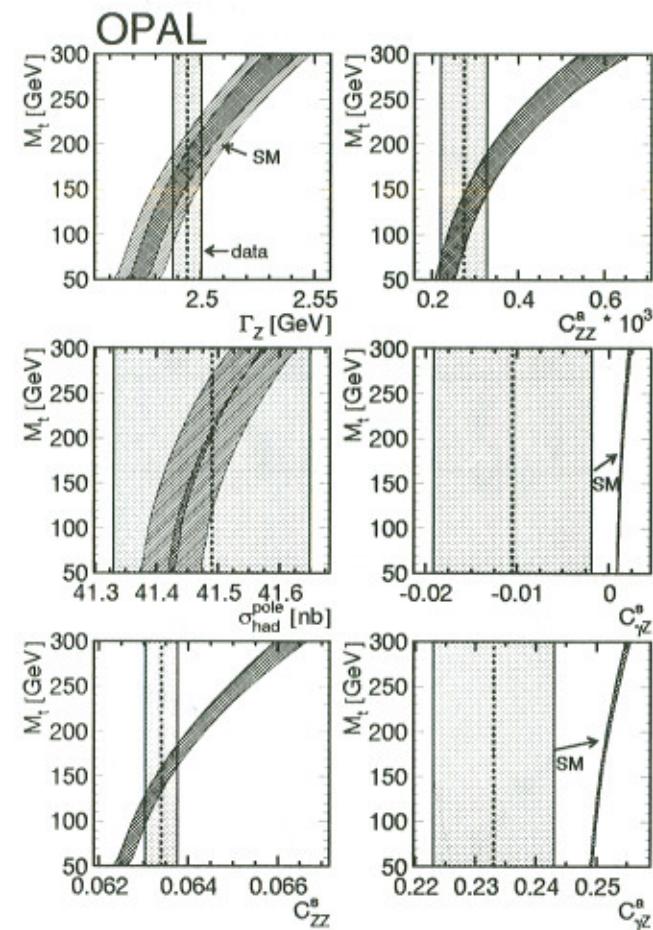
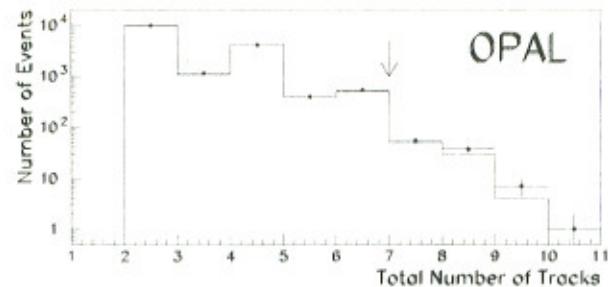


Abbildung F.9: $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ selection: The total number of tracks after all other selection cuts have been applied. The open histogram represents the 1992 data and the points represent the 1993 data.

Abbildung F.10: Comparison of the parameters from the model independent fit (Table F.11 **column 3**) with the Standard Model prediction as a function of M_t . The cross-hatched area shows the variation of the Standard Model prediction with M_H spanning the interval $60 < M_H \text{ (GeV)} < 1000$ and the singly-hatched area corresponds to a variation of $\alpha_s(M_Z^2)$ within the interval $0.11 < \alpha_s(M_Z^2) < 0.13$. The experimental errors on the parameters are indicated as vertical bands.

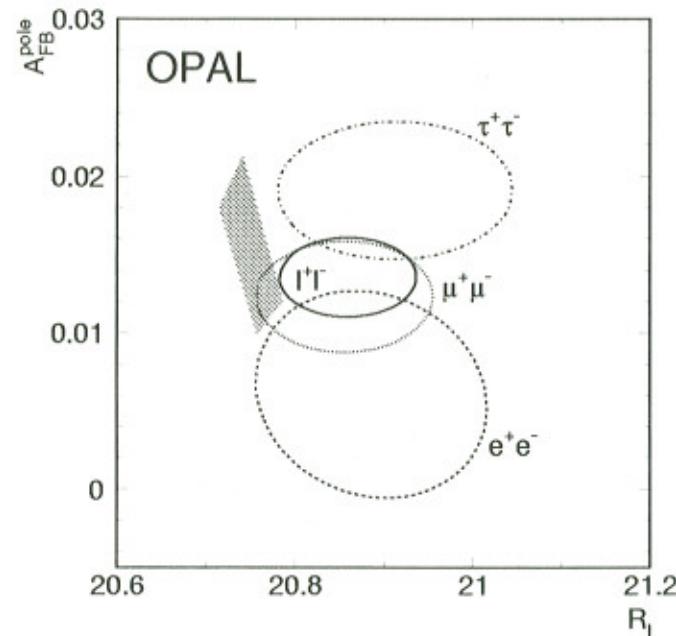


Abbildung F.11: One standard deviation contours (39% probability content) in the R_t - A_{FB}^{pole} plane for each leptonic species and for all leptons assuming lepton universality. The shaded area is the Standard Model prediction for $50 < M_t (GeV) < 230$ and $60 < M_H (GeV) < 1000$ for $\alpha_s(M_Z^2) = 0.120$.

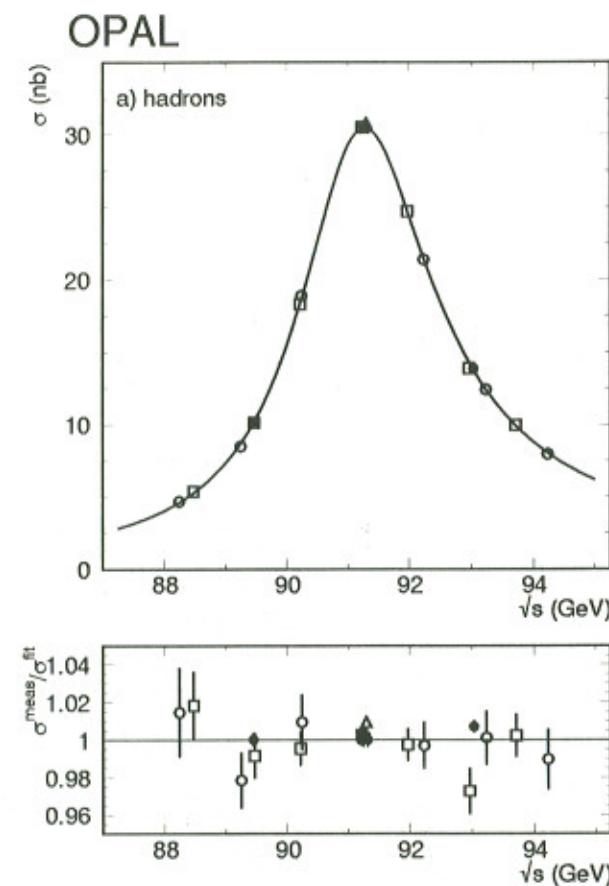


Abbildung F.12: Cross sections as functions of centre-of-mass energy for:
a) $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, corrected for acceptance;
b) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, integrated over $|\cos\theta| < 0.70$ and corrected for efficiency within the geometrical acceptance;
c) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, corrected for acceptance;
d) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, corrected for acceptance.
The solid lines are the results of the fit to the combined e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ and hadronic data described in the text. The solid circles show the 1993 data, the open triangles the 1992 data, the open squares the 1991 data and the open circles the 1990 data. The data are corrected for the centre-of-mass energy spread. The lower plots display the residuals to the Standard Model fit. Only statistical errors are shown.

OPAL

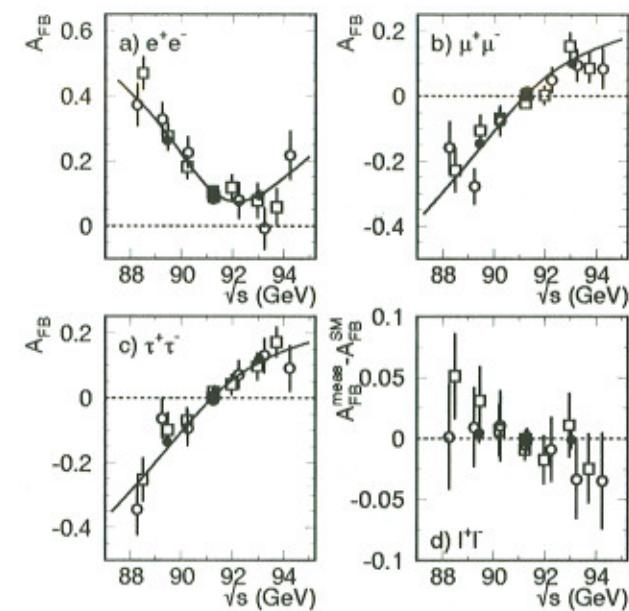
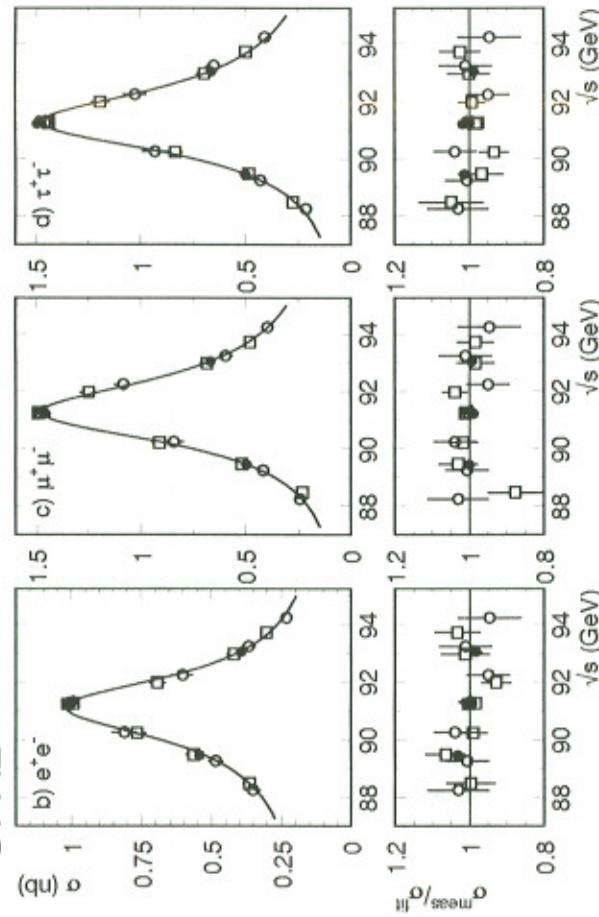


Abbildung F.12: Forward-backward asymmetries for:

- a) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, within $|\cos \theta| < 0.70$;
- b) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, within $|\cos \theta| < 0.95$;
- c) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, within $|\cos \theta| < 0.90$.
- d) The difference averaged over all 3 leptonic species between the measured forward-backward asymmetry and the Standard Model fit result.

The solid lines are the results of the fit to the combined e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$ and hadronic data described in the text. The solid circles show the 1993 data, the open triangles the 1992 data, the open squares the 1991 data and the open circles the 1990 data. Only statistical errors are shown.

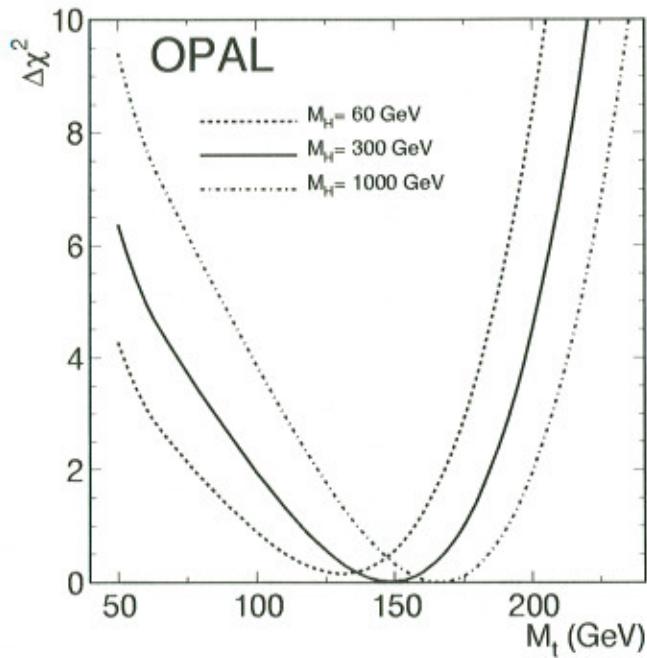


Abbildung F.13: The χ^2 curves for the fit to M_t and $\alpha_s(M_Z^2)$, using the OPAL cross section and forward-backward asymmetry measurements, for three different Higgs mass values spanning the interval $60 < M_H (\text{GeV}) < 1000$. The minimum value of χ^2 from the $M_H = 300 \text{ GeV}$ curve has been subtracted from all curves. In these fits the strong coupling constant is unconstrained.

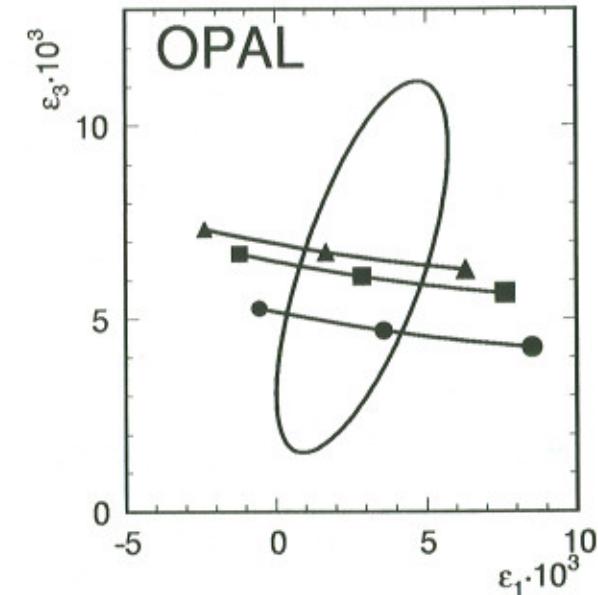


Abbildung F.14: One standard deviation contours (39% probability content) in the ϵ_1 - ϵ_3 plane for a fit to line shape and lepton asymmetry data. Also indicated is the Standard Model prediction for the ϵ parameters. The symbols refer to $M_t = 90 \text{ GeV}$, 150 GeV and 200 GeV , where the symbol size increases with M_t . Circular, box and triangular symbols discriminate between $M_H = 60 \text{ GeV}$, 300 GeV and 1000 GeV , respectively.

Anhang G

Der OPAL-Detektor in Bildern

„Eingebettet zwischen dem Genfer See und dem Jura liegt in 100 Meter Tiefe der größte Beschleuniger der Erde ...“

So oder ähnlich könnte ein von Werbefachleuten gemachtes Heftchen über den Large-Electron-Positron-Collider (LEP) beginnen. Als Physiker sind Sie den Umgang mit trockenem Zahlenmaterial gewohnt und erkennen hoffentlich auch so die riesigen Dimensionen moderner Hochenergiephysikgeräte.

Das folgende Bild G.1 zeigt eine Luftaufnahme der Gegend, in die der LEP-Ring eingezeichnet ist. Zum Größenvergleich eignet sich der Genfer Flughafen, den Sie im unteren Teil des Bildes erkennen können.

Site Meyrin und site Prevessin bezeichnet die beiden CERN-Gelände, auf denen sich die Büros, Experimentierhallen etc. pp. befinden. Dabei befindet sich Prevessin auf französischem, Meyrin dagegen auf schweizerischem Boden. Auf dem Bild können Sie schwach die eingezeichnete Grenze erkennen. Alle Zugänge zum LEP-Ring befinden sich auf französischem Boden, wohingegen sich alle Büros der am LEP-Ring experimentierenden Physiker auf schweizer Gelände befinden. Hätte sich die Schweiz für einen Beitritt zur EG entscheiden, wäre der lästige Grenzübergang weggefallen ...

G.1 CERN

Experimente am CERN

Im Laufe der Geschichte des CERN seit 1954, ist die Anzahl der Experimente immer weiter gewachsen - alte wurden durch neue Experimente ersetzt, aber mit jedem neuen Beschleuniger kamen neue hinzu. Tabelle G.1 gibt einen kleinen Überblick über einen Teil der Experimente. Das Spektrum, das die Experimente abdecken, ist nicht nur bzgl. der verwendeten Energie sehr reichhaltig. Von der Untersuchung schwerer Kerne mit dem „Isotope Separator Online“ ISOLDE über das Studium leichter Mesonen durch das Cristall Barrel Experiment am „Low Energy Antiproton Ring“ LEAR, die Untersuchung der Struktur von Protonen und hadronischer Materie durch Experimente am SPS bis

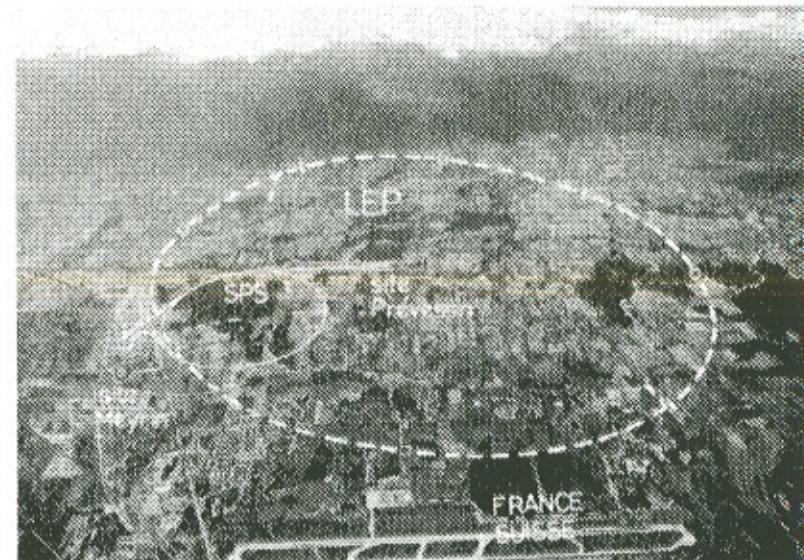


Abbildung G.1: Luftaufnahme mit LEP-Ring

hin zum Präzisionstest des Standardmodells am LEP, deckt das CERN fast das gesamte Spektrum der modernen Elementarteilchenphysik ab. Aber nicht nur in der Experimentalphysik ist das CERN ein Kristallisierungspunkt für Physiker aus aller Welt. Es gibt kaum einen Ort auf dieser Welt, der eine ähnlich hohe Dichte von theoretischen Physikern aufweisen kann, wie der südliche Teil des CERN Geländes in Meyrin. Hier wird von Rechnungen für die Experimente bis hin zu nie nachmeßbaren Theorien der mathematischen Physik ein ähnlich weites Spektrum beforscht wie in der Experimentalphysik. Durch die modernen Computer ist es möglich, auf geringem Raum die Rechnerkapazitäten für die Theoretiker zur Verfügung zu stellen, ohne das es gegenüber dem immensen Platzbedarf der Experimentalphysiker irgendwie auffallen würde. So scheint die kritische Masse an theoretischen Physikern noch nicht erreicht zu sein, wohingegen die modernen Experimente der Hochenergiephysik diesen Punkt zu erreichen oder gar zu überschreiten scheinen. Nimmt man zum Beispiel die Kollaborationen, die die Detektoren für die nächste Beschleunigergeneration entwerfen, so besteht jede von ihnen aus ungefähr 1500 Physikern. Die Beschreibung eines dieser Detektoren ist mehr als 1000 Seiten dick, ob das überhaupt noch wer liest ...

ALEPH	LEP experiment
CHORUS	WA95 - Neutrino oscillation experiment at CERN
CLEAR	Measurements of CP and T violation in the neutral kaon system and tests of CPT
DELPHI	DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification
L3	LEP experiment at CERN
NA35	Study of Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions
NA38	Muon production at high energy heavy ion collisions at SPS
NA44	A Focusing Spectrometer for One and Two Particles.
CERES/NA45	Study of electron-pair production at high energy heavy ion collisions.
NA47	Experiment which studies the spin structure of the nucleon at the CERN SPS.
NA48	The CP Violation experiment
NA49	Large Acceptance Hadron Detector for an Investigation of Pb-induced Reactions at the CERN SPS
NA50	Study of muon pairs and vector mesons produced in high energy Pb-Pb interactions at SPS
NA51	Study of the isospin symmetry breaking in the light quark sea of the nucleon from the Drell-Yan process.
NOMAD	Neutrino Oscillation MAGnetic Detector is CERN experiment WA96.
OPAL	The Omni-Purpose Apparatus at LEP
WA89	The Hyperon Beam Experiment at the CERN-SPS
WA98	Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer

Tabelle G.1: Experimente am CERN

Der Beschleunigerkomplex

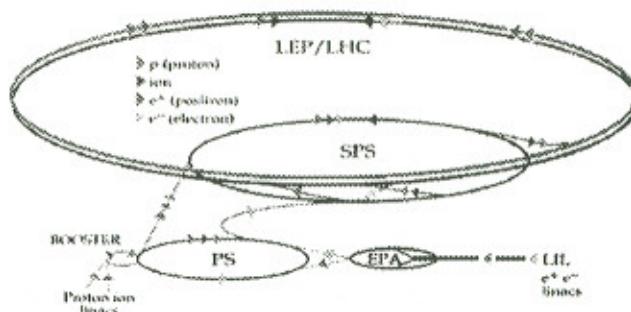


Abbildung G.2: Das Beschleunigersystem des CERN

PSB	Der Proton-Synchrotron-Booster beschleunigt Protonen oder Antiprotonen auf 1 GeV bzw. Ionen, die dann entweder dem ISOLDE-Experiment zugeführt werden können oder in den nächsten Beschleuniger, das Proton-Synchrotron weitergeleitet werden. Die Protonen bzw. Antiprotonen können dann auf 26 GeV weiterbeschleunigt werden und als Teststrahlen in verschiedene Experimentierbereiche geschickt werden. Das PS bietet weiterhin die Möglichkeit, Protonen und Antiprotonen aus dem PSB zu sammeln, um sie dann mit hoher Intensität dem LEP oder dem SPS weiterzugeben.
PS	Das SPS kann dann die Protonen auf 450 GeV weiterbeschleunigen und den Fixed Target Experimenten zuleiten. Diese Protonen werden auf Targets geschossen, wobei sich im Wesentlichen Pionen bilden, die dann in Muonen weiterzerfallen. Diese Muonen kann man dann als Sonden in den Fixed Target Experimenten für die zu untersuchenden Kerne/Protonen einsetzen.
LEAR	Das PS und das SPS werden nicht nur zur Beschleunigung von Protonen und Ionen benötigt, sondern auch als Vorbeschleuniger für die Elektronen und Positronen, die dann mit 20 GeV in den LEP-Ring injiziert werden und dort auf 45 GeV weiterbeschleunigt werden.
SPS	
LEP	

Ganz interessant ist in diesem Zusammenhang das Alter der verwendeten Beschleuniger, denn das heute immer noch verwendete PS wurde 1959 in Betrieb genommen, das SPS läuft seit 1976 und hat die aufregenden Tage der Entdeckung der intermediaären Vektorbosonen erlebt. LEP selber läuft seit 1989 und wird bis fast in das Jahr 2000 hinein für die Physiker arbeiten müssen. Ob LEP dann „in Pension“ gehen wird, ist noch nicht klar.

Der nächste Schritt

Schon kurz nachdem mit dem Bau des LEP-Ringes begonnen wurde, machte sich eine kleine Gruppe von Physikern Gedanken darüber, was man denn nach LEP so anstellen könnte und geboren wurde die Idee des Large-Hadron-Colliders LHC. Der Vorschlag war, einen Beschleuniger für Protonen in den LEP-Tunnel zu bauen. Durch supraleitende Magnete mit der technisch maximal machbaren Magnetfeldstärke, sollte die zur Verfügung stehende Schwerpunktenergie in die unendlichen Weiten bisher noch nicht zugänglicher und erforschter Bereiche der Elementarteilchenphysik katapultieren. Kritiker bezeichnen die Methode auch als „brute force“ oder mit dem Lehrsatz, den Sie sicher aus dem Chemiepraktikum her kennen: „Viel hilft viel“. Der LHC befindet sich z. Zt. in der Genehmigungsphase und es fehlt nur noch die Zustimmung der Bundesrepublik Deutschland. Kosten wird der LHC wie seine Vorgänger SPS und LEP ungefähr eine Milliarde Schweizer Franken. Die Kosten für die Experimente sind dabei nicht eingerechnet. Schätzungen belaufen sich auf weitere 500 Millionen SFr pro Experiment. Da die LHC Magnete supraleitend sind, wird ihre Betriebstemperatur bei 1.6 Kelvin liegen. Die von den Magneten erreichbare Magnetfeldstärke beträgt bei den bisher getesteten Prototypen ungefähr 7 Tesla. Diese Magnetfeldstärken werden ausreichen, um Protonen mit einer Energie von 7.5 TeV geeignet ablenken zu können. Der Energieinhalt eines Protonbunches dieser Energie entspricht vielen Tonnen TNT.

Die beiden Protonenstrahlen werden alles 25 ns zur Kollision gebracht, d. h. die Experimente müssen in der Lage sein, alle 25 ns ein Ereignis aufzuzeichnen. Die dabei anfallenden Datenn Mengen bewegen sich um die 35.000 Megabit pro Sekunde. Die Anforderungen an die Technologie sind dabei immens – man muß nicht nur Nachweismethoden entwickeln, die schnell und präzise genug sind, sondern auch die nachfolgende Elektronik mit den Computern muß schnell genug sein, um diese immensen Datenn Mengen bearbeiten zu können.

Wie bei jeder neuen Generation von Detektoren sind die Physiker optimistisch, alle Probleme lösen zu können, denn immerhin sind die letzten großen Projekte immer fast auf Anhieb gelaufen und der HERA-Beschleuniger am DESY hat bereits alle 96ns eine Kollision, d. h. die Datenrate ist also „nur“ um den Faktor vier geringer als beim LHC. Der Start dieser Mammutmaschine ist für 2005 geplant.

ATLAS	A Toroidal LHC Apparatus
ALICE	A Large Ion Collider Experiment - Heavy Ion at LHC
CMS	Compact Muon Solenoid LHC experiment
GAJET	Study of CP violation in B-meson decays using an internal gas jet target at LHC

Tabelle G.2: LHC Experimente - An jedem dieser Experimente arbeiten etwa 1000 Physiker

G.2 LEP

Bis zum Bau des Kanaltunnels war der Tunnel für den LEP-Ring der größte zivile Tunnel auf der Erde. 1.4 Millionen Kubikmeter Material mußten für den 26.67 km langen Haupttunnel ausgegraben werden. Bewältigt wurde diese Aufgabe von laser- und satellit gesteuerten Spezialmaschinen. Als der Tunnel dann fertiggestellt war, stellte man fest, das die Präzision, mit der der Tunnel gebohrt wurde, besser als 1cm war.

Insgesamt gibt es vier unterirdische Experimentierhallen, 18 Zugangsschächte, mehr als 3km Sekundärtunnel und ungefähr 60 unterirdische Räume. Abbildung G.3 zeigt einen Blick durch den Leptunnel. Auf der rechten Seite erkennt man das Strahlrohr mit Magneten.



Abbildung G.3: Blick in den LEP-Tunnel

Um sich in dem langen LEP Tunnel bewegen und Material transportieren zu können, gibt es neben kleinen Elektroautos auch die in Abbildung G.4 gezeigte Einspurbahn.

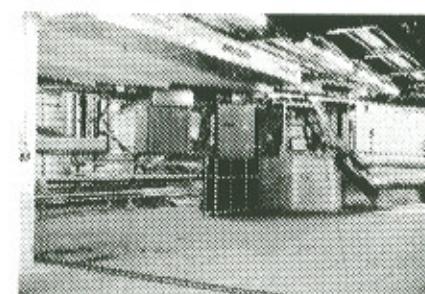


Abbildung G.4: Die Einspurbahn im LEP-Tunnel

Die nachfolgende Tabelle G.3 zeigt noch einmal einige Parameter des LEP.

G.3 Der OPAL-Detektor

Wenn Sie heute mit dem Aufzug in die in 100m Tiefe gelegene Halle, in der sich der OPAL-Detektor befindet, fahren, so werden Sie sicher von der Größe der Halle beeindruckt sein, vom Detektor selber sehen Sie nur graue Container (vgl. Abb.).

In diesen Containern befindet sich die gesamte Ausleseelektronik, die Hochspannungsversorgungen,

Umfang LEP	27 km
Tiefe	100m
Luminosität	$11 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
max. Strahlenergie	55 GeV
Lebensdauer des Stahls	20h
Füllzeit	90min
Injectionsenergie	20 GeV
Teilchen pro bunch	$41.6 \cdot 10^{10}$
Bunch-Crossing-Time (8×8)	$10\mu\text{s}$
Anzahl der Dipolmagnete	ca. 3400
Anzahl der Quadrupolmagnete	800
Vakuum	$8 \cdot 10^{-12} \text{ Torr}$
Herstellungskosten	1.300.000.000 SFr

Tabelle G.3: Einige LEP-Parameter

G.3



Abbildung G.5: OPAL-Pit mit geschlossenem Detektor

etc. pp. und der Kontrollraum, in dem eine aus drei Personen bestehende Schichtgruppe rund um die Uhr den Detektor und die Datennahme steuert und überwacht.

Diese Container versperren den Blick auf den eigentlichen Detektor und daher folgen nun einige Bilder aus der Zeit, als der OPAL-Detektor zusammengebaut wurde.

Abbildung G.6 zeigt einen Blick durch die Experimentierhalle. An den Seiten sind die bereits fertig montierten Endkappen mit den Bleiglasblöcken des elektromagnetischen Kalorimeters zu sehen. Im Hintergrund kann man ein sogenanntes C erkennen, d. h. einen Teil des Detektors aus dem Barrelbereich. Die schwarze Fläche besteht aus den etwa 5000 in schwarzes Papier eingepackten Bleiglasblöcken des elektromagnetischen Kalorimeters. Die vor dem Detektor stehenden Personen ergeben ein gutes Gefühl für die Größe des Detektors.

Die folgende Abbildung G.7 zeigt noch einmal einen vergrößerten Blick auf das Barrelkalorimeter. Die einzelnen Bleiglasblöcke mit ihre projektiven Geometrie, d. h. sie zeigen alle zum Mittelpunkt des Detektors, also dem Wechselwirkungspunkt, hin, sind gut zu erkennen.

Der Zentraldetektor besteht mechanisch gesehen aus drei großen Komponenten, den beiden Cs und dem Drucktank des Zentraldetektors. Abbildung G.8 zeigt einen Blick auf diese beiden Cs und den Drucktank, der an einer besonderen Aufhängung befestigt ist. Das ganze System ist so konzipiert, daß es nur wenige Tage dauert, bis der Detektor in diesem Zustand ist. Es ist somit möglich, innerhalb kürzester Zeit, den Detektor für notwendige Reparaturen zu öffnen und wieder zu schließen. Immer mit dem Ziel, daß er hinterher mindestens genau so gut funktioniert wie vorher.

Zum Abschluß dieser kleinen Bilderserie noch einen Blick auf „unseren Kleinsten“, den Silizium Mikrovertdexdetektor (Abb. G.10).

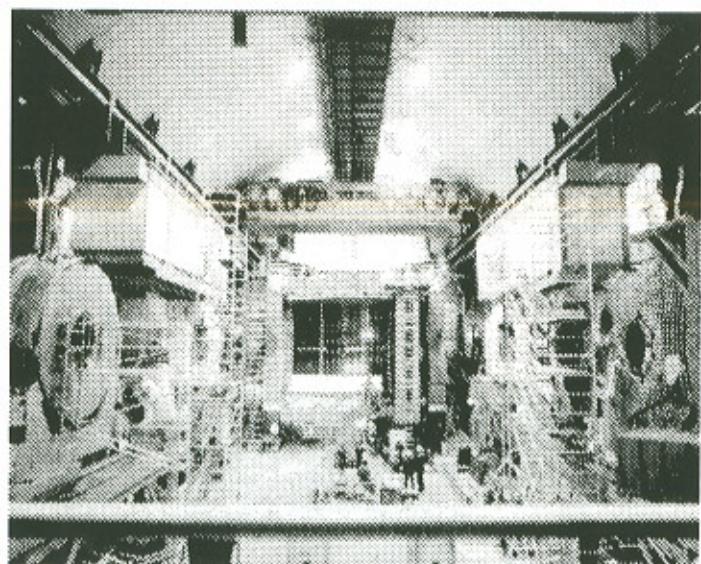


Abbildung G.6: OPAL-Pit während des Zusammenbaus

Grösse	10x10x10 m
Gewicht	3000 Tonnen
Anzahl der Kanäle	150000
Anzahl der Subdetektoren	15
Maximale Triggerrate	10 Hz
mittl. Datenvolumen pro Ereignis	21k Byte
Groesse der Kollaboration	400
beteiligte Institutionen	32

Tabelle G.4: OPAL

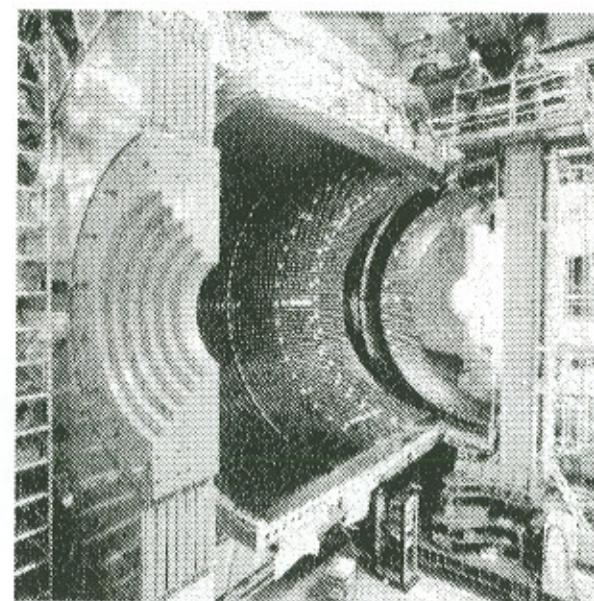


Abbildung G.7: Elektromagnetisches Kalorimeter

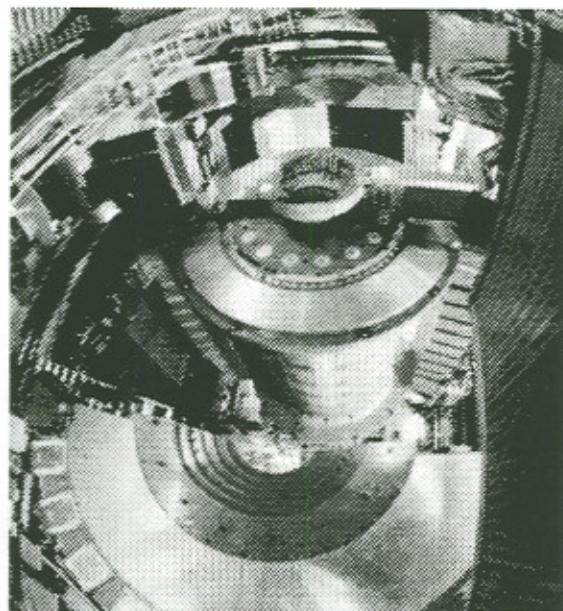


Abbildung G.8: Blick in den offenen Detektor

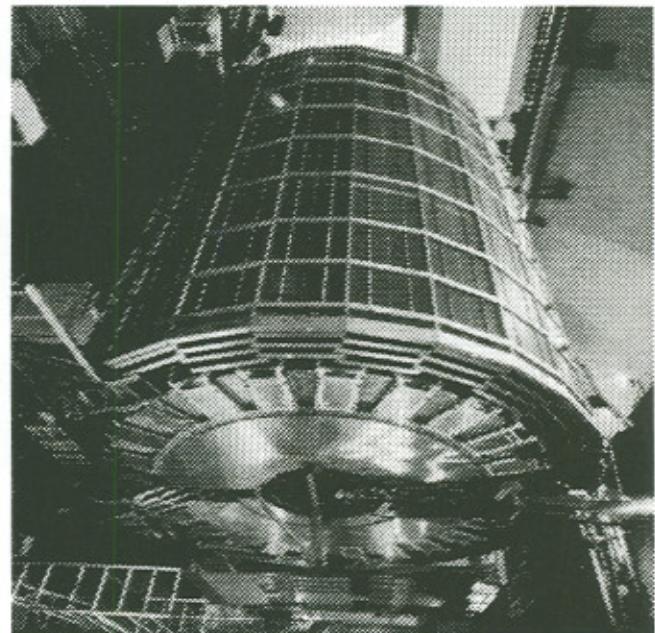


Abbildung G.9: Zentraldetektor



Abbildung G.10: Mikrovertexdetektor

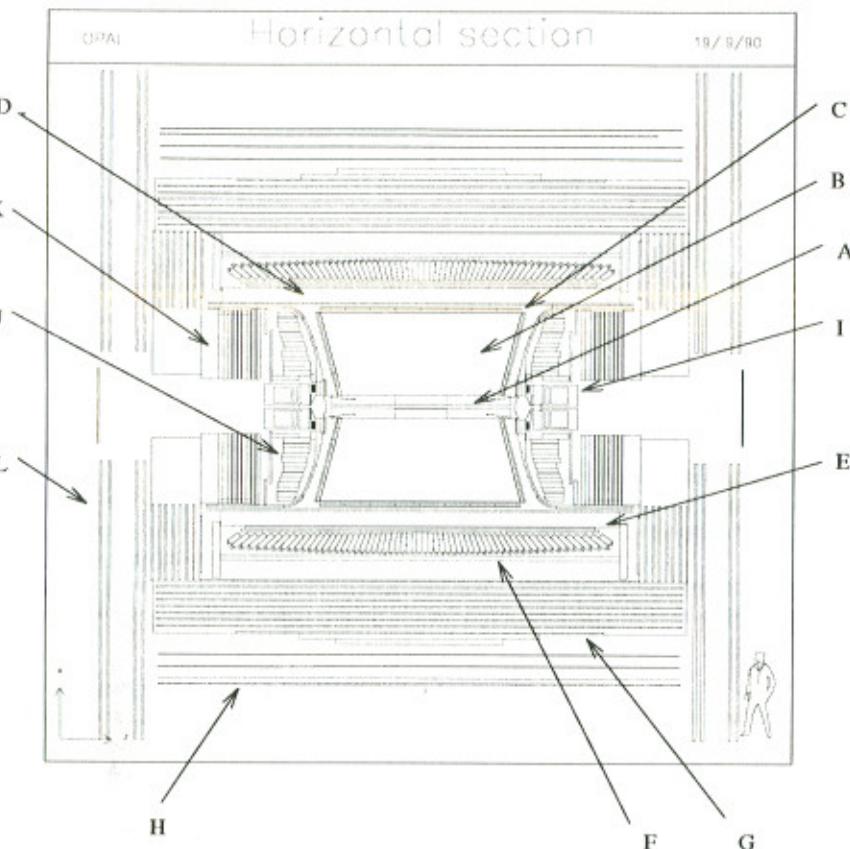


Abbildung G.11: Schnitt durch den OPAL-Detektor in der sz-Ebene.

A	Strahlrohr	B	Jetkammer
C	Z-Kammern	D	Spule
E	TOF und Presampler	F	elektromagnetisches Kalorimeter
G	Hadronkalorimeter und Eisenrückflüßjoch	H	Muonkammern
I	Vorwärtsdetektoren	J	elektromagnetisches Kalorimeter
K	Hadronkalorimeter	L	Muonkammern

Tabelle G.5: Detektorkomponenten

Anhang H

G R O P E - Graphic Reconstruction of OPAL Events

Kurzbeschreibung

Mit Hilfe des GROPE-Programmpakets kann man einzelne Ereignisse graphisch darstellen **und** untersuchen. Das Programm zeigt die einzelnen Detektorkomponenten und die Information, die mit diesen aufgenommen wurde. Insbesondere sieht man die rekonstruierten Teilchentrajektorien **in** verschiedenen Projektionen, so daß man ein gutes Bild davon erhält, was in dem Detektor passiert ist. Die Projektion kann hier beliebig gewählt werden. Wenn der benutzte Computer schnell **genug** ist, kann man sogar das Ereignis in einer dreidimensionalen Darstellung um eine beliebige Achse rotieren lassen.

Neben der Darstellung des optischen Verlaufes der Spuren stehen noch weitere Informationen **über** die Ereignisse direkt für die weitere Analyse zu Verfügung, wie z.B.:

- Impulssumme der geladenen Spuren
- In den Kalorimetern deponierte Energie
- ...

Wie benutzt man GROPE?

Das Programm ist mit

GROPE



Abbildung H.1: Das GROPE Command Panel

zu starten. Erschrecken Sie nicht, nach einer Weile gehen nacheinander vier Fenster auf, von denen Sie aber nur zwei benötigen. Wenn alle vier Fenster offen sind, klicken Sie einfach den „GROPE ++ Main Browser“ und das „GROPE++ Executive Window“ weg. Für Sie sind nur das „Command Panel“ und das Grafikfenster von Bedeutung.

So – nun sieht doch alles wieder etwas übersichtlicher aus. Um GROPE zu bedienen, brauchen Sie jetzt nur mit der Maus die entsprechenden Punkte auf dem Command Panel anklicken – sie brauchen also keinen Befehl explizit einzugeben.

Abbildung H.1 zeigt das Command-Panel. Wichtig für Sie sind dabei die ersten vier Zeilen, die weiteren zwei Zeilen stellen Befehle zur Verfügung, mit denen Sie weitere Detektorinformationen abfragen können, falls Ihre Neugierde noch nicht erschöpft ist. Eine Beschreibung der verschiedenen „Buttons“ finden Sie in der nachfolgenden Tabelle H.1.

Beendet wird das Programm, indem Sie das Executive Window wieder hervorramen und im Menupunkt FILE einfach EXIT anklicken.

draw	zeichnet das Ereignis neu.
trig	lädt das nächste Ereignis ohne es zu zeichnen.
next	führt die Befehle draw und trig direkt nacheinander aus.
rewind	spult zum ersten Ereignis des Datensatzes zurück.
plot	druckt das Ereignis aus. (Dabei geht ein neues Fenster auf, auf dem Sie nur den OK Button drücken müssen.)
entire	wählt die Darstellung in der Projektion senkrecht zur Strahlachse (xy-Ansicht).
v/zoom	ermöglicht es, sich in das Ereignis hinein zu zoomen. Dazu ist mit der Maus das Kreuz auf den Punkt zu fahren, der im Zentrum des Zoom-Ausschnittes liegen soll und die linke Maustaste zu drücken. Dann die Maus so bewegen, daß der gestrichelte Kasten dem gewünschten neuen Bildausschnitt entspricht. Die neue Ansicht wird gezeichnet, wenn die Maus nicht mehr weiterbewegt wird.
v/xy	wählt die Darstellung in der xy-Ansicht.
v/yz	wählt die Darstellung in der yz-Ansicht.
v/xz	wählt die Darstellung in der xz-Ansicht.
Elektron	öffnet das Datenfile in dem Elektronereignisse enthalten sind und schließt gleichzeitig ein eventuell offenes Datenfile
Muonen	Datenfile mit Muonereignissen
tau	Datenfile mit Tauereignissen
Hadron	Datenfile mit Hadronereignissen
Photon	Datenfile mit Photonereignissen
Test1	Testdatensatz
Test2	Testdatensatz
Test3	Testdatensatz
Test4	Testdatensatz
Test5	Testdatensatz

Tabelle H.1: Beschreibung des GROPE Command Panel

Der Bildschirm von GROPE

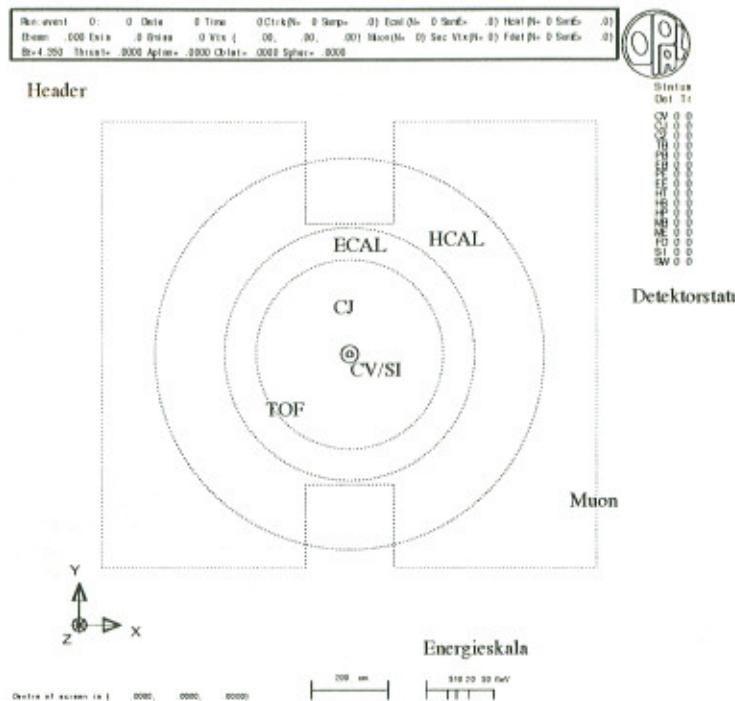


Abbildung H.2: Darstellung des OPAL Detektors in der $r\text{-}\varphi$ -Ansicht in GROPE.

Der Graphikbildschirm von GROPE ist in Abbildung H.2 dargestellt. Er besteht aus drei Informationseinheiten:

- Kopfzeilen mit Informationen zum gesamten Ereignisses, wie z.B. Datum und Zeit der Produktion, Energien der Kalorimeter, Magnetfeldstärke ...
- Darstellung des Ereignisses in der gewünschten Projektion.
- Fußzeilen mit Information über Maßstab der Abbildung, Datum der Versuchsdurchführung, bearbeitetes File ...

Anmerkung: In den Kopfzeilen des event-displays stehen Daten, die für die Klassifizierung der Ereignisse wichtig sind.

Ctrl(N) : Anzahl der geladenen Spuren
Ctrl(Sump) : Impuls aller geladenen Spuren (in GeV)
Ecal(SumE) : Energie im ECAL (in GeV)
Hcal(SumE) : Energie im HCAL (in GeV)
Ebeam : Strahlenergie von LEP (in GeV)

Signale der verschiedenen Detektorkomponenten sind in unterschiedlichen Farben dargestellt:
 Beachten Sie dabei bitte, daß durch die Projektion in die zweidimensionale Darstellung, es so

blau	Spuren im Zentraldetektor
grün	Presampler, Time-Of-Flight (TOF)
gelb	elektromagnetisches Kalorimeter
violett	hadronisches Kalorimeter
rot	Spuren in den Muonkammern

aussehen kann, als ob z.B. in der Jetkammer elektromagnetische Cluster seien. Wenn die Ereignisse etwas verwirrend aussehen, sollten Sie die von Ihnen verwendete Projektion der Ereignisse wechseln

...

Anhang I

P A W - Physics Analysis Workstation

Kurzanleitung

Das Programm paket PAW wurde speziell für die interaktive graphische Datenanalyse an Workstations entwickelt. Es erlaubt, große Datenmengen unter verschiedenen Gesichtspunkten zu untersuchen. So kann z.B. der Einfluß von Schnitten in einer oder mehreren Variablen auf die Verteilung in einer anderen Größe studiert und das Ergebnis graphisch dargestellt werden. Das Programm selbst stammt aus der CERN-Programmbibliothek und ist komplex und sehr umfangreich. An dieser Stelle sollen nur die nötigen Befehle beschrieben werden.

Wie startet man PAW ?

Das Programm PAW wird mit folgendem Befehl aufgerufen:

paw

Als nächste Eingabe wird der Workstation-Typ verlangt, hier müssen Sie einfach nur RETURN drücken.

Zunächst erscheinen während der Initialisierung auf dem Bildschirm einige Mitteilungen, die ignoriert werden können.

Der Bildschirm wird dann in zwei Fenster aufgeteilt: Das Eingabefester in dem die Steuerbefehle eingegeben werden, und das Fenster, in dem die graphischen Darstellungen erscheinen. Sie können stets zwischen beiden Fenstern mit der Maus durch anklicken des gewünschten Fenstern mit der linken Maustaste oder durch drücken der Cycle Taste wechseln.

Wichtig: Bei PAW ist die Eingabesyntax genau zu beachten. Ein Befehl besteht immer aus dem Objekt, welches zu bearbeiten ist, gefolgt von einem Schrägstrich, gefolgt von dem Befehl, der auszuführen ist, sowie weiteren Parametern. Leerzeichen sind wichtig und können zu Syntaxfehlern führen, wenn sie falsch benutzt werden.

Um z.B. eine logarithmische Darstellung für die y-Achse zu erhalten ist der Befehl *gra/opt logy* einzugeben, um wieder auf die lineare Darstellung zurückzuschalten gibt es den Befehl *gra/opt liny*.

Beendet wird das Programm mit

quit

Wie wird geschnitten?

Schnitte werden zum Beispiel ausgeführt mit dem Befehl :

$$\overbrace{PAW > n/plot}^1 \overbrace{datotyp}^2 \overbrace{.pcharged}^3 \overbrace{ncharged > 0..and.ncharged < 5}^4$$

Dies bewirkt, daß auf dem Bildschirm die Anzahl der Ereignisse als Funktion der Gesamtenergie geladener Teilchen (pch) dargestellt wird, wobei nur solche Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen die Anzahl der geladenen Spuren (nch) größer als null und kleiner als fünf ist.

1. (Wird nicht eingetippt, steht am Anfang jeder Zeile.)
2. Hier steht die Kennung des n-tuples (z.B. *electrons*), die man immer angeben muß.
3. Hier steht der Name der Variablen.
4. Hier stehen die Schnitte, die logische Operatoren ($<$, $>$, $=$, $<>$, $<=$, $>=$) enthalten und beliebig mit *.and.* und *.or.* verknüpft sein können.

Es gibt prinzipiell zwei verschiedene Arten, in PAW zu schneiden:

1. Man kann den Schnitte, wie in obigem Beispiel, explizit eintippen.
2. Benötigt man aber einige Schnitte häufiger (wie z.B. die Selektion der Schwerpunktsenergien), oder benutzt man mehrere Schnitte gleichzeitig, so ist es oft einfacher und übersichtlicher, die Schnitte vorher zu definieren:

$PAW > cuts \$1 ncharged>0..and.ncharged<5$.

$PAW > n/plot datotyp.pcharged \1

Diese Befehle machen genau das selbe wie der oben diskutierte Befehl.

Gedruckte Ausgabe

Die Verteilungen können mit dem Befehl

`prlaser`

auf dem Laser-Drucker ausgedruckt werden.

Anhang J

Übersicht über die Variablen

RUN	Run-Nummer
EVENT	Ereignis-Nummer
NCHARGED	Anzahl geladener Spuren
PCHARGED	Energie aller geladenen Spuren
E_ECAL	Energie im ECAL
E_HCAL	Energie im HCAL
E_LEP	LEP-Strahlenergie (halbe Schwerpunktsenergie)
COS_THRU	cos(Polarwinkel) des positiven Myons bzgl. der Positronstrahlrichtung, Thrustachse bei hadronischen Ereignissen

Tabelle J.1: Übersicht über die wichtigsten Variablen im n -tuple

Anhang K

Glossarium

Antiproton: Das negativ geladene Antiteilchen des Protons.

Antiteilchen: Ein Antiteilchen stimmt in vielen Eigenschaften mit dem entsprechenden Teilchen überein, mit Ausnahme einiger Quantenzahlen wie z.B. die Ladung und die Baryonenzahl, die genau entgegengesetzte Werte haben.

Barn: Einheit des Wirkungsquerschnittes: 1 Barn = 10^{-24} cm^2

Baryonen: Sammelname für alle Hadronen die Fermionen sind und eine Masse $\geq m_p$ haben.

Beschleuniger: Ein Instrument, das die Geschwindigkeit, und damit die Energie, geladener Teilchen erhöht. Beschleunigt werden können stabile Teilchen wie Elektron, Proton und Ionen.

Bhabha-Streuung: Elastische Streuung $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$

Born'sche Näherung: Prozeß niedrigster Ordnung.

Boson: Jedes Teilchen ist entweder ein Boson oder ein Fermion. Bosonen sind Teilchen mit ganzähnlichem Spin. Sie gehorchen der Bose-Einstein Statistik. Die Träger der fundamentalen Wechselwirkungen sind alle Bosonen. s. Fermion

Breit-Wigner Resonanz: siehe Anhang C.

Bremstrahlung: Die Strahlung (Photonen), die von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld abgegeben wird.

CERN: (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire) Europäisches Zentrum für Elementarteilchenphysik in Genf.

Colour: s. Farbe

Glossarium

Confinement: Beschreibt die Tatsache, daß Quarks nicht als freie Teilchen existieren.

DESY: (Deutsches Elektronen SYnchrotron) Deutsches Zentrum für Elementarteilchenphysik in Hamburg.

Detektor: Ein Instrument zum Nachweis von Teilchen und zur Messung ihrer Eigenschaften.

Driftkammer: Detektor zur Messung der Trajektorie geladener Teilchen, Weiterentwicklung der Proportionalkammer

Eichbosonen: Vektorbosonen die die Träger der fundamentalen Kräfte zwischen den fundamentalen Fermionen sind. Wir kennen 12 Eichbosonen 8 Gluonen, das Photon, W^+ , W^- und Z^0 .

Elektromagnetisches Kalorimeter: Ein einlaufendes γ , e^+ oder e^- gibt in einem Kalorimeter seine gesamte Energie in Form einer Kaskade ab. Mit Hilfe des Kalimeters läßt sich die Energie des Teilchens messen.

Elektromagnetische Wechselwirkung: Die langreichweite Kraft, die zwischen elektrischen Ladungen, Strömen und Magneten wirkt. Träger der Kraft ist das Photon.

Elektron: Spin 1/2 Fermion. Das leichteste der geladene Leptonen. Es hat nur 1/1836 der Masse eines Protons.

Elektroschwache Wechselwirkung: Eine fundamentale Wechselwirkung. Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung.

Elementarteilchen: Ein Teilchen, das nicht in andere Teilchen zerlegt werden kann. Nach unserem gegenwärtigen Verständnis sind Quarks, Leptonen und die Eichbosonen elementar.

Farbe: Name für eine dreiwertige Quantenzahl der Quarks und Gluonen. Es gibt drei Farben (rot, grün, blau).

Fermion: siehe auch Boson. Fermionen sind Teilchen mit halbzähligem Spin. Sie gehorchen der Fermi-Dirac Statistik. Die fundamentalen Bausteine (Quarks und Leptonen) sind alle Fermionen.

Feynman-Diagramme: Diagramme, die von Feynman zur Beschreibung der Mechanismen der elementaren Wechselwirkung eingeführt wurden. Dazu gehören entsprechende Rechenregeln.

Flavor: Ein Term zur Beschreibung der Art eines Quarks (up, down, strange, charm, bottom, ...)

Formfaktor: Ein Formfaktor in der Formel für den Wirkungsquerschnitt, der die Abweichung der Ladungsverteilung von einer punktförmigen Quelle berücksichtigt.

Fragmentation: Der Prozeß, in dem aus farbigen Quarks und Gluonen Bündel von farblosen Teilchen werden.

Fundamentale Wechselwirkungen: Zu diesen zählen die *starke Wechselwirkung*, die *elektroschwache Wechselwirkung* und die *Gravitation*.

Geladener Strom: Der Teil der *schwachen Wechselwirkung*, der durch den Austausch von W^\pm -Eichbosonen beschrieben wird.

GeV (Giga-eV): 10^9 eV

Gluon: masseloses Vektorboson Vermittelt die *starke Wechselwirkung*. Es gibt 8 verschiedene Gluonen mit Farbe und Antifarbe.

Gravitation: Eine langreichweitige Kraft, die auf alle Teilchen wirkt. Sie ist jedoch so schwach, daß sie nur bei makroskopischen Objekten eine Rolle spielt.

Graviton: Das hypothetische masselose Boson, das als Träger der Gravitation dient.

GUT (Grand Unified Theories): Ein mathematischer Formalismus zur Vereinigung aller fundamentalen Wechselwirkungen.

Hadronen: Teilchen die der *starken Wechselwirkung* unterliegen. Dazu gehören die *Mesonen* und die *Baryonen*. Bausteine dieser Teilchen sind *Quarks* und *Antiquarks*.

Higgs-Boson: Das von der Theorie geforderte (bis jetzt noch nicht gefundene) Spin-0 Teilchen, das existieren muß, falls der *Higgs-Mechanismus* verantwortlich dafür ist, den *Eichbosonen* W^\pm, Z^0 Masse zu geben.

Higgs-Mechanismus: Ein Mechanismus, der durch die Existenz eines Spin-0 Teilchens einem Feldteilchen Masse gibt, ohne die Eich-Symmetrie zu brechen.

Isospin: Man beachte den Unterschied zwischen starkem und schwachen Isospin.

JET-Kammer: Große Driftkammer bei OPAL

Kopplungskonstante: Ein Maß für die Stärke einer Wechselwirkung. Die Kopplungskonstanten der Eichtheorien sind nicht konstant, sondern hängen vom Impulsübertrag ab.

Kosmische Strahlung: Extrem hochenergetische Strahlen, die aus dem Weltraum auf die Erde treffen. Hochenergetische Myonen, die aus der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre stammen, führen zu Untergrundereignissen.

Kritische Energie: Kinetische Energie eines geladenen Teilchens, bei welcher der Energieverlust durch Bremsstrahlung dem durch Ionisation entspricht. Bei höheren Energien überwiegt die Bremsstrahlung.

LEP: (Large Electron-Positron storage ring) e^+e^- Speicherring am CERN

Lepton: Spin 1/2 Fermion. Eines der (bisher bekannten) sechs Elementarteilchen, auf die die schwache, aber nicht die starke Kraft wirkt. Das Elektron, das Myon und das Tau-Lepton, zusammen mit den entsprechenden Neutrinos.

Luminosität: Ein Begriff der eingeführt wurde um die Intensität der Wechselwirkung eines Speicherrings zu beschreiben. Je höher die Luminosität, je höher die Wechselwirkungsrate.

Mandelstam-Variable: siehe Anhang A.

Myon: Spin 1/2 Fermion. Ein geladenes Lepton wie das Elektron, aber ungefähr 200 mal schwerer.

Neutraler Strom: Der Teil der schwachen Wechselwirkung, der durch den Austausch von Z^0 -Eichbosonen beschrieben wird.

Neutrino: Spin 1/2 Fermion. Eines der drei ungeladen, masselosen (soweit bisher bekannt) Leptonen, jedes assoziiert zu einem geladenen Lepton. Auf die Neutrinos wirkt nur die schwache Kraft.

Neutron: Ein ungeladenes Hadron mit einer Masse ungefähr der der Proton-Masse. Wie das **Proton** ist es aus drei Quarks aufgebaut.

OPAL: (Omni-Purpose Aparatus for LEP) Name eines der vier Experimente bei LEP. Die anderen heißen ALEPH, DELPHI und L3

Partieller Wirkungsquerschnitt: Wirkungsquerschnitt für eine Wechselwirkung mit einem speziellen Endzustand.

Photon: Ein masseloses Spin-1 Boson, das der Träger der elektromagnetischen Kraft ist. Die elektromagnetische Strahlung besteht aus Photonen.

Positron: Das positiv geladene Antiteilchen des Elektrons.

Proton: Ein positiv geladenes Hadron. Das leichteste der Baryonen ist aus drei Quarks zusammengesetzt und ist Baustein aller Atomkerne.

QCD (Quanten-Chromo-(Farb-)Dynamik): Theorie der *starken Wechselwirkung*. Beschreibt die Wechselwirkung zwischen *Quarks* und *Gluonen* mit Hilfe des Farbfeldes

QED (Quanten-Elektro-Dynamik): Theorie der elektromagnetischen Kraft. Beschreibt die Wechselwirkung von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld.

Quarks (Antiquarks): Spin 1/2 Fermionen. Die sechs (bisher sind erst 5 nachgewiesen) verschiedenen Quarks (s. Flavour) und ihre Antiquarks sind Elementarteilchen, deren elektrische Ladung ein Bruchteil (1/3 bzw. 2/3) der Elementarladung beträgt. Sie existieren nicht als freie Teilchen, sondern werden durch die starke Wechselwirkung als Quark-Antiquark-Paar (Mesonen z.B. Pionen, Kaonen) als Drei-Quark-Zustände (Baryonen z.B. Proton, Neutron) gebunden. Jedes Quark hat

noch drei Freiheitsgrade (Farbe).

Reelle Photonen: Nur reelle Photonen können unabhängig von ihrer Quelle werden. Sie erfüllen die Bedingung $E^2 = m^2 + p^2$. Da die Photonen keine Masse haben sind Impuls und Energie gleich.

Schwache Wechselwirkung: Eine schwache, kurzreichweite Kraft, die auf alle Teilchen Quarks und Leptonen wirkt. Sie ist verantwortlich für den Zerfall von vielen Teilchen (z.B. Neutron β -Zerfall).

Speicherring (collider): Ein Beschleuniger, in dem zwei Teilchenstrahlen kollidieren.

Standard Modell: Die kombinierte Theorie der starken, elektromagnetischen und schwachen Kräfte. Das Standardmodell beschreibt alles was wir über Kern- und Teilchenphysik wissen.

Starke Wechselwirkung: Eine kurzreichweite Wechselwirkung, die stärkste aller fundamentalen Wechselwirkungen. Sie wirkt auf Quarks und alle aus Quarks aufgebauten Teilchen (Hadronen), aber nicht auf Leptonen. Sie wird durch die QCD beschrieben. Träger der Kraft sind die Gluonen.

Strahlungslänge: Durchquerter Länge in einem Material, nach der die Zahl der noch vorhandenen ursprünglichen Elektronen nur noch $1/e$ beträgt.

Synchrotron Strahlung: Elektromagnetische Strahlung die von geladenen Teilchen abgestrahlt wird, wenn sie abgelenkt werden, wie z.B. in einem Ringbeschleuniger (z.B LEP).

Tau-(τ)-Lepton: Spin 1/2 Fermion. Das schwerste der bisher entdeckten Leptonen.

Teilchenphysik: Ziel der Teilchenphysik ist die Untersuchung der subnuklearen Teilchen, sowohl elementarer als auch zusammengesetzter, und der Kräfte, die ihre Wechselwirkung beschreiben.

Thrust: $T = \max_i \frac{\sum_i |\vec{p}_i - \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$, dabei ist \vec{n} ein Einheitsvektor, der die Richtung der Thrustachse angibt und \vec{p}_i sind die Impulse aller beteiligten Teilchen.
In gute Näherung beschreibt dabei die Thrustachse die Fluglinie der beiden primären Quarks

Totaler Wirkungsquerschnitt: Der Wirkungsquerschnitt für eine Wechselwirkung, integriert über alle möglichen Endzustände.

TPC: (Time Projection Chamber) Weiterentwicklung der *Driftkammer*

Vektorbosonen: Bosonen mit Spin 1. Zu diesen Teilchen gehören die *Eichbosonen*.

Vektormesonen: Hadronen mit Spin-Parität $J_P = 1^-$

Virtuelle Photonen: Virtuelle Photonen können zeitartig ($E > p$) oder raumartig ($E < p$) sein. Sie können als quasifreie Teilchen nur für die Zeit, die durch die Unschärferelation gegeben ist, existieren.

Sie sind Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen.

Virtuelle Teilchen: s. Virtuelle Photonen

W^+ , W^- und Z^0 Bosonen: Die drei schweren Spin-1 Bosonen, die die Träger der schwachen Kraft sind.

Wechselwirkung: Prozeß bei dem zwischen zwei Teilchen nur Energie und Impuls ausgetauscht wird (elastische Streuung) oder Teilchen erzeugt oder vernichtet werden (inelastische Streuung).

Weinberg-Winkel: Beschreibt die Mischung zwischen geladenem und neutralen Strom.

Wirkungsquerschnitt: Die Fläche, die als quantitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit dient, daß zwei Teilchen wechselwirken.

Literaturverzeichnis

- [1] Detektoren für Teilchenstrahlung
K. Kleinknecht
Teubner Taschenbücher, 1987
- [2] Hochenergiephysik
E. Lohrmann
Teubner Taschenbücher, 1978
- [3] Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte
O. Nachtmann
Vieweg, 1986
- [4] Einführung in die Teilchenphysik
Ch. Berger
Springer, 1992
- [5] The OPAL Detector at LEP
The OPAL Collaboration, K. Ahmet et al.
Nucl. Inst. and Methods A305 (1991) 275
- [6] Measurement of the Z0 Mass and Width
with the OPAL Detector at LEP.
The OPAL Collaboration, M.Z. Akrawy et al.
Physics Letters B231 (1989) 530
- [7] A Precise Determination of the Number of Families with Light Neutrinos and of the Z Boson
Partial Width
ALEPH Collaboration
Phys. Lett. 235B(1990) 399
- [8] A Precise Measurement of the Z Resonance Parameters through its Hadron Decays
DELPHI Collaboration
Phys. Lett. 241B(1990) 435
- [9] A Precise Measurement of the Number of Neutrino Species
L3 Collaboration
Phys. Lett. B249 (1990) 341
- [10] A Constrained Analysis of the Hadronic and Leptonic Decays at the Z
OPAL Collaboration
Phys. Lett. 240B(1990) 497
- [11] Electroweak Parameters of the Z0 Resonance and the Standard Model
The LEP Collaborations : ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL
Phys. Letters B276 (1992) 247
- [12] PAW Physics Analysis Workstation
R.Brun, O.Couet, C.Vandoni, P.Zanarini
CERN Computer Center Program Library Q121, 1993
- [13] A GROPE Primer
D. Ward
OPAL 1993
- [14] Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV
CDF Collaboration
FERMILAB-PUB-94/097E
- [15] Combined
- [16] Particle

Tabellenverzeichnis

2.1	Partialbreiten für die verschiedenen Fermionpaare unter Vernachlässigung der Massen	27
4.1	Die Zerfallsmodi des Tau-Leptons mit den größten Verzweigungsverhältnissen am Beispiel des τ^- -Zerfalls	49
5.1	Datensätze für GROPE	52
5.2	Übersicht über die wichtigsten Variablen im n-tuple	54
5.3	n-tuples für Monte Carlo und OPAL Daten	55
5.4	Beispiel für ein n-tuple	56
5.5	Zusammenstellung der Strahlungskorrekturwerte	56
F.1	FD luminosity: Luminosity weighted mean beam spot positions determined from tracks in the central detector. The systematic errors represent 100% of the estimated variation of luminosity due to the different beam spot position at the different energy points, expressed relative to the luminosity at the peak+2 point. The whole 1993 data set was used for this study.	84
F.2	FD luminosity: Luminosity weighted mean energy in forward calorimeter for all accepted forward detector Bhabha scattering events	84
F.3	Ratio of SiW to FD luminosities for data where both detectors were fully operational. N_{FD} and N_{SiW} are the numbers of FD and SiW luminosity events respectively. \mathcal{L}_{SiW} refers to the luminosity measured with the SiW calorimeters and \mathcal{L}_{FD} to the luminosity measured with the FD. Since an absolute luminosity has not been determined with FD for 1993 data, the average ratio has been normalised to 1.0.	84
F.4	Errors on FD relative luminosities for the subset of data used in the lineshape analysis, i.e. that where a SiW luminosity was unavailable. The comparison of FD and SiW luminosities for this table was performed using small windows of data where both detectors were available surrounding the data where only FD was available. Errors due to beam optics were not considered in this analysis, and were therefore assumed to be small.	85

F.5	Summary of the correction factors and systematic errors for the 1993 hadronic cross section calculation for the peak energy point	85
F.6	Summary of the correction factors f and systematic errors $\Delta f/f$ for the 1993 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ cross section at the different energy scan points	86
F.7	Summary of the correction factors and systematic errors for the 1993 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ cross section calculation	87
F.8	Summary of the correction factors f and systematic errors $\Delta f/f$ for the 1993 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ cross section calculation at the different energy scan points	88
F.9	The centre-of-mass energy error matrix (MeV ²) for the three 1993 scan points resulting from uncertainties in the preliminary LEP energy calibration. These errors are fully correlated among the four LEP experiments	88
F.10	z	89
F.11	Results of the model-independent fits to the leptonic cross sections and forward-backward asymmetries	90
F.12	Z^0 partial decay widths in MeV	91
F.13	Results of a parameter transformation from M_Z , Γ_Z , σ_{had}^{pole} and the C_{ZZ}^* parameters into the standard LEP parameter set	91
F.14	Summary of results for electroweak parameters	92
F.15	ϵ parameters obtained by the fits	92
F.16	The parameter correlation matrix for the standard LEP parametrization	93
F.17	The parameter correlation matrix for the standard LEP parametrization without assuming lepton universality	93
F.18	The parameter correlation matrix for the extended effective Born approach assuming lepton universality	94
F.19	The parameter correlation matrix for the extended effective Born approach without assuming lepton universality	95
G.1	Experimente am CERN	116
G.2	LHC Experimente - An jedem dieser Experimente arbeiten etwa 1000 Physiker	118
G.3	Einige LEP-Parameter	120
G.4	OPAL	122
G.5	Detektorkomponenten	126
H.1	Beschreibung des GROPE Command Panel	129
J.1	Übersicht über die wichtigsten Variablen im n-tuple	135

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Fragmentation	23
2.2	Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie.	24
2.3	Feynman-Diagramme für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow ff$ in niedrigster Ordnung	25
2.4	Streu-Diagramm (t-Kanal) für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	27
2.5	Feynman-Diagramme für reelle QED Strahlungskorrekturen	29
2.6	Feynman-Diagramme für virtuelle Strahlungskorrekturen	29
2.7	Feynman-Diagramme für QCD Strahlungskorrekturen	30
2.8	Graphische Darstellung von Ereignissen im OPAL-Detektor: Es sind die gemessenen Koordinaten in den zentralen Spurkammern, die Energien im ECAL und HCAL sowie Spurpunkte in den Myonkammern eingetragen.	31
3.1	Der OPAL Detektor.	36
4.1	Schematische Darstellung der Signatur von Elementarteilchen im OPAL-Detektor. Durchgezogene Linien in den Spurkammern deuten Spuren von geladenen Teilchen, gestrichelte Linien „nicht gefundene Spuren“ neutraler Teilchen an. Die eingezeichneten „Blasen“ zeigen die Unrisse der elektromagnetischen und hadronischen Schauer. .	40
4.2	Beispiele zur Prozedur des Schniedens.	42
4.3	Feynman-Diagramme der wichtigsten untersuchten Prozesse.	46
4.4	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	47
4.5	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	48
4.6	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	49
4.7	$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$	50
A.1	Definition der Mandelstam-Variablen s und t	59

B.1	Schematische Darstellung des QED Prozesses $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow f\bar{f}$	61
D.1	Die q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten	65
F.1	Luminosity	98
F.2	The distributions of the multihadron selection variables	99
F.3	Distribution in polar angle of the clusters from the 1993 data sample used for measurement of the electron pair forward-backward charge asymmetry.	100
F.4	Distribution in polar angle of the tracks from the 1993 data sample used for measurement of the muon pair forward-backward charge asymmetry.	101
F.5	Distribution in polar angle of the jets from the 1993 data sample used for measurement of the tau pair forward-backward charge asymmetry.	102
F.6	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ selection: $\cos\theta$ distribution measured by central detector tracks for events with $\cos\theta_{cluster}$ greater than the acceptance cut (solid histogram) and less than the cut (dashed histogram).	103
F.7	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ selection: Comparison of the visible energy fraction for data and Monte Carlo events in the tau pair background studies.	104
F.8	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ selection: Comparison of tracking reconstruction problems in the data and Monte Carlo samples.	105
F.9	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ selection: The total number of tracks after all other selection cuts have been applied.	106
F.10	Comparison of the parameters from the model independent fit with the Standard Model prediction as a function of M_t	107
F.11	One standard deviation contours (39% probability content) in the R_t - A_{FB}^{pole} plane for each leptonic species and for all leptons assuming lepton universality.	108
F.12	Cross sections as functions of centre-of-mass energy for: a) $e^+e^- \rightarrow$ hadrons, b) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, integrated over $ \cos\theta < 0.70$ c) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, d) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	109
F.12	Forward-backward asymmetries	111
F.13	The χ^2 curves for the fit to M_t and $\alpha_s(M_Z^2)$, using the OPAL cross section and forward-backward asymmetry measurements, for three different Higgs mass values.	112
F.14	One standard deviation contours (39% probability content) in the ϵ_1 - ϵ_3 plane for a fit to line shape and lepton asymmetry data.	113
G.1	Luftaufnahme mit LEP-Ring	115

G.2 Das B eschleunigersystem des CERN	117
G.3 Blick i n den LEP-Tunnel	119
G.4 Die E inspurbahn im LEP-Tunnel	119
G.5 OPAL-Pit mit geschlossenem Detektor	121
G.6 OPAL-Pit während des Zusammenbaus	122
G.7 Elektromagnetisches Kalorimeter	123
G.8 Blick i n den offenen Detektor	124
G.9 Zentral d etektor	125
G.10 Mikro v ertexdetektor	125
G.11 Schnitt durch den OPAL-Detektor in der sz-Ebene.	126
II.1 Das G ROPE Command Panel	128
II.2 OPAL-Detektor in der $r\text{-}\varphi$ -Ansicht in GROPE	130