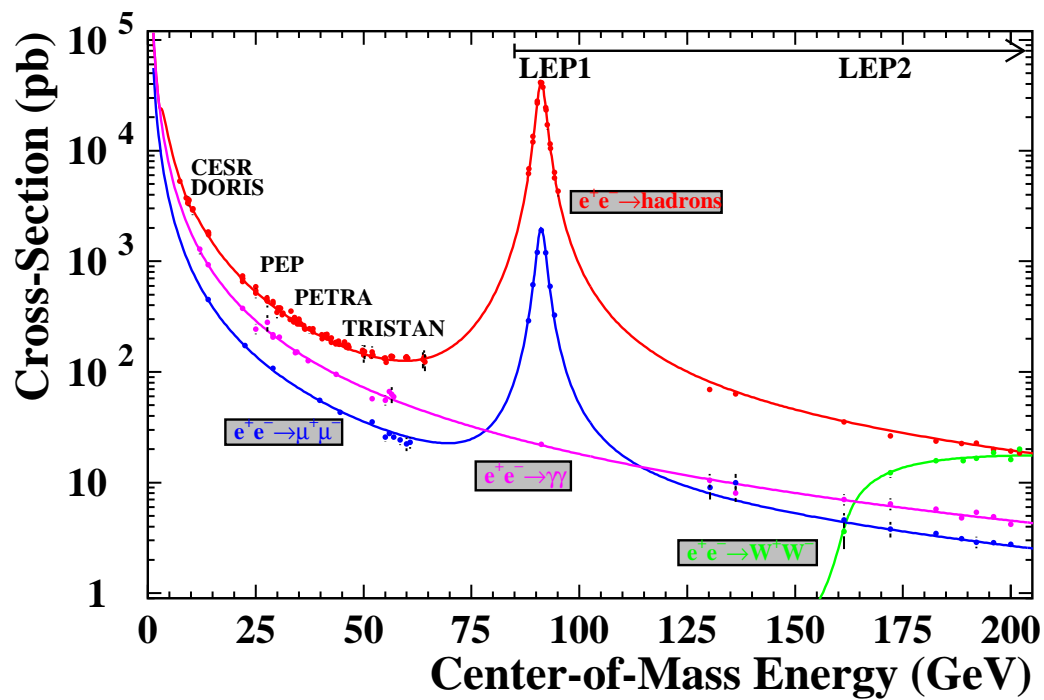


Universität München
Fortgeschrittenenpraktikum

Analyse von Z^0 -Zerfällen¹

Versuch M13



Stand: 14. Oktober 2010

¹<http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/fp-versuch/>

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	iii
0 Einleitung	1
0.1 Vorbemerkung	1
0.2 Anleitung	2
0.3 Versuchsablauf	2
0.3.1 Vorbereitung	2
0.3.2 Teil I: Graphische Analyse von einzelnen Ereignissen	3
0.3.3 Teil II: Statistische Auswertung großer Datenmengen	3
1 Einführung in die Teilchenphysik	4
1.1 Fermionen	5
1.1.1 Leptonen	5
1.1.2 Quarks	6
1.2 Bosonen und die fundamentalen Wechselwirkungen	8
1.2.1 Die starke Wechselwirkung und die Gluonen	9
1.2.2 Die elektromagnetische Wechselwirkung und das Photon	10
1.2.3 Die schwache Wechselwirkung und ihre Bosonen	11
1.2.4 Die Gravitation	11
1.3 Vereinheitlichung der Theorien	12
1.3.1 Die elektroschwache Wechselwirkung	12
1.3.2 Die große Vereinheitlichung	13

2	Theoretische Grundlagen des Versuchs	14
2.1	Hilfsmittel und Definitionen	14
2.1.1	Wirkungsquerschnitte und Zerfallsbreiten	14
2.1.2	Feynman-Diagramme und -Rechenregeln	15
2.2	Die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen	15
2.3	Partialbreiten und Wirkungsquerschnitte	16
2.4	Bhabha-Streuung	19
2.5	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	20
2.6	Korrekturen höherer Ordnung	21
3	Das OPAL Experiment	24
3.1	CERN – LEP – OPAL	24
3.2	Funktionsweise wichtiger Detektorkomponenten	26
3.2.1	Proportionalkammern	26
3.2.2	Schauerzähler / Kalorimeter	27
3.2.3	Der Trigger	28
3.3	Der Aufbau des OPAL-Detektors	29
4	Klassifizierung der Z^0-Ereignisse	32
4.1	Teilchenidentifikation im OPAL-Detektor	32
4.1.1	Geladene Teilchen	32
4.1.2	Neutrale Teilchen	34
4.2	Messgrößen und Schnitte	34
4.2.1	Messgrößen	34
4.2.2	Akzeptanz und Untergrund	36
4.2.3	Ereignissimulation (Monte-Carlo)	37
4.3	Selektion der Z^0 -Ereignisse	39
4.3.1	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$	39
4.3.2	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	39
4.3.3	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	40
4.3.4	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	41
4.3.5	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	42
4.3.6	Wichtige Hinweise zur Selektion	43
4.3.7	Allgemeine Hinweise zur Teilchenidentifikation	44

5 Versuchsdurchführung	47
5.1 Vorbereitung (vor Praktikumsbeginn)	47
5.2 Ereignisklassifikation mit GROPE	48
5.3 Statistische Auswertung mit ROOT	48
5.4 Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	50
A Formelsammlung	51
B GROPE – Graphic Reconstruction of OPal Events	53
C ROOT	57
C.1 Allgemeines	57
C.2 N-Tupel	58
C.3 Makros	59
C.3.1 mcplots	59
C.3.2 over	59
C.3.3 ecplots	60
C.3.4 tfit	61
C.3.5 bwn	62
C.3.6 asyskelett	62
C.3.7 asy	63
C.3.8 cuts.cpp	63
C.4 Graphen	63
D Konstanten, Einheiten und Kinematik	64
D.1 Konstanten	64
D.2 Einheiten	64
D.3 Mandelstam-Variablen	65

E	Tipps&Tricks	66
E.1	Beispielrechnung zur Zerfallsbreite	66
E.2	Korrekturfaktoren bei der Untergrundberechnung	66
E.3	Arbeiten vom CIP-Pool aus	67
F	Die Breit-Wigner-Form	68
G	Die q^2-Abhängigkeit der Kopplungskonstanten	70
G.1	Die QED-Kopplungskonstante α	70
G.2	Die QCD-Kopplungskonstante α_s	71
H	A quasi-political Explanation of the Higgs Boson	73
I	Zusammenfassung	75
J	Glossarium	76

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Fragmentation	10
2.1	Feynman-Diagramme für den Prozess $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung	15
2.2	Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie	17
2.3	Streu-Diagramm (t-Kanal) für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	19
2.4	Feynman-Diagramme für photonische Strahlungskorrekturen	21
2.5	Feynman-Diagramme für virtuelle Strahlungskorrekturen	22
2.6	Feynman-Diagramme für QCD Strahlungskorrekturen	22
3.1	Luftaufnahme vom CERN	25
3.2	Blick in den LEP-Tunnel	26
3.3	Elektromagnetisches Kalorimeter	28
3.4	Schematischer Aufbau des OPAL Detektors	30
3.5	Photo des Opal Detektors	31
4.1	Signatur von Elementarteilchen im OPAL-Detektor	33
4.2	Beispiele zur Prozedur des Schneidens	36
4.3	GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	39
4.4	GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	40
4.5	GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	41
4.6	GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	43
4.7	Unterschied zwischen Myonen aus Z^0 -Zerfällen (links) und kosmischen Myonen (rechts) bei Betrachtung mit starkem Zoom	44

4.8	Feynman-Diagramme der wichtigsten untersuchten Prozesse	45
B.1	OPAL Detektor in der x-y-Ansicht in GROPE.	54
B.2	Das GROPE Command Panel	55
C.1	Monte-Carlo-Simulationen mit Hadronencut	60
D.1	Definition der Mandelstam-Variablen s und t	65
G.1	Die q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten	71

Tabellenverzeichnis

1.1	Überblick über die Leptonen und ihre Leptonenzahlen	6
1.2	Überblick über die Quantenzahlen der Quarks	7
4.1	Die Zerfallsmodi des Tau-Leptons mit den größten Verzweigungsverhältnissen am Beispiel des τ^- -Zerfalls.	42
5.1	Partialbreiten für die verschiedenen Fermionpaare	48
5.2	Überblick über die GROPE-Datensätze	48
A.1	Integrierte Luminositäten und Skalierungsfaktoren	52
C.1	Übersicht über die ROOT-Datensätze	58

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 graphische Darstellung wird ein Unix-Rechner benötigt und zur Verfügung gestellt.

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

Als ergänzende und weiterführende Literatur werden darüberhinaus folgende Bücher empfohlen, die auch in der Bibliothek ausgeliehen werden können.

K. Kleinknecht Detektoren für Teilchenstrahlen, Teubner Studienbücher

Bethge/Schröder Elementarteilchen, Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt 1986

Donald H. Perkins Hochenergie-Physik, Addison-Wesley 1990

Ch. Berger Einführung in die Teilchenphysik, Springer

Bergmann/Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4: Teilchen, Kap.3, Walter de Gruyter 1992

Halzen/Martin Quarks & Leptons, John Wiley 1984

Klapdor-Kleingrothaus/Staudt Teilchenphysik ohne Beschleuniger, Teubner Studienbücher 1995

P. Schmüser Feynman-Graphen und Eichtheorien, Springer 1988

Falls Sie Interesse an den wissenschaftlichen Veröffentlichungen der OPAL-Kollaboration haben, so finden Sie diese im WWW¹.

0.2 Anleitung

Diese Versuchsanleitung ist sicher umfangreicher, als Sie erwartet haben, aber lassen Sie sich nicht davon erschrecken, denn ungefähr die Hälfte davon bildet den Anhang. Dort finden Sie als interessierter Student weitergehende Erläuterungen zur Physik und Informationen über das Laboratorium, in dem die von Ihnen untersuchten Daten erzeugt wurden.

An einigen Stellen werden Sie Verweise auf das WorldWideWeb finden. Hier können Sie sich (möglichst vor Praktikumsbeginn!) zusätzliche interessante Informationen holen.

Die Vorkenntnisse bei diesem Versuch dürften sehr unterschiedlich sein. Wenn Sie einen in der Anleitung verwendeten Begriff nicht kennen, können Sie ihn im Glossarium nachschlagen. Wenn Sie bereits eine Teilchenphysikvorlesung gehört haben, reicht es, wenn Sie das erste Kapitel überfliegen.

0.3 Versuchsablauf

0.3.1 Vorbereitung

Dieser Versuch ist sehr abstrakt, da Sie den Versuchsaufbau nicht sehen können, sondern nur die Auswertung machen sollen. Daher ist es wichtig, dass Sie Ihre Hausaufgaben gemacht haben. Lesen Sie diese Anleitung und führen Sie die geforderten Berechnungen (selber!) durch.

¹<http://opalinfo.cern.ch/Opal/pubs/paper/index.html>

0.3.2 Teil I: Graphische Analyse von einzelnen Ereignissen

Das Ziel des ersten Teils des Versuches ist, Sie mit den Charakteristika der verschiedenen Zerfallskanäle des Z^0 -Bosons vertraut zu machen, so dass Sie diese unterscheiden können. Außerdem sollen Sie sich den Detektoraufbau verdeutlichen, die zur Verfügung stehenden Messgrößen kennenlernen und verstehen, wie sie zustandekommen (Achten Sie auf mögliche Fehlerquellen).

0.3.3 Teil II: Statistische Auswertung großer Datenmengen

Aufbauend auf den Kenntnissen, die im ersten Teil gewonnen wurden, sollen Sie nun anhand von charakteristischen Größen die verschiedenen Zerfallskanäle voneinander trennen. Aus den Ereignisraten können Sie die partiellen Wirkungsquerschnitte und daraus die Resonanzparameter des Z^0 -Bosons (Masse, Zerfallsbreite) bestimmen. Dies ermöglicht den Schluss auf die Anzahl leichter Neutrino-generationen.

Anschließend sollen Sie noch die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ bei verschiedenen Energien bestimmen. Dadurch erhalten Sie die Asymmetrie am Pol und können den Weinbergwinkel berechnen.

Kapitel 1

Einführung in die Teilchenphysik

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit den kleinsten Bausteinen der Materie und ihren Wechselwirkungen. Wir bezeichnen ein Teilchen als elementar, wenn wir keine innere Struktur mehr feststellen können. Die alten Griechen stellten als erste die Hypothese auf, dass es ein kleinstes, unteilbares Teilchen, das Atom, gibt. Aus der damaligen Sicht war es elementar, doch heute wissen wir, dass es eine innere Struktur hat. So haben sich im Laufe der Zeit mit dem Fortschritt der Physik viele „**Elementarteilchen**“ angesammelt und wir sind nicht sicher, ob unsere heutigen Elementarteilchen wirklich strukturlos sind. Wir können nur sagen, dass im Rahmen unserer Messgenauigkeit (ca. $10^{-17}m$) keine Struktur feststellbar ist.

Früher wurden die Elementarteilchen in drei Klassen eingeteilt:

- die Leptonen ($\lambda\epsilon\pi\tau o\nu$ = leicht), zu denen u.a. das Elektron e ($m_e = 0.511 \text{ MeV}^1$) gehört,
- die Mesonen ($\mu\acute{\epsilon}\sigma o\nu$ = mittel), zu denen u.a. das Pion-Triplett π^\pm ($m_{\pi^\pm} = 140 \text{ MeV}$), π^0 ($m_{\pi^0} = 134 \text{ MeV}$) gehört und
- die Baryonen ($\beta\alpha\rho\acute{\upsilon}\varsigma$ = schwer), zu denen das Neutron n ($m_n = 940 \text{ MeV}$) und das Proton p ($m_p = 938 \text{ MeV}$) gehören.

Diese Einteilung bereitete Probleme, als man weitere Teilchen entdeckte, nämlich das Myon μ ($m_\mu = 106 \text{ MeV}$) und das Tau τ ($m_\tau = 1.78 \text{ GeV}$), die ähnliche Eigenschaften hatten wie das Elektron, aber wesentlich größere Ruhemassen.

Heute unterscheiden wir die Elementarteilchen mit Hilfe der Quantenmechanik zunächst in Fermionen (halbzahliger Spin: $1/2, 3/2, 5/2 \dots$) und Bosonen (ganzzahliger Spin: $0, 1, 2 \dots$). Fermionen und Bosonen haben ihren Namen von der Fermi-Dirac- bzw. Bose-Einstein-Statistik, die jeweils für die Teilchen gilt.

¹Wundern Sie sich nicht, wenn eine Masse bzw. ein Impuls in MeV oder GeV angegeben wird. Gemeint ist natürlich die entsprechende Masse in GeV/c^2 , bzw. der Impuls in GeV/c .

1.1 Fermionen

Zu den Fermionen gehören die Leptonen und die Quarks. Letztere treten jedoch nicht als freie Teilchen auf, sondern bilden **Hadronen**, d.h. entweder **Mesonen** (Quark-Antiquark-Paare) oder **Baryonen** (3 Quarks). Alle Fermionen gehorchen dem Pauli-Prinzip. Bevor wir jedoch genauer auf die Eigenschaften der einzelnen Teilchen eingehen, müssen wir noch den Effekt der Vakuumpolarisation besprechen.

Aus der Heisenbergschen Unschärferelation für Zeit und Energie $\Delta E \cdot \Delta t > h$ folgt, dass selbst im Vakuum, d.h. aus dem absoluten Nichts, Teilchen und Antiteilchen erzeugt werden, ohne dass die Energie dafür vorhanden wäre, allerdings nur für die Zeit Δt . Nach Ablauf dieser Zeit müssen sich die Teilchen wieder vernichten. Man spricht von virtuellen Teilchen.

1.1.1 Leptonen

Leptonen sind Fermionen, die nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Die bisher bekannten Leptonen sind die drei oben genannten e^- , μ^- und τ^- , die jeweils dazugehörigen **Neutrinos** ν_e , ν_μ , ν_τ , sowie die sechs Antiteilchen (d.h. Teilchen mit entgegengesetzter Ladung, Leptonenzahl, Helizität, aber ansonsten gleichen Eigenschaften). Die Leptonenzahl L ist eine ladungsartige (d.h. additive) Quantenzahl, die im Standardmodell 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:

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

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

$$\begin{array}{lll} \text{Linke Seite:} & L_e = 0, & L_\mu = 1 \\ \text{Rechte Seite:} & L_e = 1 + (-1) = 0, & L_\mu = 1 \end{array}$$

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden die Neutrinos als masselose Teilchen behandelt, d.h. wie das Photon sollten sie keine Ruhemasse besitzen und deshalb immer Lichtgeschwindigkeit haben. Experimentell hat man jedoch (z.B. durch beobachtete Neutrinooszillationen) festgestellt, dass Neutrinos eine endliche Masse besitzen, auch wenn bisher lediglich obere Grenzen für die Massen angegeben werden können. Das sich derzeit im Aufbau befindende Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment (KATRIN) soll ab 2012 die Masse des Elektron-Neutrinos bestimmen. Wir wollen für diesen Versuch und die notwendigen Berechnungen annehmen, dass Neutrinos masselos sind.

Bei masselosen Teilchen führt man die „**Helizität**“ (von $\epsilon\lambda\zeta$ = Schraube) ein, das ist die Projektion des (evtl. normierten) Spins auf die Impulsrichtung. Für masselose Teilchen (die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen) ist diese Projektion eindeutig, da in jedem Bezugssystem die Impulsrichtung

Generation	Lepton	Leptonenzahl	Antilepton	Leptonenzahl
1	e^-	+1	e^+	-1
	ν_e	+1	$\bar{\nu}_e$	-1
2	μ^-	+1	μ^+	-1
	ν_μ	+1	$\bar{\nu}_\mu$	-1
3	τ^-	+1	τ^+	-1
	ν_τ	+1	$\bar{\nu}_\tau$	-1

Tabelle 1.1: Überblick über die Leptonen und ihre Leptonenzahlen

eindeutig festgelegt ist (bei massiven Teilchen mit $v < c$ könnte man durch geeignete Wahl des Bezugssystems die Impulsrichtung umkehren). Somit können wir den Neutrinos, ebenso wie dem Photon zwei Helizitätszustände zuschreiben, nämlich +1 und -1. Man nennt Teilchen mit Helizität +1 (-1) rechtshändig (linkshändig).

Da die schwache Wechselwirkung (die einzige, an der Neutrinos teilnehmen) nur auf linkshändige Fermionen (rechtshändige Antifermionen) wirkt, sind nur linkshändige Neutrinos (rechtshändige Antineutrinos) nachweisbar. Dies heißt, dass durch die einseitige Helizität der Neutrinos die **Paritätserhaltung** (Identität unter Raumspiegelung) „maximal“ verletzt wird.

1.1.2 Quarks

Auf der Suche nach den Kräften, die im Kern wirken, stieß man auf die Quarks. Innerhalb eines Protons oder Neutrons ließen sich durch Streuexperimente mit hochenergetischen Elektronen drei Ladungs- und Massenzentren nachweisen. Diese Zentren hatten die Ladungen $+2/3 e$ (sogenanntes up-Quark **u**) und $-1/3 e$ (down-Quark **d**), d.h. das Neutron hat die Quarkkonfiguration (udd) und das Proton (uud). Den β -Zerfall des Neutrons kann man sich also auch so vorstellen, dass sich ein down- in ein up-Quark umwandelt und die beiden anderen Quarks nur zuschauen („spectator“-Modell).

Man kann sich das Neutron und das Proton auch als zwei mögliche (Isospin-)Zustände eines Nukleons vorstellen, d.h. ohne die elektromagnetische Wechselwirkung 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. Besonders wichtig ist, dass die starke Wechselwirkung nicht zwischen Neutron und Proton unterscheidet. In Analogie zum Drehimpuls eines Elektronenpaares 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:

$$M = 2I + 1 \quad (1.1)$$

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:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}B \quad (1.2)$$

Damit erhalten wir für das Proton: $I = 1/2, I_3 = +1/2$, und für das Neutron: $I = 1/2, I_3 = -1/2$.

Ebenso wie beim Elektron hat man festgestellt, dass das up- und das down-Quark noch schwerere Verwandte haben, nämlich das strange-Quark **s**, das charm-Quark **c**, das bottom-Quark **b** und das top-Quark **t** und dafür weitere Quantenzahlen eingeführt (Siehe Tabelle. 1.2). Diese unterschiedlichen Quarkarten werden als „**flavour**“ bezeichnet.

	1.Generation		2.Generation		3.Generation	
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} >$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} >$	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} >$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} >$	$ \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} >$	$ \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} >$
S(trangeness)	0	0	-1	0	0	0
C(harm)	0	0	0	1	0	0
B(eauty)	0	0	0	0	-1	0
T(op)	0	0	0	0	0	1

Tabelle 1.2: Überblick über die Quantenzahlen der Quarks

Ferner existieren zu jedem dieser Quarks noch die dazugehörigen Antiquarks, die entgegengesetzte Ladung und Quantenzahlen, aber die gleiche Masse haben.

Aus diesen Quarks lässt sich eine Unmenge weiterer Baryonen herstellen, die jedoch nach unterschiedlich langer Zeit wieder zerfallen. Bei diesen Zerfällen bleibt die Baryonenzahl (analog zur Leptonenzahl, aus Quarks bestehende Baryonen haben die Baryonenzahl +1 aus Antiquarks bestehende -1) erhalten. Am Ende aller Zerfälle steht das leichteste Baryon, das Proton.

Die experimentelle untere Schranke für die Protonlebensdauer beträgt ca. 10^{32} Jahre. Unsere Existenz verdanken wir unter Umständen der Tatsache, dass das Proton doch nicht ganz stabil ist, denn dadurch wäre evtl. das Materie-Antimaterie Ungleichgewicht zu erklären (Siehe Klapdor, Kapitel 4).

Baryonen sind ebenfalls Fermionen, da ihr Spin sich aus dem der drei Quarks zusammensetzt, d.h. Spin 3/2 bei parallel ausgerichteten Quarkspins und Spin 1/2 sonst. Um das Ganze überschaubar zu halten, betrachten wir einmal nur die Baryonen, die aus den Quarks *u*, *d* und *s* zusammengesetzt sind und den Spin 3/2 haben:

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

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 normales Fermion müsste sie aber antisymmetrisch sein.

Wenn jedoch das Pauli-Prinzip seine Gültigkeit behalten soll, müssen gleiche Quarks unterscheidbar sein. Man ordnet deshalb jedem Quark eine neue Quantenzahl, genannt **Farbe** (rot, grün oder blau), zu. Diese Farbladung ist für die starke Wechselwirkung ausschlaggebend. Die drei Quarks in einem Baryon müssen also drei unterschiedliche Farbladungen haben, damit das Baryon als ganzes farbneutral (weiß) ist (analog zur additiven Farbmischung), d.h. auf große Entfernungen nimmt es nicht an der starken Wechselwirkung teil. Erst auf kurze Entfernungen wirken sich die Farbladungskonzentrationen aus (ähnlich wie bei einem elektrischem Dipol), weil dort die Abschirmung ungenügend ist (vgl. Van-der-Waals-Kräfte in der Chemie). Dies ist die Erklärung für die kurze Reichweite der „Kernkräfte“.

Es ist auch möglich (bei diesem Versuch sogar weitaus häufiger), dass sich aus einem Quark und einem Antiquark ein farbneutrales Meson bildet. Mesonen sind Bosonen, denn der Spin von zwei Quarks addiert sich entweder zu 1 oder zu 0. Ursprünglich wurden diese Mesonen für die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung gehalten.

Wenn Sie genaueres (Quantenzahlen, Lebensdauer, Zerfallskanäle) über die verschiedenen Fermionen wissen wollen, dann werfen Sie einmal einen Blick in das Particle Data Book².

Das Particle Data Book erscheint alle zwei Jahre und enthält praktisch alle verfügbaren Informationen zu Elementarteilchen und Mesonen bzw. Baryonen. So sind dort z.B. die Quantenzahlen, Massen, Ladungen und Zerfallsbreiten der einzelnen Teilchen angegeben, wobei letztere noch einmal in die prozentualen Beiträge der einzelnen Zerfallskanäle aufgeteilt sind. Im Particle Data Book finden Sie auch die für die Auswertung benötigten Literaturwerte.

1.2 Bosonen und die fundamentalen Wechselwirkungen

In der Feldtheorie werden Wechselwirkungen zwischen Teilchen durch den Austausch von Feldquanten (Bosonen) beschrieben. Anschauliche Analogie: zwei Schlittschuhläufer, die sich abwechselnd einen Ball zuwerfen, entfernen sich durch Rückstoß voneinander. Ebenso wäre der Austausch von Feldquanten vorstellbar, die ein anziehendes Potential vermitteln.

Der Japaner Yukawa machte den Ansatz, dass die Reichweite des Potentials mit der Masse des ausgetauschten Feldquants verknüpft ist:

$$V(r) = \text{const} \cdot \frac{e^{-mr}}{r} \quad . \quad (1.3)$$

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.

²<http://pdg.lbl.gov/>

Eine entscheidende Rolle für die moderne Teilchenphysik spielen die lokalen Eichtheorien, in denen die Grundgleichungen des Systems invariant gegenüber lokalen Phasentransformationen der Felder sind. In solchen Theorien diktiert die Invarianzeigenschaften die Form der Austauschkräfte, beschreiben also die jeweiligen Austauschteilchen (Eichbosonen). Von diesen Eichbosonen handeln die nachfolgenden Abschnitte (Siehe auch Bethge/Schröder Kapitel 5).

1.2.1 Die starke Wechselwirkung und die Gluonen

Die Eichtheorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, heißt Quantenchromodynamik (**QCD**). Der Name ($\chi q \tilde{q} \mu \alpha = \text{Farbe}$) deutet schon darauf hin, dass die starke Wechselwirkung nur auf die schon bei den Quarks besprochenen Farbladungen wirkt. Die Bosonen, die diese Wechselwirkung vermitteln, heißen Gluonen (von englisch: *glue* = “kleben”) und werden durch eine Symmetrie beschrieben, die Transformationen der Gruppe $SU(3)$ (Spezielle Unitäre Gruppe) zulässt. Eine Gruppe $SU(n)$ hat $n^2 - 1$ Elemente, d.h. für $SU(3)$ gibt es acht verschiedene Austauschteilchen, eben diese Gluonen. Sie sind masselos (!) und tragen selbst eine komplizierte Farbladung. Nach (1.3) würde das heißen, dass die starke Wechselwirkung eine unendliche Reichweite hat. Dies widerspricht aber unserer Erfahrung. Der Grund dafür ist die Farbladung der Gluonen, das heißt, zwei Gluonen können sich gegenseitig anziehen. Zieht man ein Quark und ein dazugehöriges Antiquark (d.h. mit der dazugehörigen Antifarbe) auseinander, so bildet sich durch die Anziehung der Gluonen ein fast homogenes Gluonfeld aus. Dessen Energie reicht aus, um ein neues Quark-Antiquarkpaar zu erzeugen, d.h. es bleiben zwei farbneutrale (weiße) Mesonen übrig, zwischen denen keine starke Wechselwirkung mehr auftritt. Die Reichweite der starken Wechselwirkung ist also in der Tat unendlich, nur dass ab einem Abstand von ca. 10^{-15}m keine farbigen Teilchen mehr auftreten und deshalb keine starke Wechselwirkung mehr zu beobachten ist. Als Potential der starken Wechselwirkung kann man ansetzen:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad . \quad (1.4)$$

Dabei ist α_s die Kopplungskonstante, die die Stärke der starken Wechselwirkung angibt. Die Kopplungskonstante ist aber nicht konstant, sondern hängt wegen der Vakuumpolarisation vom Quadrat des Impulsübertrags ab (Siehe auch Anhang G.2):

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \log(\frac{q^2}{\Lambda^2})} \quad . \quad (1.5)$$

Dabei bezeichnet Λ den Skalenparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muss, N_f die Zahl der Quarkflavors, die in dem Prozess zu betrachten sind ($N_f = 5$ bei $E_{CMS} \approx M_Z$) und q^2 den charakteristischen Viererimpulsübertrag zum Quadrat. Für kleine Werte von q^2 , also große Abstände, wird α_s so groß ($\alpha_s \sim 1$), dass sich die Wechselwirkung nicht mehr mit den Methoden der Störungsrechnung beschreiben lässt. Man muss zu phänomenologischen Modellen übergehen.

Bei den in diesem Versuch behandelten Z^0 -Zerfällen entsteht oft im ersten Schritt ein Quark-Antiquark-Paar, welches mit großem Impuls 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 ist. Aus den Quarks bilden sich farbneutrale

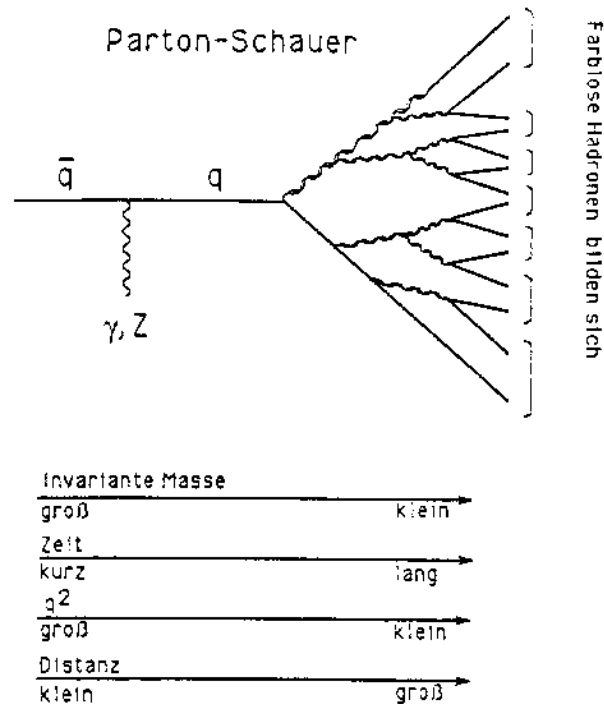


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Fragmentation

Hadronen. Diese Teilchen fliegen ungefähr in dieselbe Richtung wie die ursprünglichen Quarks. Es bilden sich zwei Bündel von Teilchen (**Jets**) heraus. Dieser Prozess wird **Fragmentation** genannt und ist in Abb. 1.1 schematisch dargestellt.

Neben den Erhaltungsgrößen (Energie, Impuls, Ladung, Baryonen- und Leptonenzahl) lässt die starke Wechselwirkung die Quantenzahlen für die verschiedenen Quarkflavors (strangeness, charm, bottom, top) und den Isospin (Nukleon-Zustände) unverändert. Außerdem verhält sie sich invariant gegenüber Raumspiegelung (**P**arität), Ladungskonjugation, d.h. Vertauschung von Teilchen und Antiteilchen (**C**harge) und Zeitumkehr (**T**).

1.2.2 Die elektromagnetische Wechselwirkung und das Photon

Dem Photon ($= \gamma$ -Quant) werden die Masse 0 und die Helizität ± 1 zugeordnet. Ebenso wie es virtuelle Teilchen gibt, kann es auch virtuelle Photonen geben, die im Schutze der Unschärferelation zu viel Ruheenergie haben und deshalb nach sehr kurzer Zeit in zwei Fermionen zerfallen müssen.

Die QuantenElektroDynamik ist eine Eichtheorie, die die Wechselwirkungen zwischen geladenen Teilchen auf den Austausch von Photonen zurückführt. Auf diese Eichinvarianz der QED wird z.B. in Bethge/Schröder Kapitel 5 eingegangen. Auch die elektromagnetische Wechselwirkung erhält die Quarkflavors und ist invariant gegenüber C-, P- und T-Transformationen.

Für die dimensionslose elektromagnetische Kopplungskonstante gilt (bei niedrigen Energien):

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx \frac{1}{137} . \quad (1.6)$$

Damit ist sie etwa hundertmal kleiner als die der starken Wechselwirkung.

Bei großen Energien bleibt die elektromagnetische Kopplungskonstante aber nicht konstant, sondern nimmt mit wachsender Energie zu (siehe QED-running Seite 70). So ergibt sich für $q^2 = M_Z^2$:

$$\alpha(M_Z^2) \approx \frac{1}{128.9} . \quad (1.7)$$

1.2.3 Die schwache Wechselwirkung und ihre Bosonen

Enrico Fermi postulierte im Jahr 1935, dass die schwache Wechselwirkung eine universelle punktförmige Wechselwirkung mit der Kopplungsstärke G_F ist. Im Gegensatz dazu hat eine Wechselwirkung, die durch den Austausch eines massiven, geladenen Bosons (das mit Kopplungsstärke g an Fermionen koppelt und mit W bezeichnet wird) vermittelt wird, eine endliche Reichweite. Vergleicht man die beiden Theorien, so erhält man im Grenzwert kleiner Impulsüberträge:

$$G_F = \frac{\sqrt{2} \cdot g^2}{8M_W^2} = 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2} . \quad (1.8)$$

Rechnet man dies auf eine dimensionslose Kopplungskonstante um (Protonmasse als Bezugspunkt), so ergibt sich mit $\alpha' = 1.02 \cdot 10^{-5}$ eine noch wesentlich geringere Stärke als bei der starken oder der elektromagnetischen Wechselwirkung und von daher sind auch die Ereignisraten geringer. Um sie zu beobachten, sollte man also entweder Prozesse betrachten, an denen Neutrinos beteiligt sind (z.B. $n \rightarrow p + e^+ + \bar{\nu}_e$), oder Prozesse, die für die anderen Wechselwirkungen wegen Quarkflavorerhaltung verboten sind ($\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$). Die schwache Wechselwirkung kann nämlich sowohl den Isospin, als auch den Quarkflavor ändern. Sie erfüllt auch die Invarianz gegenüber den Transformationen C, P und T nicht, die bei den anderen Wechselwirkungen zu beobachten war. Nicht einmal der Ansatz einer kombinierten CP-Transformation hielt dem Test beim K^0 -Zerfall stand. Erst unter einer CPT-Transformation ist auch die schwache Wechselwirkung invariant.

1.2.4 Die Gravitation

Auch bei der Gravitation versucht man, sie durch den Austausch von **Gravitonen**, die bisher allerdings noch nicht nachgewiesen wurden, zu beschreiben. Experimentell ist ihr Nachweis auch extrem schwierig, da sie nur mit einer dimensionslosen Kopplungskonstante von $5 \cdot 10^{-38}$ an andere Teilchen koppeln.

Dass die Gravitation in unserem täglichen Leben jedoch eine so entscheidende Rolle spielt, liegt daran, dass es keine negativen Massen gibt. Im Gegensatz zum Proton eines Wasserstoffatoms, dessen elektromagnetische Wirkung durch das Elektron weitgehend abgeschirmt wird, ist dies bei der Gravitation nicht möglich, so dass sich die Gravitationskräfte aller Teilchen aufsummieren.

1.3 Vereinheitlichung der Theorien

1.3.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

Man hat festgestellt, dass die Kopplungsstärken der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung bei hohen Energien nicht sehr verschieden sind. Dies legte es nahe, beide Wechselwirkungen zu vereinigen. Diese sogenannte elektroschwache Theorie wurde 1967/68 von Glashow, Salam und Weinberg entwickelt.

Auf der Suche nach einer Eichtheorie für die schwache Wechselwirkung wählte man die $SU(2)$ -Symmetrie, was zu der Einführung von drei Eichbosonen \mathbf{W}^+ , \mathbf{W}^- und W^0 führte. Die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung deutete (nach (1.3)) auf Bosonen mit Ruhemassen von ca. 80 GeV hin. Statt der elektromagnetischen Wechselwirkung führt man eine weitere Wechselwirkung ein, die mit einer Symmetrie $U(1)$ und einem Feldteilchen B^0 assoziiert ist. Das B^0 koppelt an alle bisher bekannten elementaren Fermionen, die W -Bosonen koppeln hingegen nur an die linkshändigen Fermionenpaare:

$$(e^- \nu_e)_L \quad (\mu^- \nu_\mu)_L \quad (\tau^- \nu_\tau)_L \quad (du)_L \quad (sc)_L \quad (bt)_L$$

Es wäre naheliegend, das B^0 mit dem Photon zu identifizieren. Dies würde jedoch einer Kopplung des B^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 B^0 ist. Dazu gibt es ein entsprechendes zweites Feld, das \mathbf{Z}^0 , welches zum Photonfeld orthogonal ist. Der Mischungswinkel dieser beiden Felder wird als **Weinbergwinkel** bezeichnet. Nur im Falle der geladenen W -Bosonen sind die Eichteilchen der Theorie mit den physikalischen Zuständen identisch. Beim Austausch eines Z^0 -Bosons spricht man vom **neutralen Strom**, beim Austausch von W^\pm -Bosonen vom **geladenen Strom**.

In der ursprünglichen Formulierung dieser Theorie sind die Eichbosonen und Fermionen 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**, der auch unter dem Schlagwort spontane Symmetriebrechung bekannt ist. Er beschreibt, wie eine Symmetrie der Naturgesetze für unsere unmittelbaren Beobachtungen verborgen bleiben kann. (Sein Verständnis ist für diesen Versuch nicht essentiell, aber sehr interessant und nachzulesen in **Bethge/Schröder, Kapitel 18**. Siehe auch Anhang H). Dieser Mechanismus führt zur Vorhersage eines weiteren neutralen massiven Teilchens mit Spin = 0, dem **Higgs-Boson**. Der experimentelle Nachweis dieses Higgs-Bosons ist eine der wichtigsten Aufgaben der experimentellen Elementarteilchenphysik.

Diese elektroschwache Theorie, die wir mit der Symmetriegruppe $SU(2) \times U(1)$ assoziieren, beschreibt alle bisher beobachteten Prozesse (wenn wir die Fermionenmassen vernachlässigen) mit nur 3 Parametern (dies gilt in niedrigster Ordnung Störungstheorie, in höherer Ordnung gibt es eine endliche Anzahl weiterer Parameter):

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

- M_Z , die Masse des Z^0 -Bosons

Alle weiteren Größen können durch diese Parameter ausgedrückt werden. So ist z.B. der Weinbergwinkel θ_W mit den Parametern wie folgt verknüpft

$$\sin^2\theta_W \cdot \cos^2\theta_W = \frac{\pi \cdot \alpha}{\sqrt{2}G_F \cdot M_Z^2} \quad , \quad (1.9)$$

und die Masse der W^\pm -Bosonen ergibt sich als:

$$M_W = M_Z \cdot \cos\theta_W \quad (1.10)$$

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

1.3.2 Die große Vereinheitlichung

Es wird versucht, eine Theorie zu finden, die auch die starke Wechselwirkung einschließt, die sog. Grand Unification Theory (**GUT**). Die dimensionslosen Kopplungskonstanten sind nur in 1.Ordnung konstant. Terme höherer Ordnung bewirken, dass sich α_{QCD} bei größeren Impulsüberträgen verringert. Von den beiden Kopplungskonstanten der elektroschwachen Wechselwirkung ist die zur $U(1)$ gehörende Kopplungskonstante anwachsend, die zur $SU(2)$ gehörende verringert sich sehr viel schwächer mit der Energie als die der QCD. Die Idee ist, ähnlich wie bei der Vereinheitlichung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, die Funktionen der Kopplungskonstanten so weit zu extrapolieren, bis alle die gleiche Stärke haben (Das wäre bei ungefähr 10^{15} GeV der Fall). Allerdings schneiden sich nicht alle drei Graphen in einem Punkt, d.h. es treten in höheren Energiebereichen noch unbekannte Effekte auf.

Eine gängige Theorie für diese Effekte ist die **SUPERSYMMETRIE**. Sie besagt, dass es zu jedem Fermion ein entsprechendes Boson mit - bis auf den Spin - gleichen Eigenschaften gibt und ebenso zu jedem Boson ein Fermion. Jedoch muss auch die Supersymmetrie gebrochen sein, d.h., dass die SUSY-Teilchen zum Teil wesentlich größere Massen haben, als die Standardmodell-Teilchen, denn sonst hätte man schon solche Teilchen finden müssen. Außerdem sagt die Theorie noch weitere Higgs-Bosonen voraus. Der experimentelle Nachweis von Higgs-Bosonen und SUSY-Teilchen (wenn es sie gibt) sind die großen Aufgaben der kommenden Jahre.

Die Teilchenphysik ist also ein Gebiet, auf dem es noch viel zu tun gibt. Packen Sie's an!

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen des Versuchs

2.1 Hilfsmittel und Definitionen

Bevor wir uns mit der speziellen Theorie von e^+e^- -Kollisionen bei Energien nahe der Z^0 -Masse beschäftigen, kommen wir auf ein paar in der Teilchenphysik allgemein übliche Notationen, Größen und Einheiten zu sprechen.

2.1.1 Wirkungsquerschnitte und Zerfallsbreiten

Um Ereignisraten oder Reaktionswahrscheinlichkeiten anzugeben, verwendet man den Begriff **Wirkungsquerschnitt**. Man kann jedem Teilchen eine Fläche zuordnen. Wenn der Wechselwirkungspartner auf diese trifft, so kommt es zu einer Reaktion. Man misst den Wirkungsquerschnitt in **barn** ($1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$). Der Name kommt daher, dass diese Einheit für die Maßstäbe der Teilchenphysik immer noch so groß ist wie ein Scheunentor (engl. *barn* = “Scheune”). Die Wirkungsquerschnitte von $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ - Reaktionen bei Energien nahe der Z^0 -Masse liegen im Bereich einiger nb. Betrachtet man nur den Wirkungsquerschnitt eines Teilprozesses, so spricht man von einem partiellen Wirkungsquerschnitt.

Experimentell wird nicht der Wirkungsquerschnitt, sondern die Anzahl der Ereignisse in einer bestimmten Zeit gemessen. Um daraus einen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, benötigt man eine Größe, die Informationen über den Beschleuniger enthält (Bündelung des Strahls, Umlauffrequenz, etc.), die **Luminosität**. Man erhält dann

$$\sigma = \frac{N}{\int L dt} \quad , \quad (2.1)$$

wobei $\int L dt$ auch als integrierte Luminosität bezeichnet wird. Die zur Umrechnung der (korrigierten!) Ereignisanzahl in einen Wirkungsquerschnitt benötigten integrierten Luminositäten finden Sie in Tabelle A.

Eine weitere wichtige Größe ist die Zerfallsbreite. Bei einem Resonanzzustand, der nach kurzer Zeit wieder zerfällt, ist die Lebensdauer τ interessant. Diese Zeiten sind jedoch derart kurz, dass man sie nicht durch Messung von Flugstrecken erhalten kann. Man kann jedoch aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation die Lebensdauer aus der Energieunschärfe abschätzen. Diese Energieunschärfe wird durch die (totale) Breite Γ angegeben. Betrachtet man nur einen bestimmten Zerfallskanal, so bezeichnet man den Anteil, den er zur Breite beiträgt, als Partialbreite ($= \Gamma \cdot \text{Verzweigungsverhältnis}$). Dabei muss die Summe aller Partialbreiten die totale Breite ergeben.

Für qualitative Berechnungen ist es oft praktischer, Einheiten zu verwenden, bei denen $\hbar = c = 1$ gilt. Will man jedoch etwas quantitativ ausrechnen, so sollte man die entsprechenden Faktoren nicht vergessen!

2.1.2 Feynman-Diagramme und -Rechenregeln

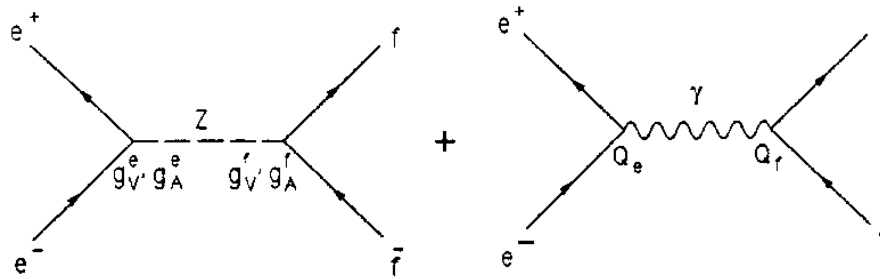


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung

Um eine Reaktion zu beschreiben, reicht es nicht aus, einfach Anfangs- und Endzustand zu nennen, denn der Weg dorthin ist wichtig, um Ereignisraten zu berechnen. Eine anschauliche Möglichkeit, einen Prozess darzustellen, bieten die **Feynman-Diagramme** (nach Richard Feynman). Dabei handelt es sich um eine Art Zeit-Weg-Diagramm, wobei die Impulsrichtung von Fermionen als Pfeil eingezeichnet ist. Photonen werden als Wellenlinien, Gluonen als Schraubenlinien und andere Eichbosonen als gestrichelte Linien dargestellt.

Auch bei der Berechnung von Übergangsamplituden und damit von Wirkungsquerschnitten sind die Feynmandiagramme hilfreich. Jede äußere Linie, jeder Vertex (Verzweigungspunkt) und jede innere Linie trägt – nach bestimmten Rechenregeln (siehe Halzen/Martin Kapitel 13.4) – einen Faktor bei. Dabei muss man berücksichtigen, dass verschiedene Prozesse zu den gleichen Endzuständen führen können.

2.2 Die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen

In diesem Versuch bestimmen wir also die verschiedenen Endzustände

- Elektron-Positron-Paare
- Myon-Paare
- Zerfallsprodukte von Tau-Paaren
- Aus den Quark-Antiquark-Paaren $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, oder $b\bar{b}$ (nicht $t\bar{t}$, wegen der zu großen Masse) entstandene Hadronen
- Neutrino-Antineutrino-Paare ν_e, ν_μ , oder ν_τ (die wir nicht nachweisen können)

und bestimmen die partiellen Wirkungsquerschnitte und Partialbreiten.

Wie kommen wir jetzt auf die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen? Da die theoretischen Partialbreiten für alle masselosen Neutrinogenerationen gleich sind, muss gelten:

$$\Gamma_Z = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_h + n \cdot \Gamma_\nu + \Gamma_{\text{unk.}} \quad . \quad (2.2)$$

Dabei bedeutet Γ_h die Zerfallsbreite des Z^0 in die verschiedenen Quark-Antiquarkpaare, n die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen und $\Gamma_{\text{unk.}}$ die Partialbreite weiterer unbekannter Zerfallskanäle.

Dazu eine kleine Analogie:

Stellen Sie sich einen Wassereimer vor, der unser Z^0 darstellen soll. Für jeden möglichen Zerfallskanal bohren wir ein Loch, dessen Größe von der Zerfallswahrscheinlichkeit abhängt, in den Boden des Eimers. Das Wasser, das durch die Löcher für Elektronen, Myonen, Taus und Hadronen kommt, fangen wir auf (Partialbreiten) und messen außerdem die Zeit, bis der Eimer leer ist (Lebensdauer/totale Breite). Wir wissen also, wieviel Wasser durch die Löcher für die Neutrinos geflossen ist und können, wenn wir wissen, wie groß diese Löcher sind, die Anzahl der Neutrinogenerationen bestimmen.

Jetzt müssen wir nur noch die theoretischen Wirkungsquerschnitte und Partialbreiten berechnen, was im folgenden Kapitel passiert.

2.3 Partialbreiten und Wirkungsquerschnitte

Wenn wir den Wirkungsquerschnitt der verschiedenen Reaktionen eines e^+e^- -Speicherringes als Funktion der Energie betrachten, so ergibt sich bei ca. 91 GeV eine deutliche Resonanzüberhöhung, von der nur Reaktionen $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ und nicht $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ betroffen sind (Siehe Abb. 2.2). Dies liegt daran, dass das Z^0 nicht an die elektrische Ladung Q koppelt, sondern an die schwache Ladung, die alle Fermionen, nicht aber das Photon tragen.

Bei der schwachen Wechselwirkung unterscheidet man zwischen Vektor- (negativ unter Paritätstransformation) und Axialvektorkopplung (positiv unter Paritätstransformation). Diese beiden unterschiedlichen Kopplungen verursachen die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. Es gilt:

$$g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W \quad (2.3)$$

$$g_A^f = I_3^f \quad . \quad (2.4)$$

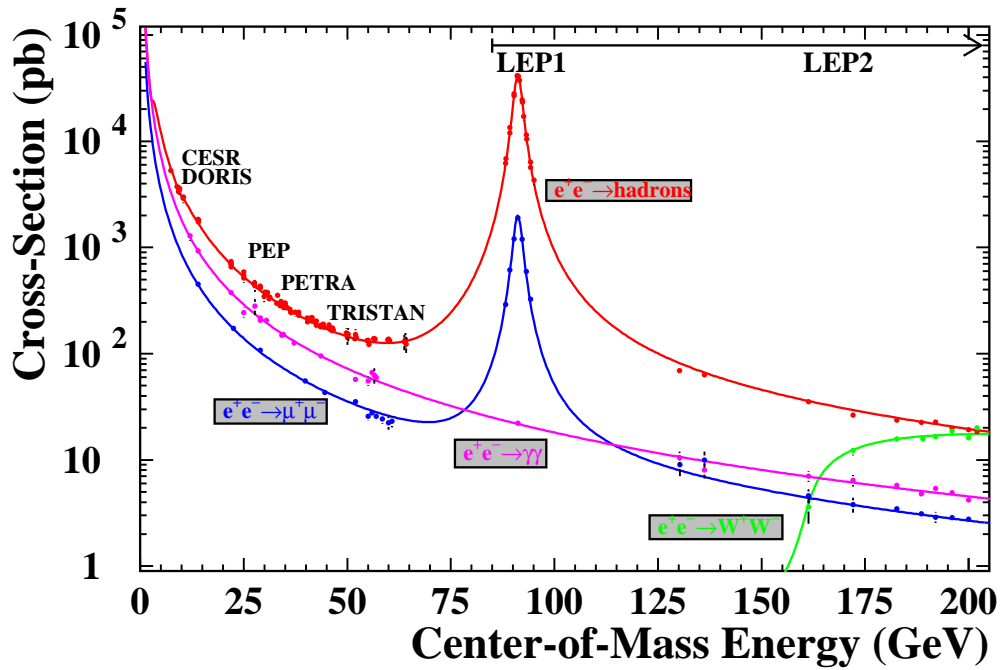


Abbildung 2.2: Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Dabei ist I_3^f die dritte Komponente des **schwachen Isospins**.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, 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:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f}) = \sigma_Z + \sigma_\gamma + \sigma_{Z\gamma} . \quad (2.5)$$

Sie ergeben sich nach den Feynman-Regeln (unter Vernachlässigung der Fermionenmassen):

$$\sigma_Z = \sigma_{QED} \cdot \frac{G_F^2 M_Z^4}{8\pi^2 \alpha^2} \cdot (g_V^e)^2 + (g_A^e)^2 \cdot (g_V^f)^2 + (g_A^f)^2 \cdot |\chi(s)|^2 \quad (2.6)$$

$$\sigma_\gamma = \sigma_{QED} \cdot Q_f^2 \quad (2.7)$$

$$\sigma_{Z\gamma} = \sigma_{QED} \cdot (-1) \cdot Q_f \cdot \frac{\sqrt{2} G_F M_Z^2}{4\pi \alpha} \cdot g_V^e \cdot g_V^f \cdot \text{Re}(\chi(s)) \quad (2.8)$$

mit

$$\begin{aligned} \chi(s) &= \frac{s}{(s - M_Z^2) + i s \Gamma_Z / M_Z} \quad (\text{Propagator genannt}) \\ \sigma_{QED} &= \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{s} \cdot N_c^f \\ N_c^f &= \text{Farbfaktor: (1 für Leptonen, 3 für Quarks)} \\ Q_f &= \text{Elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung} \\ s &= E_{CMS}^2 = \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie} \\ M_Z &= 91.187 \text{ GeV} \\ G_F &= 1.16639 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \\ \alpha &= \alpha(M_Z) \approx 1/128.9 \end{aligned}$$

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 (siehe Anhang F). Vernachlässigt man die anderen Beiträge, so erhält man mit der Partialbreite

$$\Gamma_f = \frac{N_c^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_F \cdot M_Z^3 \cdot (g_V^{f2} + g_A^{f2}) \quad (2.9)$$

folgende Form für den Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_f = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{s \cdot M_Z^2} \cdot |\chi(s)|^2 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{s \Gamma_e \Gamma_f}{(s - M_Z^2)^2 + (s^2 \Gamma_Z^2 / M_Z^2)} \quad (2.10)$$

und als Wirkungsquerschnitt für ein Fermionpaar $f\bar{f}$ am Resonanzmaximum (d.h. $s = M_Z^2$)

$$\sigma_f^{peak} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma_Z} \quad , \quad (2.11)$$

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

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

2.4 Bhabha-Streuung

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-Diagrammen (die auch als **s-Kanal** bezeichnet werden), kommen hier reine Streu-Diagramme (**t-Kanal**) hinzu (Abb. 2.3). s bzw. t bezeichnen dabei Mandelstammvariablen, die in Anhang D.3 erklärt sind.

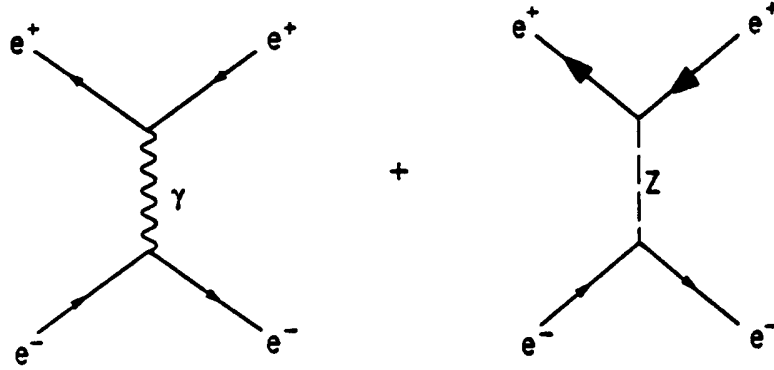


Abbildung 2.3: Streu-Diagramm (t-Kanal) für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Für die Z^0 -Breite liefert jedoch nur der s-Kanal einen Beitrag. Die Endzustände von s- und t-Kanal sind identisch, d.h. ein einzelnes Ereignis ist nicht eindeutig dem einen oder anderen Kanal zuzuordnen. Die statistische Winkelverteilung ist jedoch unterschiedlich und wird daher benutzt, um den Anteil der s-Kanal Ereignisse zu bestimmen. Wir betrachten dazu den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, der nicht vom Winkel ϕ (rund um die Strahlachse), sondern nur vom Winkel Θ (zwischen dem einlaufenden und dem auslaufenden Elektron) abhängt. Für den t-Kanal als Streuprozess an punktförmigen Teilchen gilt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{(1 + \cos \Theta)^2}{(1 - \cos \Theta)^2} \quad (2.12)$$

während für den s-Kanal am peak ($E = 91\text{GeV}$) ungefähr

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (1 + \cos^2 \Theta) \quad (2.13)$$

gilt (siehe auch Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie).

Im Praktikumsversuch wird folgendermaßen vorgegangen: Von der (auf Effizienz korrigierten) Winkelverteilung der selektierten Ereignisse wird die Standardmodell-Vorhersage für t- und s-t-Interferenzkanal abgezogen. An die resultierende Winkelverteilung wird der theoretische Verlauf des s-Kanals angepasst, wobei die Anzahl der s-Kanal-Ereignisse als Parameter entnommen wird. Daraus kann man den partiellen Wirkungsquerschnitt und die Partialbreite wie bei den anderen Fermionen berechnen (siehe auch Kapitel C.3.4).

Ein weiteres Problem stellt die Beurteilung des $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Untergrundes in anderen Prozessen dar. Durch den zusätzlichen t-Kanalbeitrag ist die Wahrscheinlichkeit für Elektron-Endzustände höher als für die anderen Leptonen (hadronische Endzustände überwiegen wegen der größeren Partialbreite). Dies muss bei der Untergrundberechnung aus Monte-Carlo N-Tupeln gleicher Größe durch geeignete Faktoren berücksichtigt werden.

2.5 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist als die Differenz der Wechselwirkungsquerschnitte in der Vorwärts- und Rückwärtshemisphäre dividiert durch ihre Summe definiert, also

$$A_{FB}^f = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\Theta} d\cos\Theta} \quad (2.14)$$

Dabei ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Born-Näherung gegeben als

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

mit

$$F_1(s) = Q_f^2 - \frac{g_V^e g_V^f Q_f}{2\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \cdot \text{Re}\chi + \frac{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2})(g_V^{f^2} + g_A^{f^2})}{16\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \cdot |\chi|^2 \quad (2.16)$$

$$F_2(s) = \frac{-g_A^e g_A^f Q_f}{2\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \cdot \text{Re}\chi + \frac{g_V^e g_A^e g_V^f g_A^f}{4\sin^4\theta_W \cos^4\theta_W} \cdot |\chi|^2 \quad (2.17)$$

Für die Asymmetrie ergibt sich nach (2.14) also mit

$$\int \frac{d\sigma_f}{d\cos\Theta} d\cos\Theta = \frac{\pi\alpha^2 N_c^f}{2s} \left(\frac{F_1}{3} \cos^3\Theta + F_2 \cos^2\Theta + F_1 \cos\Theta + C \right) : \quad (2.18)$$

$$A_{FB}^f = \frac{3 F_2}{4 F_1} \quad (2.19)$$

Die Asymmetrie entsteht durch die Interferenz der beteiligten Wechselwirkungen, d.h. ober- und unterhalb des Z^0 -Maximums (off-peak) ist die Ursache der Asymmetrie die Interferenz der elektromagnetischen Vektor- und der schwachen Axial-Vektor-Wechselwirkung. Die Asymmetrie am Maximum entsteht durch die unterschiedlichen Kopplungen der schwachen Vektor- und Axial-Vektor-Wechselwirkung, ist jedoch wesentlich geringer als off-peak. Dies drückt sich dadurch aus, dass am Peak

$$A_{FB}^{f,peak} \simeq 3 \frac{g_V^e g_A^e}{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2})} \frac{g_V^f g_A^f}{(g_V^{f^2} + g_A^{f^2})} = 3 \frac{g_V^e/g_A^e}{1 + (g_V^e/g_A^e)^2} \frac{g_V^f/g_A^f}{1 + (g_V^f/g_A^f)^2} \quad (2.20)$$

gilt, während off-peak der Interferenzterm in F_2 dominiert.

$$A_{FB}^f \simeq \frac{-6\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W g_A^e g_A^f Q_f \text{Re}\chi}{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2})(g_V^{f^2} + g_A^{f^2})} \quad (2.21)$$

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

$$A_{FB}^{\ell,peak} \simeq 3 (g_V^\ell/g_A^\ell)^2 = 3 \cdot (1 - 4\sin^2\theta_W)^2 \quad (2.22)$$

Eine Messung von A_{FB}^ℓ am Resonanzmaximum führt damit zu einer direkten Messung von g_V^ℓ/g_A^ℓ und somit zu einer Messung von $\sin^2\theta_W$.

2.6 Korrekturen höherer Ordnung

Meistens haben wir nur die Born-Näherung (d.h. Prozesse erster Ordnung) betrachtet. Um die im Experiment gemessenen Daten mit den Vorhersagen der Theorie vergleichen zu können, müssen jedoch zusätzlich Graphen höherer Ordnung (Strahlungskorrekturen) berücksichtigt werden. Dabei unterscheidet man photonische-, nicht-photonische- und QCD-Korrekturen. Der Wirkungsquerschnitt wird durch diese Strahlungskorrekturen modifiziert.

Wichtige photonische Korrekturen sind die Anfangsbremsstrahlung (*inital state radiation*), die Endbremsstrahlung (*final state radiation*) und die Interferenz dieser beiden Effekte (Abb. 2.4).

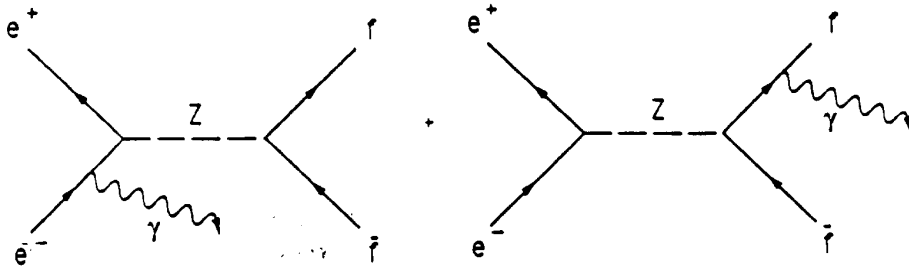


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramme für photonische Strahlungskorrekturen

Im Falle der Photonabstrahlung im Anfangszustand lässt sich die Auswirkung auf den Wirkungsquerschnitt 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 $\sqrt{s'}$ nicht mehr \sqrt{s} entspricht. Dadurch wird der Wirkungsquerschnitt am Peak ($E_{CMS} = 91$ GeV) wesentlich geringer sein als in Born-Näherung (Größenordnung 25%), wohingegen er für größere Energien höher gemessen wird (wegen $\sqrt{s'} \sim 91$ GeV).

Wird bei einer Schwerpunktsenergie, die größer ist als die Z^0 -Masse, ein Anfangsbremsstrahlung-photon abgestrahlt, so dass die effektive Schwerpunktsenergie ungefähr bei der Z^0 -Masse liegt, so erhält man einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt (man spricht vom „**radiative return**“). Dies hat insbesondere bei der Messung der Asymmetrie oberhalb der Z^0 -Masse zur Folge, dass ein wesentlicher Teil der Reaktionen bei der Z^0 -Masse stattfindet und die Asymmetrie dadurch geringer ausfällt als erwartet.

Nicht-photonische Prozesse (Vertex- und Propagator-Korrekturen) sind im Gegensatz zu Bremsstrahlungskorrekturen, d.h. reeller Photonabstrahlung, durch den gleichen Endzustand wie im Falle der Born-Näherung charakterisiert (Abb. 2.5), der Weg ist jedoch ein anderer. Durch den zusätzlichen

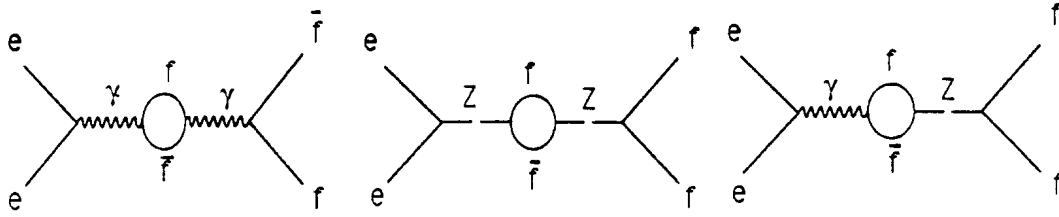


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramme für virtuelle Strahlungskorrekturen

Beitrag weiterer Feynmandiagramme (Abb. 2.5) ändert sich der Wirkungsquerschnitt. Dieses Phänomen ist auch für das schon angesprochene Laufen der Kopplungskonstanten (siehe QED-running Seite 70) verantwortlich.

Virtuelle Strahlungskorrekturen sind besonders interessant, da in diesen Fermion-Schleifen schwere virtuelle Teilchen (also z.B. auch bei LEP top-Quarks) auftreten können. Dies liefert wertvolle Hinweise bei der Suche nach neuen Teilchen (Higgs-Boson). Betrachtet man auch Terme höherer Ordnung, so werden u.a. die Kopplungen g_V^f und g_A^f mit einem Faktor versehen, der M_{top}^2 und $\ln(M_{Higgs}^2/M_W^2)$ enthält.

Für hadronische Endzustände müssen zusätzlich QCD-Korrekturen berücksichtigt werden, die sich aus Vertexkorrekturen und Gluonabstrahlungsprozessen (Abb. 2.6) zusammensetzen.

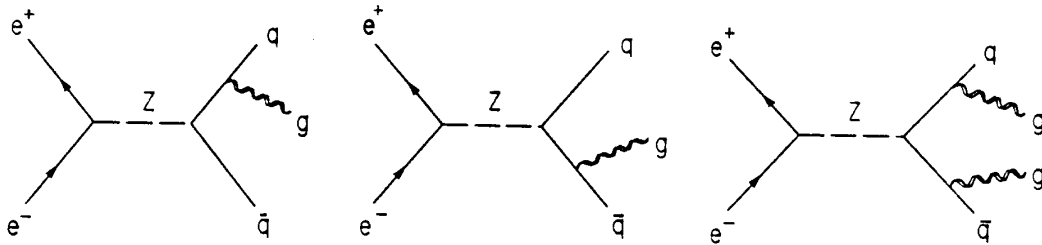


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramme für QCD Strahlungskorrekturen

Da auch die Gluonen Farbladungen tragen, fragmentieren sie ähnlich wie Quarks und man kann somit diese Ereignisse daran erkennen, dass zusätzlich zu den zwei Jets in Richtung der Quarks noch ein weiterer Jet in Richtung des abgestrahlten Gluons entsteht.

Im Praktikumsversuch werden die QED-Strahlungskorrekturen sowohl beim Fit an die Breit-Wigner Kurve als auch bei der Asymmetriemessung von einem Fitprogramm übernommen. Um QCD-Korrekturen einzuführen, setzen wir an der Stelle an, an der sich hadronische von anderen Ereignissen unterscheiden, nämlich beim Farbfaktor N_c^f . Wir setzen

$$N_c^f = 1 \text{ für Leptonen, } 3 \cdot (1 + \delta_{QCD}) \text{ für Quarks} \quad (2.23)$$

$$\text{mit der QCD-Korrektur } \delta_{QCD} = 1.05 \cdot \frac{\alpha_S(M_Z)}{\pi}$$
$$\text{und } \alpha_S(M_Z) = 0.12 \quad .$$

Diese Korrektur verändert natürlich nicht die Anzahl der Quarkfarben, sondern ist lediglich ein mathematischer Trick, die QCD-Korrektur unterzubringen.

Kapitel 3

Das OPAL Experiment

Bevor wir uns den Opal-Detektor und uns seine Funktionsweise genauer anschauen, betrachten wir erst einmal das Umfeld, in dem dieser Versuch stattfand.

3.1 CERN – LEP – OPAL

Seit 1954 wurden am “**C**entre **E**uropéenne pour la **R**echerche **N**ucléaire” (später European Laboratory for Particle Physics) immer wieder wichtige Entdeckungen im Bereich der Teilchenphysik gemacht. Während dieser Zeit wurden immer neue (und größere) Kreisbeschleuniger gebaut, wobei die älteren immer noch als Vorbeschleuniger für die großen genutzt werden.¹

Die in diesem Versuch verwendeten Daten wurden am “**L**arge **E**lectron-**P**ositron Collider”(LEP) aufgenommen, der von 1989 bis 2000 in Betrieb war. Beim Bau mussten nicht nur die 27 km Haupttunnel (Abb. 3.2) gegraben werden, sondern auch noch vier unterirdische Experimentierhallen, 18 Zugangsschächte, mehr als 3 km Sekundärtunnel und ungefähr 60 unterirdische Räume. Nach einer Füllzeit von ca. 90 min kreisten je 4 Pakete (bunches) von $4 \cdot 10^{11}$ Elektronen und Positronen (d.h. es flossen ca. 6 mA) mit entgegengesetzter Umlaufrichtung für ca. 20 h. An vier Wechselwirkungszone befanden sich die vier LEP-Detektoren Aleph, Delphi, L3 und OPAL. Dort trafen sich ca. alle 25 μ s die Elektron- und Positron-Pakete und es passierte in den allermeisten Fällen — nichts. Nur ca. einmal pro Sekunde kam es zu der Reaktion $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$.

In den Jahren 1989-1995 wurde LEP bei Schwerpunktsenergien nahe der Z^0 -Masse betrieben. Dabei wurden Daten von ca. $4 \cdot 10^6$ Z^0 -Zerfällen aufgezeichnet, die eine sehr genaue Bestimmung der Parameter zuließen. Im Praktikumsversuch arbeiten Sie nur mit einem Teil der Daten (auch nur mit einem Teil der zu jedem Ereignis gehörenden Information), damit Sie die N-Tupel in annehmbarer Zeit bearbeiten können.

Die nur von der Beschleunigergeometrie (Strahlbündelung) abhängige Luminosität von LEP betrug ca. $2 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Um jedoch die für die Präzisionsmessungen benötigten genauen integrierten

¹Unter <http://www.cern.ch/CERN/Divisions/PS/PSComplex/CERNacc.html> finden Sie eine Grafik des Beschleunigersystems am CERN

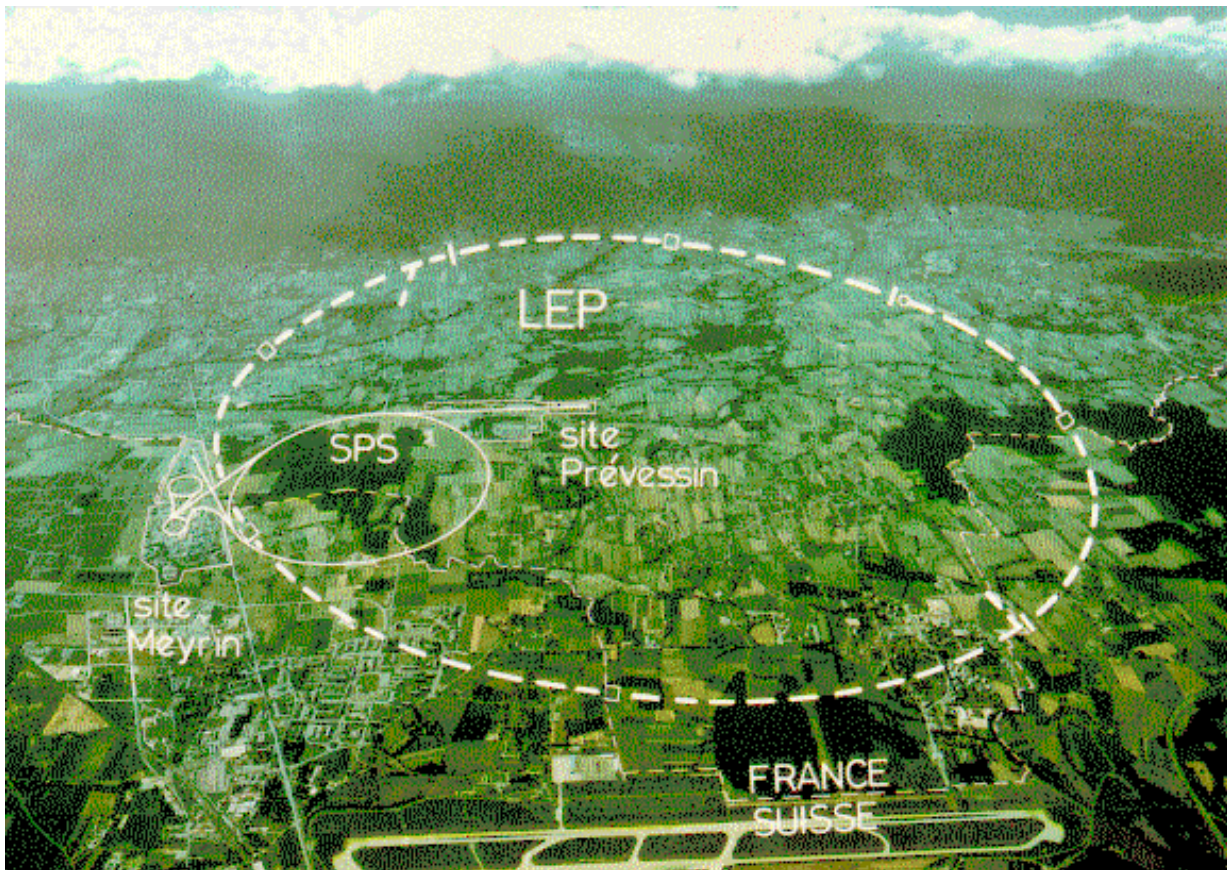


Abbildung 3.1: Luftaufnahme vom CERN. In dem LEP-Tunnel befindet sich heute der LHC.

Luminositäten zu erhalten, hat man die Ereignisrate für einen gut berechenbaren Prozess wie die elastische e^+e^- -Streuung (Bhabha-Streuung) bei kleinen Streuwinkeln gemessen. In diesem kinematischen Bereich ist der Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) mit einer Genauigkeit von besser als 0.1% berechenbar. Dadurch konnte man nach (2.1) auf die integrierte Luminosität zurückrechnen.

An der Betreuung des Opal-Detektors und verschiedenen Analysen der Daten waren 35 Institute aus der ganzen Welt beteiligt. In den späteren Jahren wurden Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV erreicht, bei denen andere physikalische Prozesse im Vordergrund stehen.

In den Tunnelanlagen befindet sich heute der **L**arge **H**adron **C**ollider. Dort werden momentan Daten von Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV aufgenommen. In einigen Jahren sollen dann sogar bis zu 14 TeV erreicht werden. Die LMU München ist am ATLAS-Detektor (**A** Toroidal **L**HC **A**pparatu**S**) beteiligt. Ein Hauptziel des LHC-Projekts ist der Nachweis des durch den Higgs-Kibble-Mechanismus vorhergesagten Higgs-Bosons.



Abbildung 3.2: Blick in den LEP-Tunnel

3.2 Funktionsweise wichtiger Detektorkomponenten

3.2.1 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 Zähldrahtes 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 aufgespannt sind. Die einzelnen Zähldrähte 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 Zähldrahtes ist bei konstanter Driftgeschwindigkeit proportional zum Abstand der Bahnkurve des geladenen Teilchens vom Zähldraht. Durch Messung dieser Zeitdifferenz erhält man eine große Ortsgenauigkeit bei einer geringen Zahl von Zähldrähten. Dies ist das Prinzip der **Driftkammer**.

Üblicherweise durchsetzt man die Driftkammer mit einem Magnetfeld, misst die Krümmung der geladenen Spuren und kann dadurch den Impuls rekonstruieren. Außerdem misst man die spezifische Ionisation $\frac{dE}{dx}$, was Rückschlüsse auf die Masse zulässt.

3.2.2 Schauerzähler / Kalorimeter

Die elektromagnetische und starke Wechselwirkung von Elementarteilchen mit Materie wird in Schauerzählern ausgenutzt. 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. Diese Energie erzeugt ein Signal, das proportional zur ursprünglichen Teilchenenergie ist.

Schauerzähler werden vor allem benutzt, weil sie sensitiv auf geladene und neutrale Teilchen sind (außer auf Neutrinos).

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.

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.)

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:

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

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

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

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 oder zur Erzeugung von Myon-Paaren aufgewendet, die nicht absorbiert werden.

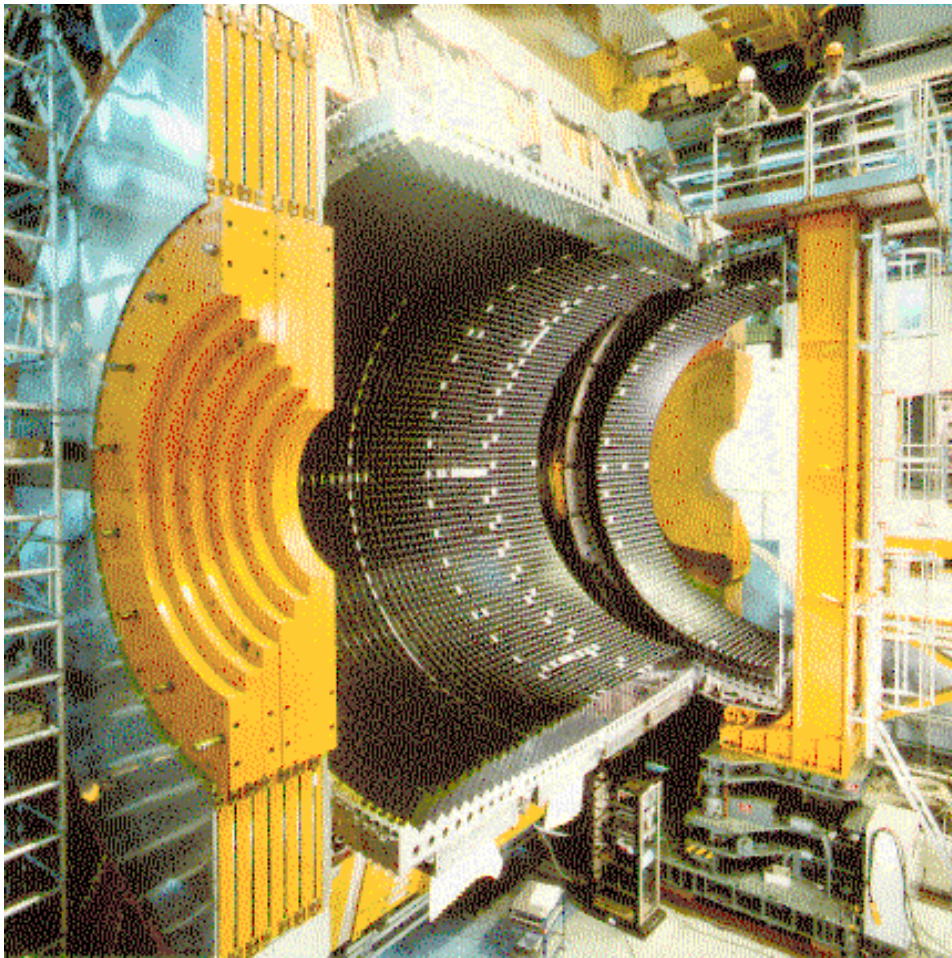


Abbildung 3.3: Elektromagnetisches Kalorimeter

3.2.3 Der Trigger

Die Ereignisraten bei LEP waren hauptsächlich bedingt durch Strahl-Gas-Ereignisse und Teilchen, die auf Grund ihres vom Normalwert abweichenden Impulses das Strahlrohr verließen und den Detektor trafen. Die tatsächliche Ereignisrate der gesuchten Prozesse, $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$, lag nur bei ≈ 1 Hz, obwohl sich die Strahlen 40 000 mal pro Sekunde trafen. Die Aufgabe des **Triggers** war es, die oben aufgeführten Untergrundereignisse möglichst stark zu unterdrücken und gleichzeitig für alle erwünschten Ereignisse die Aufnahme der Messdaten auszulösen. Dabei musste man besonders darauf achten, dass die Triggerbedingungen so gewählt wurden, dass auch neue, bisher unbekannte Zerfälle des Z^0 mit hoher Effizienz akzeptiert wurden. Dazu wurden schnelle Signale benutzt, weil der Trigger entscheiden musste, bevor der nächste *bunch* vorbei kam. Nicht alle Signale waren dafür gleich gut geeignet: der Time-of-Flight Detektor lieferte bereits nach einigen ns ein Signal, während in den Außenbereichen der Driftkammern die Ionisationselektronen die Anodendrähte noch gar nicht erreicht hatten (und an eine Spurrekonstruktion gar nicht erst zu denken war).

3.3 Der Aufbau des OPAL-Detektors

Der prinzipielle Aufbau² des OPAL-Detektors ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Das Koordinatensystem wurde wie folgt definiert: der Ursprung liegt im nominellen e^+e^- -Kollisionspunkt (der tatsächliche Kollisionspunkt weicht evtl. leicht davon ab), 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. Der Wechselwirkungspunkt ist zunächst von dem Zentraldetektor umgeben, welcher, von innen nach außen, aus folgenden Komponenten zusammengesetzt ist: Direkt am Wechselwirkungspunkt befindet sich der **Mikrovertex-detektor**, ein Halbleiterdetektor, der aus Silizium-Streifen aufgebaut ist. Er hilft dabei festzustellen, ob die Spuren direkt aus dem Vertex kommen, oder ob sie von Zerfallsprodukten kurzlebiger Teilchen stammen. Die **Vertexkammer** (50 cm Durchmesser) und die **Jet Kammer** (3.7 m Durchmesser) sind zylindrische Driftkammern. Durch sie erhält man eine genaue (in der $r\phi$ -Ebene durchschnittlich $135 \mu\text{m}$) Ortsinformation sogar in z-Richtung (ca 6cm), indem man die Signalhöhe an den beiden Anodendrahtenden vergleicht. Aus diesen Messpunkten kann man die Spuren rekonstruieren. Diese inneren Detektorkomponenten werden als Zentraldetektor bezeichnet, der in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Er ist von einem Drucktank umgeben, in welchem ein Gasgemisch aus Argon, Methan und Isobutan bei einem Druck von 4 bar gehalten wird. Der Drucktank ist von einer zylindrischen Magnetspule (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. Dadurch werden die geladenen Teilchen abgelenkt und ihre Spuren gekrümmt. Aus dem Krümmungsradius berechnet man den Impuls, wobei eine Impulsauflösung von

$$\frac{\Delta p}{p} = p \cdot 2.2 \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \quad \text{in der } r\phi\text{-Ebene} \quad (3.2)$$

erreicht wird, d.h. der relative Fehler wächst mit dem Impuls. In z-Richtung ist die Auflösung wesentlich schlechter. Überlegen Sie selbst warum!

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. Das Szintillatorlicht wird an beiden Enden der Zähler registriert. Die Signale des TOF werden zum Triggern des Detektors und zur Messung der Flugzeit von Teilchen benutzt.

Um das TOF ist der **Presampler** angebracht, welcher aus 16 Streamerkammern besteht. Mit ihm wird festgestellt, ob in den relativ dichten Materieschichten von Drucktankhülle und Magnetspule bereits ein Schauer eingesetzt hat. Anschließend folgen das **elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)** und das **hadronische Kalorimeter (HCAL)**, das gleichzeitig als Rückführjoch für das Magnetfeld der Spule dient. Ganz außen befinden sich vier Lagen von **Myonkammern (MUON)**, die ähnlich wie die Spurenkammern funktionieren, nur, dass andere, am Wechselwirkungspunkt erzeugte, geladene Teilchen (Elektronen, Hadronen) spätestens im hadronischen Kalorimeter gestoppt wurden und nur noch die Myonen ankommen und nachgewiesen werden.

²Siehe auch <http://www.cern.ch/Opal/tour/detector.html>

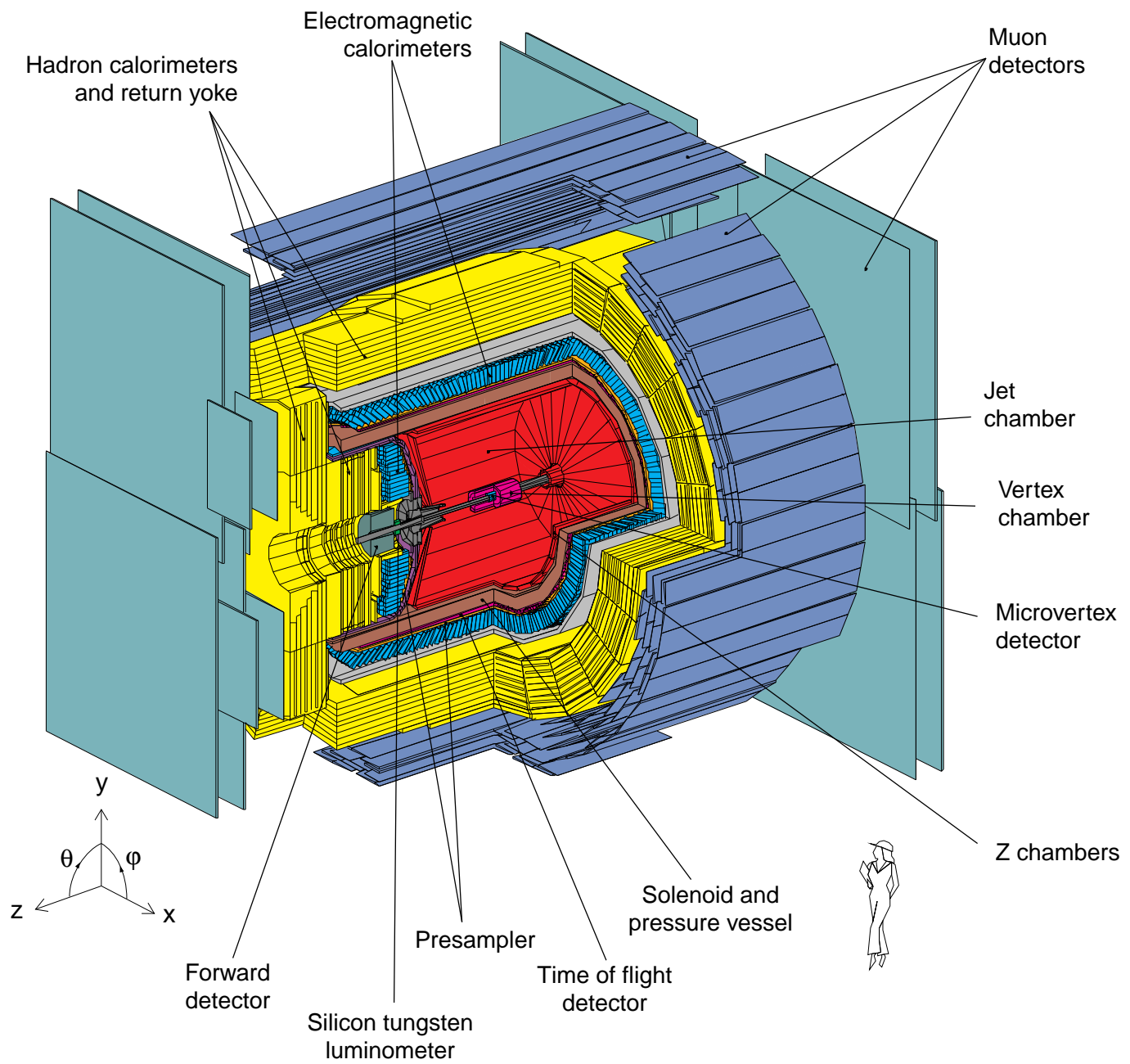


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des OPAL Detektors

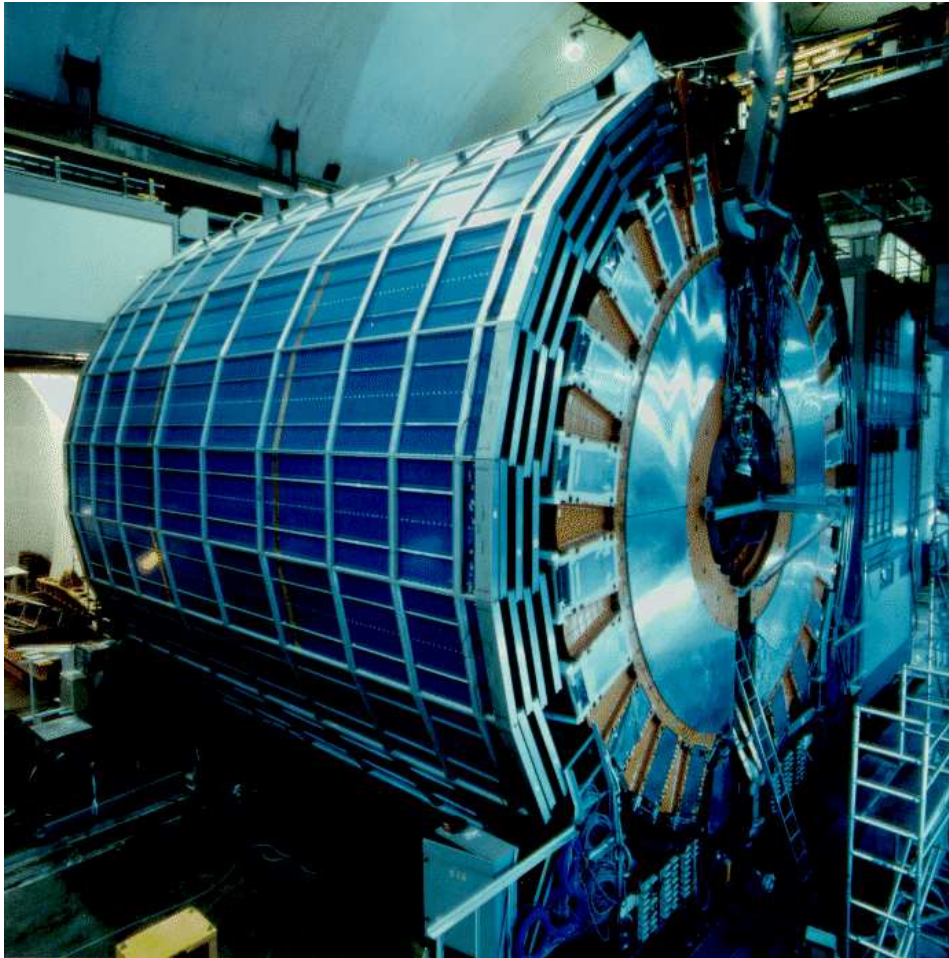


Abbildung 3.5: Photo des Opal Detektors (Vergleichen Sie mit Abbildung 3.4)

Kapitel 4

Klassifizierung der Z^0 -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

Da wir die Ereignisse nur aufgrund ihrer Endzustände trennen können, ist eine gute Teilchenidentifikation eine wichtige Voraussetzung. Zuerst teilen wir alle Teilchen in geladene (sichtbare Spur in den Sporkammern) 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)

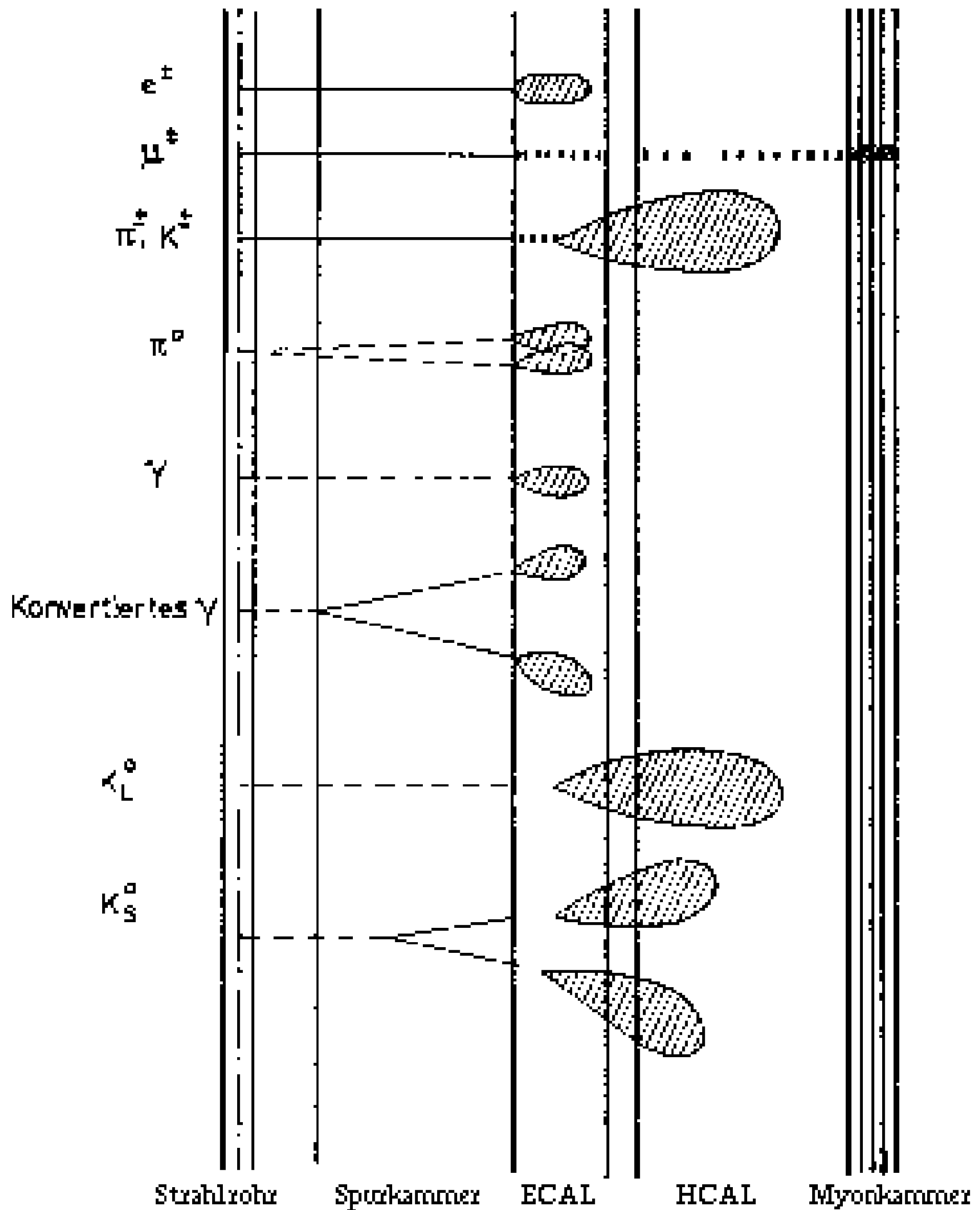


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Signatur von Elementarteilchen im OPAL-Detektor. Durchgezogene Linien in den Spurkammern deuten Spuren von geladenen Teilchen, gestrichelte Linien „nicht gefundene Spuren“ neutraler Teilchen an. Die eingezeichneten „Blasen“ zeigen die Umrisse der elektromagnetischen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

4.1.2 Neutrale Teilchen

Die Identifikation neutraler Teilchen erfolgt über die unterschiedlichen Schauerprofile (Länge, Breite). Neutrale 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.

Neutrale 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 Verzweungsverhältnis von $\approx 69\%$ statt. Nicht gezeigt ist der Zerfall des K_S^0 in zwei neutrale Pionen mit einem Verzweungsverhältnis von $\approx 31\%$.

4.2 Messgrößen und Schnitte

Für die im Praktikumsversuch durchzuführende Analyse ist es jedoch weniger wichtig, ein K^0 von einem π^0 zu unterscheiden, als Elektronen und Myonen von Hadronen. Außerdem betrachten wir im zweiten Teil so viele Ereignisse (es wurden ca. 6 000 000 Z^0 -Zerfälle aufgezeichnet, die Sie jedoch nicht alle bearbeiten), dass wir nicht alle Details wie Schauerform oder spezielle Geometrie betrachten können, sondern diese in globalen Variablen zusammenfassen.

4.2.1 Messgrößen

In Ihrem N-Tupel haben Sie die folgenden Größen zur Verfügung:

- **Run:** Bezeichnet zeitlich zusammenhängende Messperiode
- **Event:** Dient zur eindeutigen Identifikation des Ereignisses innerhalb einer Messperiode

- **Ncharged:** Anzahl der in den Spurkammern gefundenen Spuren geladener Teilchen eines Ereignisses. ('geladene Multiplizität')
- **Pcharged:** Skalare Summe der in den Vertex-/Jet-/Z-Kammern gemessenen Impulse aller geladenen Spuren eines Ereignisses. ('geladene Energie')
- **N_ecal:** Anzahl der Einträge ins elektromagnetische Kalorimeter. ('ECAL Multiplizität')
- **E_ecal:** Gesamte im ECAL gemessene Energie eines Ereignisses. ('ECAL Energie')
- **E_hcal:** Gesamte im HCAL gemessene Energie eines Ereignisses. ('HCAL Energie')
- **Nmuonen:** Anzahl der in den Myonkammern gefundenen Einträge. ('Myon Multiplizität')
- **Thrust:** $\max_{\theta} \frac{\sum_{i=1}^{N_{Charged}} \vec{p}_i \cdot \vec{n}(\theta, \phi)}{\sum_{i=1}^{N_{Charged}} |\vec{p}_i|}$, wobei $\vec{n}(\theta, \phi)$ eine beliebige Achse durch den Vertex ist. Die Achse $\vec{n}(\theta, \phi)$, bei der das Maximum auftritt wird auch als Thrustachse bezeichnet. Diese Größe gibt an, wie weit gefächert der Teilchenstrahl ist. Die Thrustachse entspricht meistens ungefähr der Achse, auf der das primär erzeugte Fermion-Antifermionpaar auseinander geflogen ist. Sie ist durch die Winkel θ und ϕ definiert.
- **Cos_thru:** Cosinus des Winkels θ (Winkel zwischen Thrust- und Strahlachse). Gibt die Lage der Ereignisachse zum Strahlrohr an
- **C_thru_n** und **C_thru_p:** Cosinus des Winkels θ , wenn man separate Thrustachsen für die von Fermion und Antifermion erzeugten Teilchenjets bildet.
- **Acol:** Die Acolinearität ist der Winkel zwischen thru_n und thru_p
- **Phi_thru:** Winkel ϕ der Thrustachse
- **D0mean:** Mittlerer Abstand aller Spuren von der Detektormitte in der $r - \phi$ -Ebene in cm
- **Z0mean:** Mittlere z-Koordinate aller Spuren in cm
- **E_lep:** Strahlenergie, d.h. halbe Schwerpunktsenergie

Dabei sind alle Energien in GeV angegeben.

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 sich leicht überlegen kann, fast nicht in den Variablen **Pcharged** und **Ncharged**. Kleine Unterschiede werden wegen der in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen größeren Wahrscheinlichkeit, Bremsstrahlungsphotonen abzugeben, verursacht. Große Unterschiede ergeben sich aber in der totalen Energie im ECAL. Für die $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse

sollte im Mittel die Schwerpunktsenergie gemessen werden. In den $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen erwartet man von den beiden Myonen, wie bereits erwähnt, nur eine kleine Energiedeposition mit einem Äquivalent von ≈ 2 GeV im ECAL. In $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen wird keine Energie im HCAL deponiert. Die Myonen der $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignisse durchdringen das ECAL und das HCAL und geben zusammen im Mittel ein Energieäquivalent von ≈ 5 GeV an das HCAL ab. Die Trennung der $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignisse von den $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -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 Praktikumssteilnehmer) zu ermittelnder Wert.

4.2.2 Akzeptanz und Untergrund

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

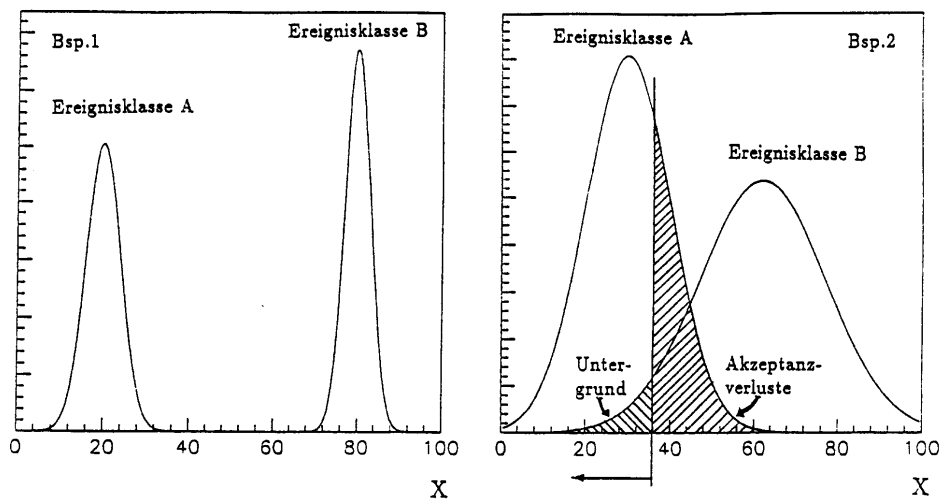


Abbildung 4.2: Beispiele zur Prozedur des Schneidens

X vollständig getrennt. 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.

Im Praktikumsversuch müssen diese Schnitte von Hand gemacht werden, es ist jedoch auch möglich, mathematische Optimierungsverfahren (Fischer Diskriminanten, neuronale Netze) zu nutzen. Wendet man diese Verfahren an, so ist es jedoch schwieriger, systematische Fehler zu bestimmen.

4.2.3 Ereignissimulation (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. Tabelle A) 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 generiert: Zunächst erzeugt man in einer e^+e^- -Annihilation auslaufende Fermion-Antifermion-Paare. Dann simuliert man für Quark-Antiquark-Paare den Hadronisierungsprozess und dann den Zerfall der instabilen Teilchen. 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.

Man sollte jedoch bei der Verwendung von Monte-Carlos nie aus den Augen verlieren, dass man bereits eine Menge Annahmen über den zu untersuchenden Prozess in die Auswertung hineinsteckt.

Man muss also aufpassen, dass die Ergebnisse nicht zu stark mit den Monte-Carlos korreliert sind, sonst bekommt man nur das Ergebnis, das man hineingesteckt hat. So können systematische Fehler entstehen, deren Beurteilung für Sie jedoch schwierig ist (da Sie nichts über die Entstehung der Monte-Carlos wissen) und über den Praktikumsversuch hinaus geht.

4.3 Selektion der Z^0 -Ereignisse

4.3.1 $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Die Zerfallsprodukte dieses Zerfalls können nicht nachgewiesen werden, man spricht deshalb von den sogenannten “invisible decay modes”. Es besteht allerdings die Möglichkeit, den Zerfall $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$ zu identifizieren, indem man das Anfangsbremsstrahlungsphoton der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\nu\bar{\nu}$ nachweist.

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

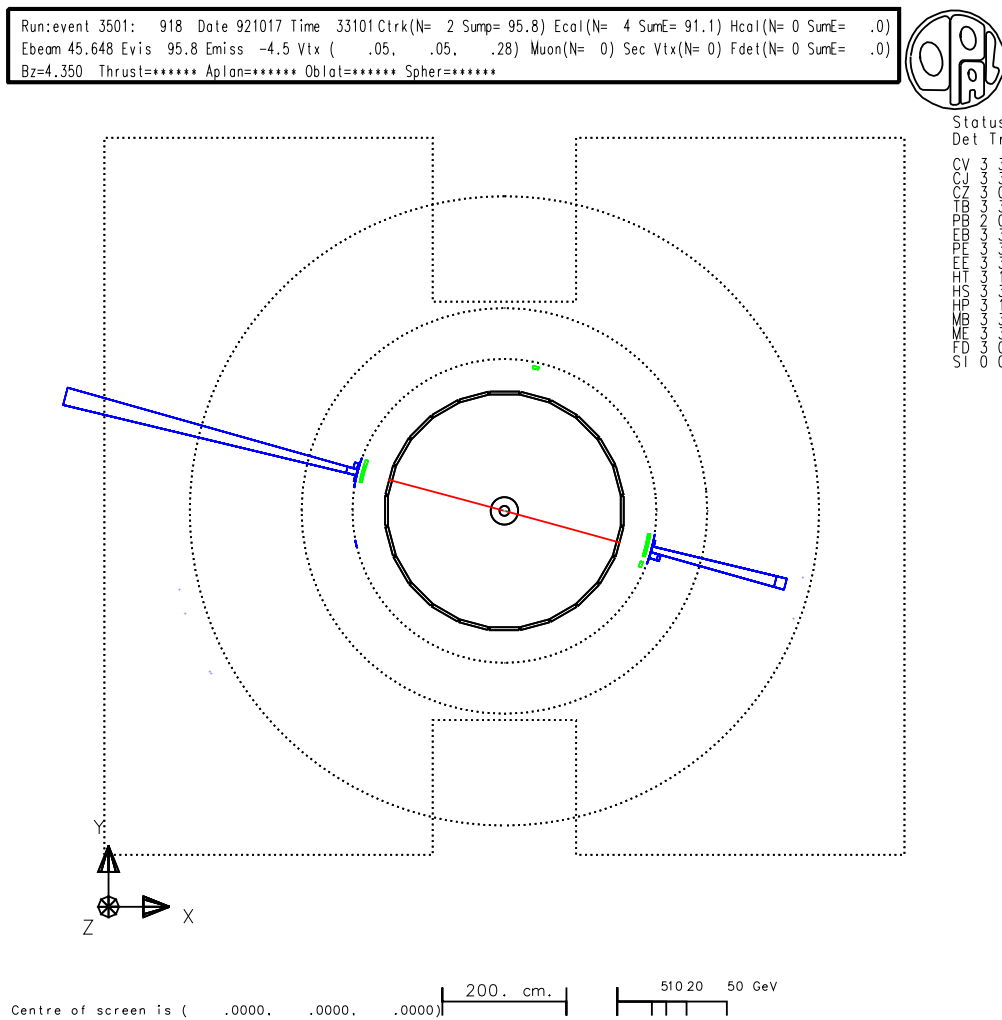


Abbildung 4.3: GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Es sind in niedrigster Ordnung der Störungstheorie drei Prozesse (Feynman-Graphen) von Bedeutung (Abb. 4.8a,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. 4.8c 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. Um t- und s-Kanal voneinander zu trennen, steht Ihnen im Versuch das ROOT-Makro `tfit` zur Verfügung.

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

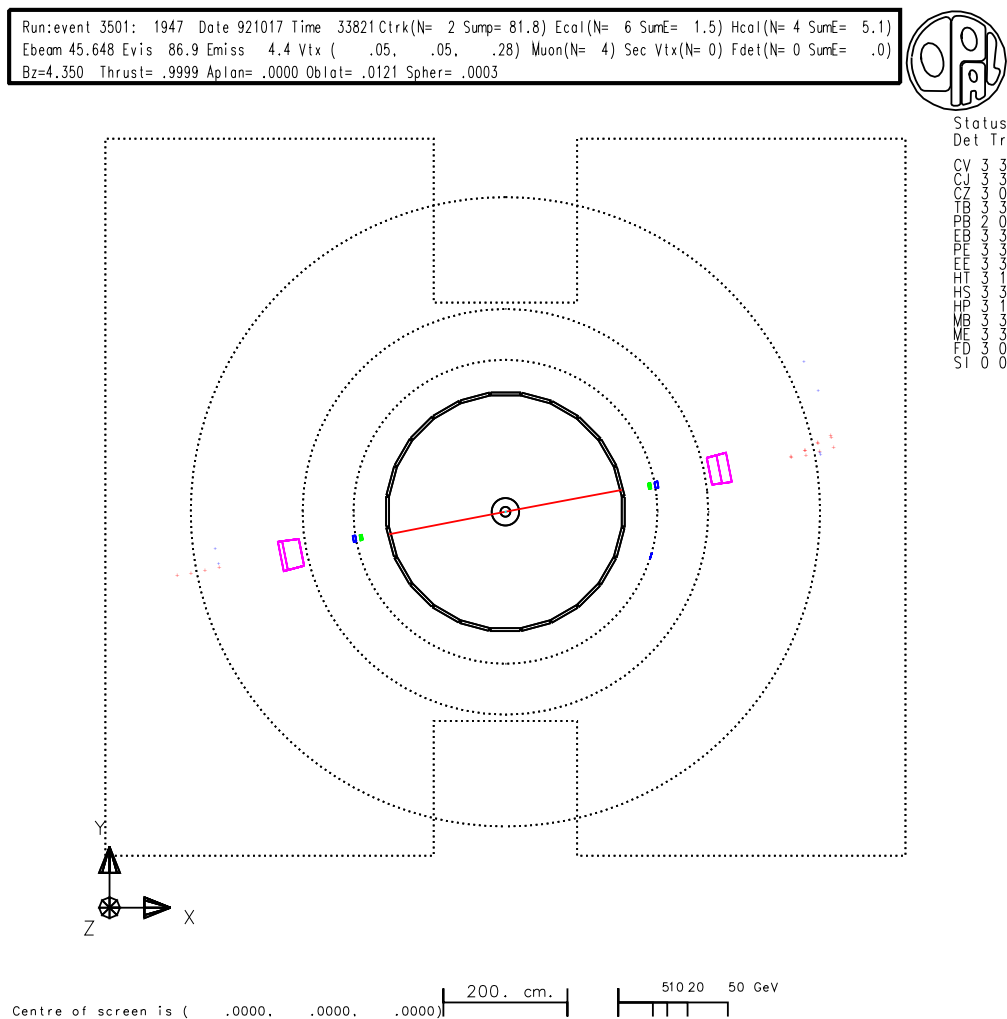


Abbildung 4.4: GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Diese Ereignisklasse wird durch zwei das HCAL durchdringende Myonen und durch Signale in den Myonkammern identifiziert. Die Spurpunkte in den Myonkammern müssen eindeutig mit den Spuren im Zentraldetektor in Verbindung gebracht werden. Bei der Extrapolation der Zentraldetektorspur muss auch das Magnetfeld im HCAL berücksichtigt werden. Das Übereinstimmen lässt sich jedoch

nur in den Originaldaten und nicht in den N-Tupeln prüfen. Daher ist es besser, den Impuls der Spuren (ziemlich genau 90 GeV) als Schnittgröße herzunehmen.

4.3.4 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

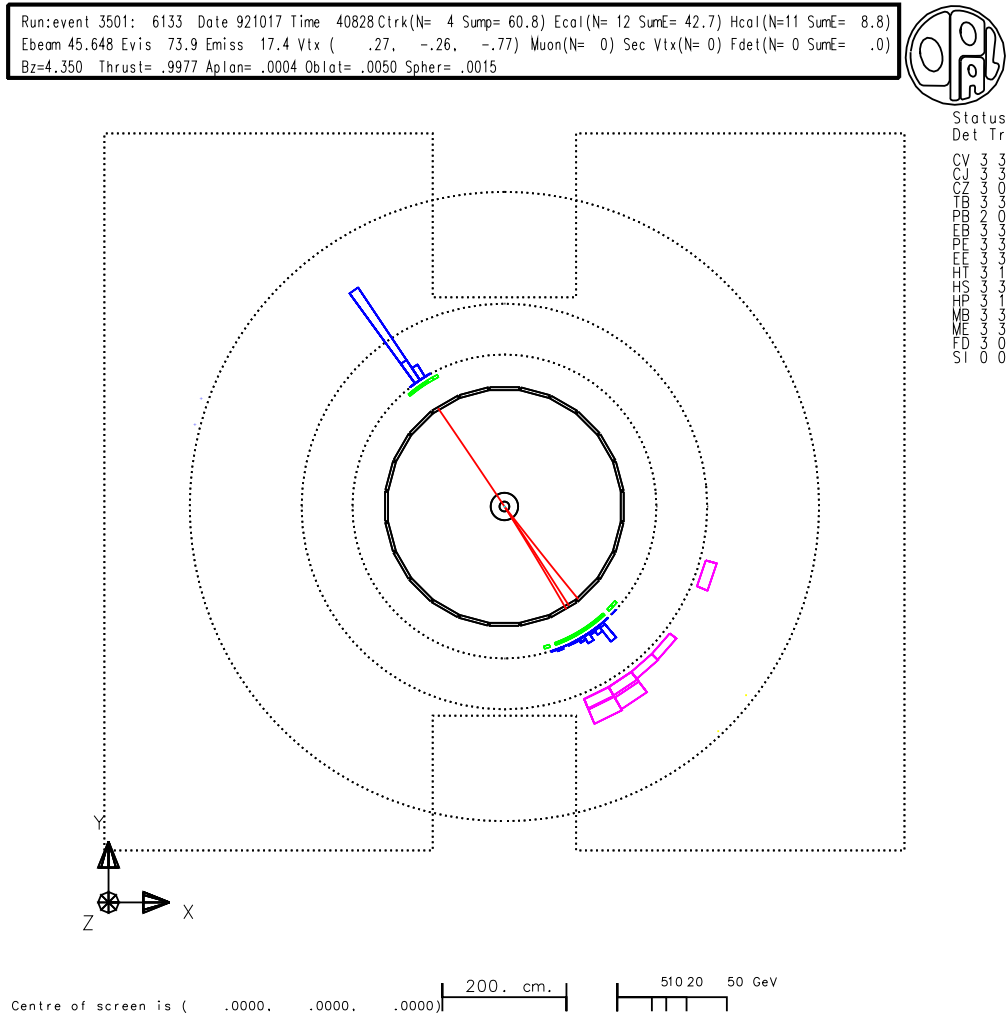


Abbildung 4.5: GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Das Tau-Lepton kann in viele verschiedene Endzustände zerfallen (vgl. Tabelle 4.3.4). 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.

Zerfallsmodus	Verzweigungsverhältnis	
$\pi^-\pi^0\nu_\tau$	$25.51\% \pm 0.09\%$	1-prong
$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17.85\% \pm 0.05\%$	1-prong
$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17.36\% \pm 0.05\%$	1-prong
$\pi^-\nu_\tau$	$10.91\% \pm 0.07\%$	1-prong
$\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$	$9.32\% \pm 0.07\%$	3-prong
$\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$	$4.61\% \pm 0.06\%$	3-prong
$\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0\nu_\tau$	$1.04\% \pm 0.07\%$	1-prong

Tabelle 4.1: Die Zerfallsmodi des Tau-Leptons mit den größten Verzweigungsverhältnissen am Beispiel des τ^- -Zerfalls.

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.

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

Die mittlere gemessene Multiplizität (Zahl der rekonstruierbaren, geladenen Spuren) in hadronischen Ereignissen beträgt ≈ 20 und ist damit sehr viel größer als in leptonischen Ereignissen. 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. 4.8e gezeigt. Elektron und Positron strahlen jeweils ein virtuelles Bremsstrahlungsphoton ab, welche sich in einem 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 den *Forward Detektor* (FCAL). Damit erhält man ein Ereignis mit vergleichsweise hoher Multiplizität. Die totale Energie ist in diesen Ereignissen allerdings klein, so dass man nach einem zusätzlichen Energieschnitt praktisch nur noch hadronische Ereignisse übrig behält.

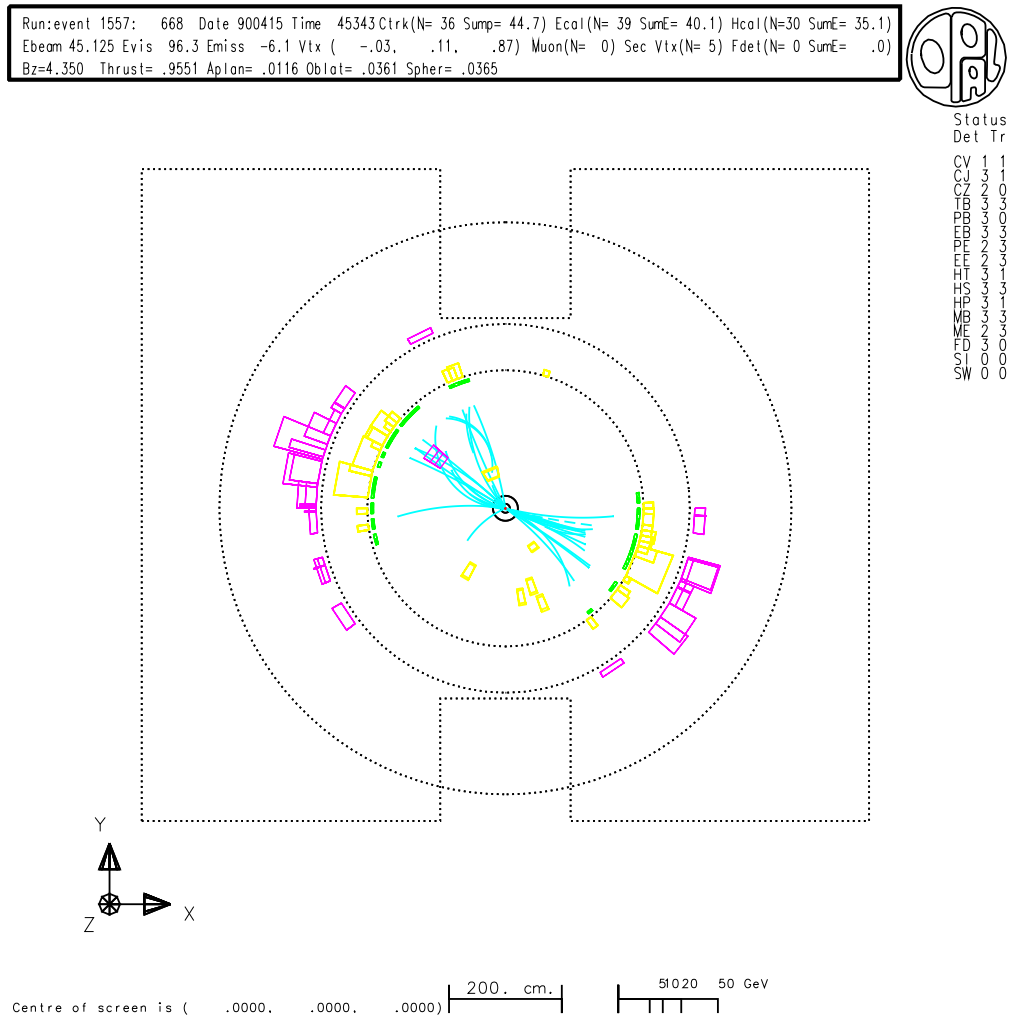


Abbildung 4.6: GROPE Bild $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

4.3.6 Wichtige Hinweise zur Selektion

Die hier diskutierten Effekte sollten eine direkte Auswirkung auf Ihre Selektion haben:

1. Leptonische Ereignisse haben bei kleinen Streuwinkeln oft so wenige Hits in der Spurkammer, dass sich zwar eine Spur rekonstruieren lässt, der Impuls jedoch sehr ungenau ist. Daher ist es sinnvoll, bei leptonischen Ereignissen auf $-0.9 < \text{Cos_thru} < 0.9$ zu schneiden.
2. Die **kosmischen Myonen** stellen eine wichtige Untergrundquelle dar (überlegen Sie sich, in welchen Zerfallskanälen). Sie entstehen durch Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre. Sie können die Tatsache ausnutzen, dass die Spuren von kosmischen Myonen nicht nur von der Detektormitte kommen, sondern gleichmäßig über den Detektor verteilt sind. Dazu stehen Ihnen die Größen **D0mean** und **Z0mean** zur Verfügung.

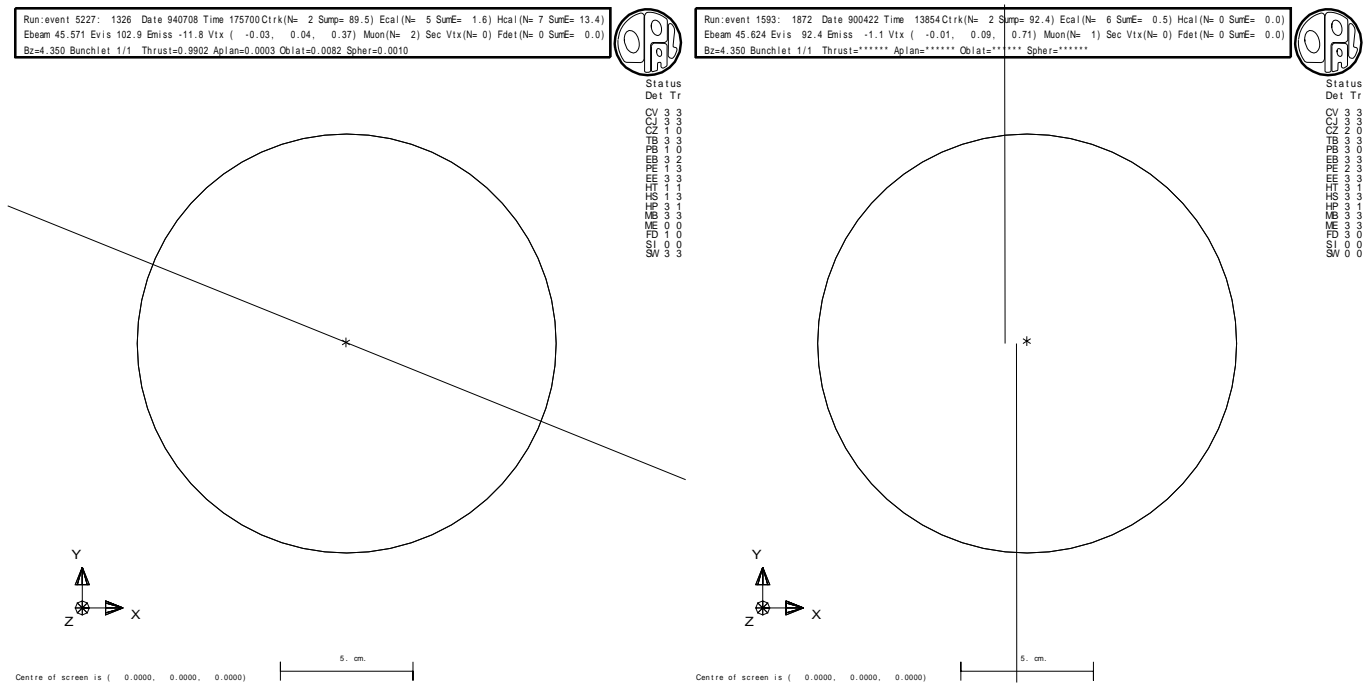
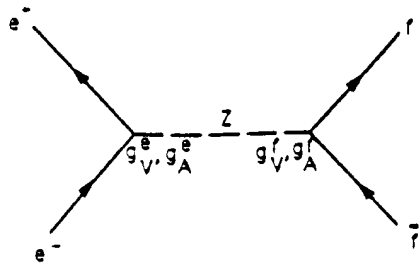


Abbildung 4.7: Unterschied zwischen Myonen aus Z^0 -Zerfällen (links) und kosmischen Myonen (rechts) bei Betrachtung mit starkem Zoom

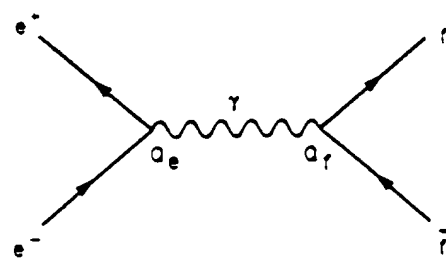
3. Eine weitere Untergrundquelle sind die bereits angesprochenen **2-Photon-Ereignisse**, die sich besonders bei den τ - und Hadron-Ereignissen bemerkbar machen. Hier empfiehlt sich ein Schnitt auf die Acolinearität, da die beiden abgestrahlten Photonen meist nicht die gleiche Energie haben und das Ereignis somit entlang der z-Achse geboostet ist.
4. Geladene Teilchen können **Bremsstrahlung** emittieren. Man unterscheidet die sogenannte “*initial state radiation* (ISR)” , d.h. Bremsstrahlung, bei der die einlaufenden Elektronen (Positronen) Photonen emittieren, und die “*final state radiation* (FSR)”, d.h. Bremsstrahlung durch die geladenen Teilchen im Endzustand. Ein ISR-Photon geht meistens entlang der Strahlröhre und ist somit meist nicht sichtbar. Der Impuls des Photons macht sich durch einen “*boost*” bemerkbar, da das CM-System von e^+ und e^- nicht mehr das Laborsystem ist. Auch die FSR trägt dazu bei, dass bei einigen Ereignissen sowohl Impuls- als auch Energiesumme geringer sind, als man es erwarten würde. Dies ist insbesondere bei Elektron-Ereignissen unangenehm, da man hier einen Schnitt auf die geladene Energie machen möchte, um sie von den Tau-Ereignissen zu trennen.

4.3.7 Allgemeine Hinweise zur Teilchenidentifikation

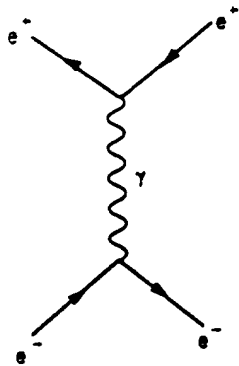
Abschließend diskutieren wir Effekte, die alle Zerfallskanäle des Z^0 gleichermaßen betreffen. Sie sind zwar für die Durchführung des Praktikumsversuches nicht bedeutsam, vermitteln jedoch einen Ausblick, was bei einer genaueren Analyse noch beachtet werden muss.



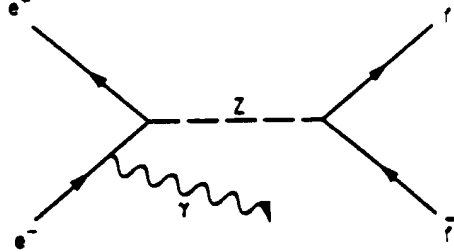
4a) s-Kanal Austausch des Z



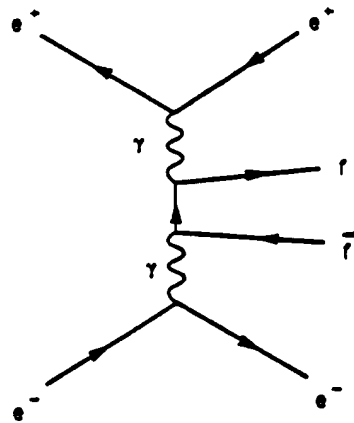
4b) s-Kanal Austausch des Photons



4c) t-Kanal Austausch des Photons



4d) Beispiel für einen Bremsstrahlungsprozeß



4e) Zwei-Photon-Reaktion

Abbildung 4.8: Feynman-Diagramme der wichtigsten untersuchten Prozesse

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 extrapolieren, um festzustellen, ob eine Lücke getroffen wurde.
4. 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.
5. 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 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Wechselwirkungen durch die Vertexposition, die außerhalb der Detektormitte liegen kann, und dadurch, dass praktisch alle Teilchen entweder in Vorwärts- oder in Rückwärtsrichtung fliegen.

Kapitel 5

Versuchsdurchführung

5.1 Vorbereitung (vor Praktikumsbeginn)

Sie sollen nicht nur diese Anleitung lesen, sondern auch selbst einige Berechnungen durchführen (Formelsammlung in Anhang A). Dies ist wichtig, um die Ergebnisse dieses Versuches zu verstehen. Berechnen Sie (Fehlerrechnung ist nicht verlangt)

- $\sin^2 \Theta_W$, die schwache Axial- und Vektorkopplung bei der Z^0 -Masse
- die Zerfallsbreiten der verschiedenen Fermionenpaare
- die hadronische Breite
- die geladene leptonische Breite
- die neutrale leptonische Breite (unsichtbare Breite)
- die Gesamtbreite
- den gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt am Resonanzmaximum
- die Wirkungsquerschnitte am Resonanzmaximum

Vergleichen Sie die berechneten mit den in Tabelle 5.1 gegebenen Werten und wiederholen Sie die oben genannten Berechnungen unter der Annahme, dass es 4 (2) leichte Neutrino-generationen gibt (in Anhang E.1 wird der Fall “leichtes top-Quark” diskutiert).

Insbesondere für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Myonen und für die Trennung von s- und t-Kanal sollten Sie sich mit der Thematik der Winkelverteilungen beschäftigen. Zeichnen Sie die zu erwartende Form der Winkelverteilung der Prozesse $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und berechnen Sie die Asymmetrie am Peak für myonische Endzustände.

Kanal	Partialbreite
$\Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau = \Gamma_\ell$	83.8 MeV
$\Gamma_{\nu_e} = \Gamma_{\nu_\mu} = \Gamma_{\nu_\tau} = \Gamma_\nu$	166 MeV
$2 \cdot \Gamma_{uc} + 3 \cdot \Gamma_{dsb} = \Gamma_{had}$	1740 MeV

Tabelle 5.1: Partialbreiten für die verschiedenen Fermionpaare

5.2 Ereignisklassifikation mit GROPE

Lassen Sie sich vom Assistenten in die Benutzung von GROPE (Graphic Reconstruction of OPal Events) einweisen. Machen Sie sich klar, welche Anzeigen welche Detektordaten darstellen, wie diese Daten entstehen und wo mögliche Fehlerquellen liegen. Es stehen Ihnen sechs Datensätze (siehe Tabelle 5.2) zur Verfügung, von denen vier auf bestimmte Zerfallskanäle (Elektron, Myon, Tau, Hadron) vorselektiert sind, der fünfte enthält nur den Untergrundkanal kosmische Myonen (Cosmic) und der sechste enthält alle (auch Untergrund-) Ereignisse.

Art	vorselektierte Daten					Daten
Name	Elektron	Myon	Tau	Hadron	Cosmic	Test

Tabelle 5.2: Überblick über die GROPE-Datensätze

Hadron) vorselektiert sind, der fünfte enthält nur den Untergrundkanal kosmische Myonen (Cosmic) und der sechste enthält alle (auch Untergrund-) Ereignisse.

Schauen Sie sich zuerst die vorselektierten Datensätze der einzelnen Fermionen an und achten Sie auf charakteristische Größen. Achten Sie besonders auf die Größen, die Sie im N-Tupel (ROOT) zu Verfügung haben und versuchen Sie, ihre Bedeutung zu verstehen (insbesondere Acolinearität, Thrust und Thrustwinkel).

Schauen Sie sich dann die kosmischen Myonen an (verwenden Sie die Zoom-Funktion). Versuchen Sie Bedeutung der Größen `D0mean` und `Z0mean` zu verstehen. Vergleichen Sie die Myon-Ereignisse aus Z^0 -Zerfällen mit kosmischen Myonen.

Wählen Sie nun einen der Test-Datensätze aus und versuchen Sie, die Ereignisse zu klassifizieren. Denken Sie dabei nicht nur an die $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ -Reaktionen, sondern auch an diverse Untergrundergebnisse. Versuchen Sie Kriterien (möglichst mit Größen aus dem N-Tupel) zu finden, aufgrund derer Sie Ihre Entscheidungen treffen. Wenn Sie diese vorläufigen Schnitte gefunden haben, sind Sie reif für ROOT.

5.3 Statistische Auswertung mit ROOT

Machen Sie sich mit der Benutzung von ROOT vertraut (siehe Kurzanleitung). Testen Sie die anhand der GROPE-Ereignisse erstellten Schnitte an den Monte-Carlo-N-Tupeln.

Wie viele Ereignisse verlieren Sie durch Anwendung der Selektion (Effizienz) und wie viele Ereignisse aus den anderen MC-N-Tupeln wählen Sie fälschlicherweise aus (Untergrund)?

Auf welche Probleme treffen Sie bei den Elektronen? Welcher Untergrund ist besonders unangenehm? (Beachten Sie die Partialbreiten und Bhabha-Streuung.)

Versuchen Sie ihre Schnitte weiter zu verfeinern, indem Sie sich die Verteilungen aller Größen aller MC-N-Tupel ansehen. Vergleichen Sie diese mit dem entsprechenden Plot der Opal-Daten (mit entsprechender Selektion) und versuchen Sie, Unterschiede zu beseitigen. Dabei hilft das Makro `over`, das in der ROOT-Kurzanleitung beschrieben ist.

Es empfiehlt sich dabei, iterativ vorzugehen, d.h. Sie wenden z.B. Ihre Elektron-Selektion an, schneiden aber nicht auf z.B. `E_e` und überprüfen dann, wo dieser Schnitt zu erfolgen hat. Dann wenden Sie sich der nächsten Größe zu und verfahren wieder genauso.

Wenn Sie einen guten Kompromiss zwischen Effizienz und Reinheit gefunden haben, notieren Sie sich die Effizienz ε (falls Selektion und N-Tupel zusammenpassen) und den Untergrundfaktor ε_{BG} (sonst). Stellen Sie die Resultate (Prozentwerte) in Matrix- bzw. Tabellenform dar. Beachten Sie, dass dabei nur der Untergrund von anderen Zerfallskanälen, nicht aber der Untergrund von 2-Photon-Ereignissen oder kosmischen Myonen erfasst wird.

Wenden Sie die Selektionen nun auf die OPAL-Daten an und notieren Sie sich die Anzahl der selektierten Ereignisse N_{sel} ($\Delta N_{sel} = \sqrt{N_{sel}}$). Diese muss natürlich noch auf Effizienz und Untergrund korrigiert werden.

$$N_{BG} = \sum \sigma_{BG} \cdot \int L dt \cdot \varepsilon_{BG} \quad (5.1)$$

$$\approx \frac{N_{sel}}{\varepsilon} \cdot \sum \text{SF} \cdot \varepsilon_{BG} \quad (5.2)$$

Dabei läuft die Summe über alle drei Untergrundkanäle und SF ist der Skalierungsfaktor, der wegen der unterschiedlichen Partialbreiten zu beachten ist (siehe Anhang E.2). Die wahre Anzahl N ergibt sich dann als

$$N = \frac{N_{sel} - N_{BG}}{\varepsilon} = \frac{N_{sel}}{\varepsilon} \cdot \left(1 - \frac{\sum \text{Skalierungsfaktor} \cdot \varepsilon_{BG}}{\varepsilon} \right) \quad (5.3)$$

Bei den Elektronen müssen Sie jedoch anders vorgehen, da hier der s- und t-Kanal beitragen. Dabei hilft das Makro `tfitt`, das in der ROOT-Kurzanleitung beschrieben ist. Sie sollten jedoch darauf achten, dass der Untergrund in ihrer Elektronen-Selektion möglichst klein ($< 0.3\%$) wird.

Berechnen Sie die hadronischen und leptonischen Wirkungsquerschnitte (mit Hilfe der in Tabelle A angegebenen integrierten Luminositäten) und deren Fehler bei den verschiedenen Energien.

Dann können Sie mit dem Makro `bwn` eine Breit-Wigner-Kurve an die Messwerte fitten und die Parameter ablesen. Berechnen Sie aus den gemessenen Peak-Wirkungsquerschnitten die Partialbreiten der jeweiligen Kanäle und vergleichen Sie alle Ergebnisse mit den in der Vorbereitung berechneten Werten und den Angaben im Particle Data Book. Berechnen Sie die Anzahl der leichten Neutrino-generationen.

Überlegen Sie, wodurch systematische Fehler entstanden sein könnten!

5.4 Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Da die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie empfindlich von der Statistik abhängt, stehen Ihnen in diesem Teil des Versuches neben den sieben schon verwendeten Datenfiles drei weitere mit einer höheren Ereignisanzahl zur Verfügung. Zuerst sollen Sie für jedes der zehn Daten-N-Tupel die Asymmetrie bestimmen. Dabei hilft Ihnen das Makro `asyskelett`, dass in der ROOT-Kurzanleitung weiter erklärt wird. **Achtung!** Wie schon bei der Trennung von t- und s-Kanal bei den Elektronen wird auch hier keine Untergrundkorrektur gemacht. Achten Sie deshalb darauf, dass Sie möglichst keinen Elektronen-Untergrund haben (Taus sind wegen der identischen Winkelverteilung nicht so schlimm)! An die erhaltenen Werte können Sie dann mit dem Makro `asy` den theoretischen Verlauf der Asymmetrie fitten. Im betrachteten Energiebereich ist dieser annähernd linear. Das Makro berücksichtigt dabei auch die QED-Strahlungskorrekturen, insbesondere den “*radiative return*” (Seite 21).

Als Ergebnis bekommen Sie im Graphik-Fenster die Asymmetrie am Peak und den Slope (gibt die Größe des hauptsächlich off-peak auftretenden Beitrages der $\gamma - Z^0$ -Interferenz an, ist aber für die Asymmetrie am Peak und damit für den Weinbergwinkel unbedeutend).

Berechnen Sie den Weinbergwinkel nach (2.22) und vergleichen Sie Ihr Ergebnis mit dem in der Vorbereitung berechneten Wert.

Anhang A

Formelsammlung

Um Ihnen das Umherblättern in der Anleitung zu ersparen, sind im folgenden alle benötigten Formeln, sowie die gegebenen Zahlenwerte zusammengestellt. Die folgenden brauchen Sie für die Vorbereitung:

Z^0 -Masse	$M_Z = 91.187 \text{ GeV}$
Fermikonstante	$G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
elektromagnetische Kopplungskonstante bei einer Energie von 91.2 GeV	$\alpha(M_Z) = \frac{1}{128.87}$
Weinbergwinkel nach (1.9)	$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{\pi \cdot \alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2} \cdot G_F \cdot M_Z^2}}$
Dritte Komponente des schwachen Isospins	$I_3^f = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } f = \nu, u, c \\ -\frac{1}{2} & \text{für } f = e^-, \mu^-, \tau^-, d, s, b \end{cases}$
elektrische Ladung	$Q_f = \begin{cases} 0 & \text{für } f = \nu \\ -1 & \text{für } f = e^-, \mu^-, \tau^- \\ \frac{2}{3} & \text{für } f = u, c \\ -\frac{1}{3} & \text{für } f = d, s, b \end{cases}$
schwache Vektorkopplung nach (2.3)	$g_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$
schwache Axialvektorkopplung nach (2.4)	$g_A^f = I_3^f$
starke Kopplungskonstante bei einer Energie von 92.1 GeV	$\alpha_S(M_Z) = 0.12$

QCD-Korrekturterm	$\delta_{QCD} = 1.05 \cdot \frac{\alpha_S(M_Z)}{\pi}$
Anzahl der Quarkfarben und Anwendung der QCD-Korrektur nach (2.23)	$N_c^f = 1$ für $f = \nu, e, \mu, \tau$ $= 3 \cdot (1 + \delta_{QCD})$ für $f = u, d, s, c, b$
Partialbreite nach (2.9)	$\Gamma_f = \frac{N_c^f \cdot \sqrt{2}}{12\pi} \cdot G_F \cdot M_Z^3 \cdot (g_V^{f2} + g_A^{f2})$
Peakwirkungsquerschnitt nach (2.10)	$\sigma_f^{peak} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \cdot \frac{\Gamma_e}{\Gamma_Z} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma_Z}$
Umrechnungsfaktor	$1 \text{ GeV}^{-2} = 3.893 \cdot 10^5 \text{ nb}$

Nun folgen die Formeln, die sie für die statistische Auswertung der OPAL-Daten benötigen:

Statistischer Fehler	$\Delta N_{sel} = \sqrt{N_{sel}}$
Faktor zur Untergrundskalierung nach (5.1) und Anhang E.2	$SF = \frac{\sigma_{Untergrund}}{\sigma_{Signal}}$
Korrigierte Ereignisanzahl	$N = \frac{N_{sel}}{\varepsilon} \cdot \left(1 - \frac{\sum SF \cdot \varepsilon_{BG}}{\varepsilon}\right)$
Wirkungsquerschnitt nach (2.1)	$\sigma = \frac{N}{\int L dt}$
Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie	$A_{FB}^{\mu, peak} \simeq 3 \cdot (g_V^\ell / g_A^\ell)^2$ $\simeq 3 \cdot (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2$

$E_{CMS}(\text{GeV})$	88.39	89.38	90.23	91.24	92.06	93.08	93.91
$\int L dt \text{ (nb}^{-1}\text{)}$	1303.1	1394.2	1265.2	7901.2	1321.2	1356.1	1493.2
$\frac{\sigma_{t+s-Kanal}}{\sigma_{s-Kanal}}$ (ca. Werte)	6	5	4	3	3	3.5	4

Tabelle A.1: Integrierte Luminositäten bei den verschiedenen Energien und Skalierungsfaktoren für den Elektronuntergrund (bei einem Schnitt auf $|Cos_{thru}| < 0.9$)

Anhang B

GROPE – Graphic Reconstruction of OPal Events

GROPE ist ein Programm zur grafischen Analyse der Detektorinformation. Nach dem Starten des Programms sehen Sie 4 Fenster :

- Der **GROPE++ Main Browser** enthält u.a. ein Kommandomenü (für fortgeschrittene Benutzer),
- das **GROPE++ Executive Window** enthält ein Ein- und Ausgabefenster (für fortgeschrittene Benutzer),
- das **grope-gphigs** ist das Hauptfenster für die Grafikausgabe,
- vom **GROPE++ command panel** können Sie alle für Sie wichtigen Befehle per Mausklick abrufen.

Für Sie dürften also hauptsächlich das gphigs-Fenster und das *command panel* interessant sein. Ein fünftes Fenster, das **Graphics1**-Fenster, öffnet sich, nachdem Sie das erste Mal die Funktionen **dEdx** gewählt haben und dient dieser Funktion als Ausgabefenster.

Das Grafik(gphigs)-Fenster ist im Wesentlichen eine Abbildung des OPAL-Detektors, in der die vorhandene Detektorinformation graphisch dargestellt wird. Die Bedeutung der in verschiedenen Farben dargestellten Detektorkomponenten ist in Abbildung B.1 erklärt. Im Header sind außerdem folgende Informationen zu finden :

Run, event, Date & Time dienen zur Identifikation eines Ereignisses

Ctrk “charged tracks”; Anzahl (N) und die Impulssumme (Sump) der geladene Spuren

Ecal “elektromagnetisches Kalorimeter”; Anzahl der Einträge (N) und Energiesumme (SumE)

Hcal “hadronisches Kalorimeter”; Anzahl der Einträge (N) und Energiesumme (SumE)

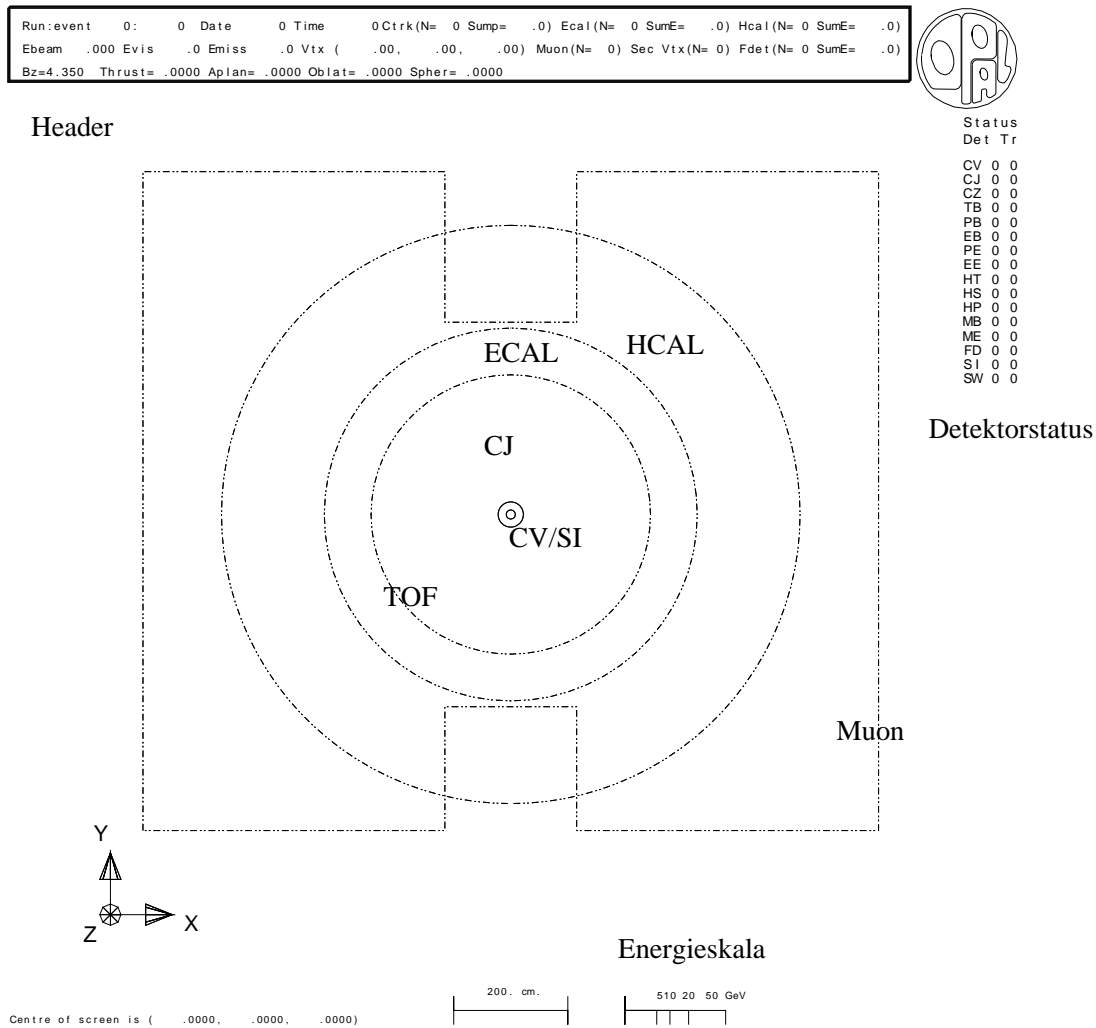


Abbildung B.1: Darstellung des OPAL Detektors in der x-y-Ansicht in GROPE.

Dabei bedeutet CV/SI den Vertexdetektor (rot), CJ die Spurkammer (hellblau), TOF den Time-of-Flight Detektor (grün), ECAL das elektromagnetische Kalorimeter (gelb), HCAL das hadronische Kalorimeter (violett) und Muon die Myonkammern (rote Pfeile)

Ebeam “Strahlenergie”, d.h. halbe Schwerpunktsenergie

Evis “sichtbare Energie” berechnet aus geladenen Spuren und Kalorimetereinträgen

Emiss “fehlende Energie” Differenz aus Schwerpunktsenergie und Evis

Vtx “Vertex” Koordinaten der Reaktionspunktes

Muon Anzahl der Einträge im Myondetektor

Das *command panel* (Abbildung B.2) dient zur einfacheren Handhabung der wichtigsten der vielen Befehle. Für den Praktikumsversuch sollten die nachfolgend erklärten Befehle des *command panels* jedoch ausreichend sein.



Abbildung B.2: Das GROPE Command Panel

Elektron: Wählt Datensatz nur mit $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Ereignissen aus

Myonen: Wählt Datensatz nur mit $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen aus

Tau: Wählt Datensatz nur mit $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignissen aus

Hadron: Wählt Datensatz nur mit $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ Ereignissen aus

Cosmic: Wählt Datensatz nur mit kosmischen Myonen aus

Next: Wählt das nächste Ereignis im aktuellen Datensatz aus

Test: Wählt Datensatz mit gemischten Ereignissen aus

dEdx: Im Graphics1-Fenster erscheint die spezifische Ionisation(senergie) pro Strecke. Dies dient insbesondere zur Hadronidentifikation

Pick: Mit Pick können sie mehr über die einzelnen Einträge bzw. Spuren erfahren. Klicken Sie mit der Maus auf eine Spur oder einen Kalorimetereintrag (es erscheint im Executive-Window eine ID-Nummer) und anschließend auf PRINT, so erscheinen zusätzliche Informationen. **Achtung!** Während Pick aktiv ist, nimmt das Command-Panel Ihre Befehle zwar an, ausgeführt werden sie aber erst, wenn Sie Pick mit QUIT verlassen haben!

Print: Gibt das aktuelle grope-gphigs Fenster in die Datei GropePrint.ps in Ihrem Homeverzeichnis aus.

xyView: Wechselt zur Ansicht der xy-Ebene

xzView: Wechselt zur Ansicht der xz-Ebene

yzView: Wechselt zur Ansicht der yz-Ebene

SideView: Wechselt zur Ansicht der durch die Strahl- und die Thrustachse aufgespannte Ebene

TwoD: Teilt das gphigs-Fenster in drei Projektionen auf

Entire: Wechselt zur xy-Ansicht und stellt die Standardgröße ein

Zoom: Vergrößert einen beliebigen Bereich, den Sie durch Anklicken der linken oberen und der rechten unteren Ecke bestimmen

ZoomIn/Out: Zoomfunktionen

HitsOn/Off: Blendet die Spuren aus und die Messpunkte ein, aus denen sie rekonstruiert worden sind (ist nicht für alle Ereignisse verfügbar)

ThrustOn/Off: Blendet die gemittelte Impulsrichtung ein (blau) und den zu einem ausbalancierten Ereignis fehlenden Impulsvektor (gelb)

Spin: Die Ansicht dreht sich um die von oben nach unten verlaufende Achse, bis Sie den Mauszeiger in das gphigs-Fenster schieben und die Leertaste drücken. **Achtung!** Es werden keine Kommandos ausgeführt (wohl aber gespeichert), während Spin aktiv ist!

Rotate: Wie Spin, jedoch können Sie die Drehung selbst bestimmen, indem Sie den Mauszeiger im gphigs-Fenster bewegen. **Achtung!** Auch hier gilt: Bis Sie den Rotate-Modus durch Drücken der Leertaste im gphigs-Fenster verlassen, werden keine Kommandos ausgeführt (wohl aber gespeichert).

Wenn Sie GROPE verlassen wollen, wählen Sie im Executive-Window **Exit** im File-Menu und bestätigen Sie.

Anhang C

ROOT

C.1 Allgemeines

ROOT ist eine am CERN entwickelte Software, die speziell für die Analyse großer Datenmengen in der Teilchenphysik, wie sie jetzt z.B. am LHC anfallen, entwickelt wurde. ROOT ist der Nachfolger des in Fortran geschriebenen PAW (**P**hysical **A**nalysis **W**orkstation), dessen Entwicklung eingestellt wurde, als abzusehen war, dass es den Anforderungen des LHC-Projektes nicht mehr gewachsen sein würde. Die nun verwendete Programmiersprache ist C++. Durch die Verwendung des C++-Interpreters CINT können Programme für ROOT auch einem interpretierten Modus ausgeführt werden. Neben der Teilchenphysik wird ROOT mittlerweile auch in vielen anderen Bereichen eingesetzt, in denen große Mengen an Daten analysiert werden müssen. ROOT ist ein sehr mächtiges Werkzeug, das bedeutend mehr kann, als Sie in diesem Versuch brauchen werden. Wenn Sie daran interessiert sind, sich in ROOT einzuarbeiten finden Sie unter <http://root.cern.ch> Einführungen und fortgeschrittene Beispiele. Für die Durchführung des Versuches reicht es aber, wenn Sie sich mit der Benutzung der folgenden Makros vertraut machen. Da sowohl ROOT als auch Linux *case-sensitive* sind, achten Sie bei der Eingabe der Befehle immer auf Groß- und Kleinschreibung.

Lassen Sie sich von Ihrem Betreuer das Arbeitsverzeichnis zeigen. Geben Sie dort im Terminal

```
mkdir gruppenname
tar xvf cuts.tar.gz -C gruppenname
cd gruppenname
```

ein, wobei Sie `gruppenname` am besten durch Ihre/n Nachnamen ersetzen. Der erste Befehl erstellt das entsprechende Verzeichnis, das Ihnen zur Ablage Ihrer Daten dienen wird, der zweite entpackt die notwendigen Files und mit dem dritten wechseln Sie in das Verzeichnis.

Starten Sie nun mit

```
root -l
```

ROOT. (Das `-l` unterdrückt den Splash-Screen beim Starten.)

Da ROOT zu einem großen Teil über die Kommandozeile gesteuert wird, sehen Sie zunächst nur eine Veränderung des sogenannten Prompts in

```
root [0]
```

Jetzt können Sie Befehle eingeben. ROOT unterstützt die Vervollständigung von Befehlen mittels der Tabulator-Taste. Dies kann Ihnen auch helfen, wenn Sie die Syntax zum Aufrufen eines Makros vergessen haben. Tippen Sie einfach die Anfangsbuchstaben des Makros und drücken Sie TAB, um die möglichen Übergabeparameter zu sehen. Bereits eingegebene Befehle können Sie mit den Pfeiltasten wieder hervorholen. Sie beenden ROOT mit dem Befehl `.q` (Achten Sie auf den Punkt!)

C.2 N-Tupel

Die für diesen Versuch benötigten Daten sind als N-Tupel gespeichert. Wie in einer Datenbank sind für jedes Ereignis die charakteristischen Größen enthalten, die in Kapitel 4.2.1 erklärt werden. Es handelt sich bei einem ROOT-N-Tupel also nicht um einen Vektor, sondern eher um eine Matrix mit 15 Zeilen (für die 15 charakteristischen Größen) und z.B. bei den MC-N-Tupeln 100 000 Spalten (für die 100 000 Ereignisse).

Ihnen stehen vier Monte-Carlo-N-Tupel, sieben Daten-N-Tupel bei den 7 verschiedenen Energien und 3 auf Myonen vorselektierte N-Tupel (d.h. andere Ereignisse sind durch grobe Schnitte stark unterdrückt) zur Verfügung (siehe Tabelle C.1).

Name	Art	Energie
Elektronen	Monte-Carlo	91.28 GeV
Myonen	Monte-Carlo	91.00 GeV
Taus	Monte-Carlo	91.00 GeV
Hadronen	Monte-Carlo	91.25 GeV
ecm1	OPAL-Daten	88.39 GeV
ecm2	OPAL-Daten	89.38 GeV
ecm3	OPAL-Daten	90.23 GeV
ecm4	OPAL-Daten	91.24 GeV
ecm5	OPAL-Daten	92.06 GeV
ecm6	OPAL-Daten	93.08 GeV
ecm7	OPAL-Daten	93.91 GeV
afbm2	vorselektierte Daten	89.45 GeV
afbpeak	vorselektierte Daten	91.18 GeV
afbp2	vorselektierte Daten	93.00 GeV

Tabelle C.1: Übersicht über die ROOT-Datensätze

C.3 Makros

Damit Sie diesen Versuch auch ohne ROOT-Kenntnisse gut bewältigen können, stehen Ihnen schon vorgefertigte Makros zur Verfügung, die Ihnen die “unphysikalischen” Arbeitsschritte abnehmen.

C.3.1 mcplots

Um die Effizienz Ihrer Selektion zu bestimmen, steht Ihnen das Makro

```
mcplots(TCut finalcut, const char* variable)
```

zur Verfügung.

Dabei werden alle vier Monte-Carlo-Simulationen mit den von Ihnen gewählten *cuts* geplottet. `TCut finalcut` ist dabei der Ausdruck, den die Ereignisse erfüllen müssen, wenn Sie sie in Ihrer Selektion behalten wollen. Wenn Sie z.B. nur Ereignisse behalten wollen, bei denen mehr als drei geladene Spuren registriert wurden, müssten Sie den Ausdruck `"NCharged>3"` eingeben. Mehrere Bedingungen können mit dem logischen UND (`&&`) verknüpft werden. Beachten Sie, dass Sie Ihren Ausdruck wie einen *string* zwischen Anführungszeichen setzen müssen.

Mit `const char* variable` bestimmen Sie die Größe, die Sie auf der x-Achse plotten möchten. Dabei können Sie alle Größen einsetzen, die in Kapitel 4.2.1 aufgelistet sind. Auch kombinierte Variablen wie z.B. `"E_hcal+E_ecal"` sind möglich.

Wenn Sie keine Argumente übergeben, wird standardmäßig `E_ecal` ohne Schnitt ausgegeben.

Beispiel:

```
mcplots("Ncharged>4", "E_ecal+E_hcal")
mcplots("E_ecal/(2*E_lep)>0.8 && 1<Pcharged && Pcharged<6", "Cos_thru")
```

C.3.2 over

Zur weiteren Überprüfung Ihrer *cuts* gibt es die Möglichkeit, mit

```
over(TCut finalcut, const char* variable, TFile *selektion, TFile *ecm, Int_t c1,
      Int_t c2)
```

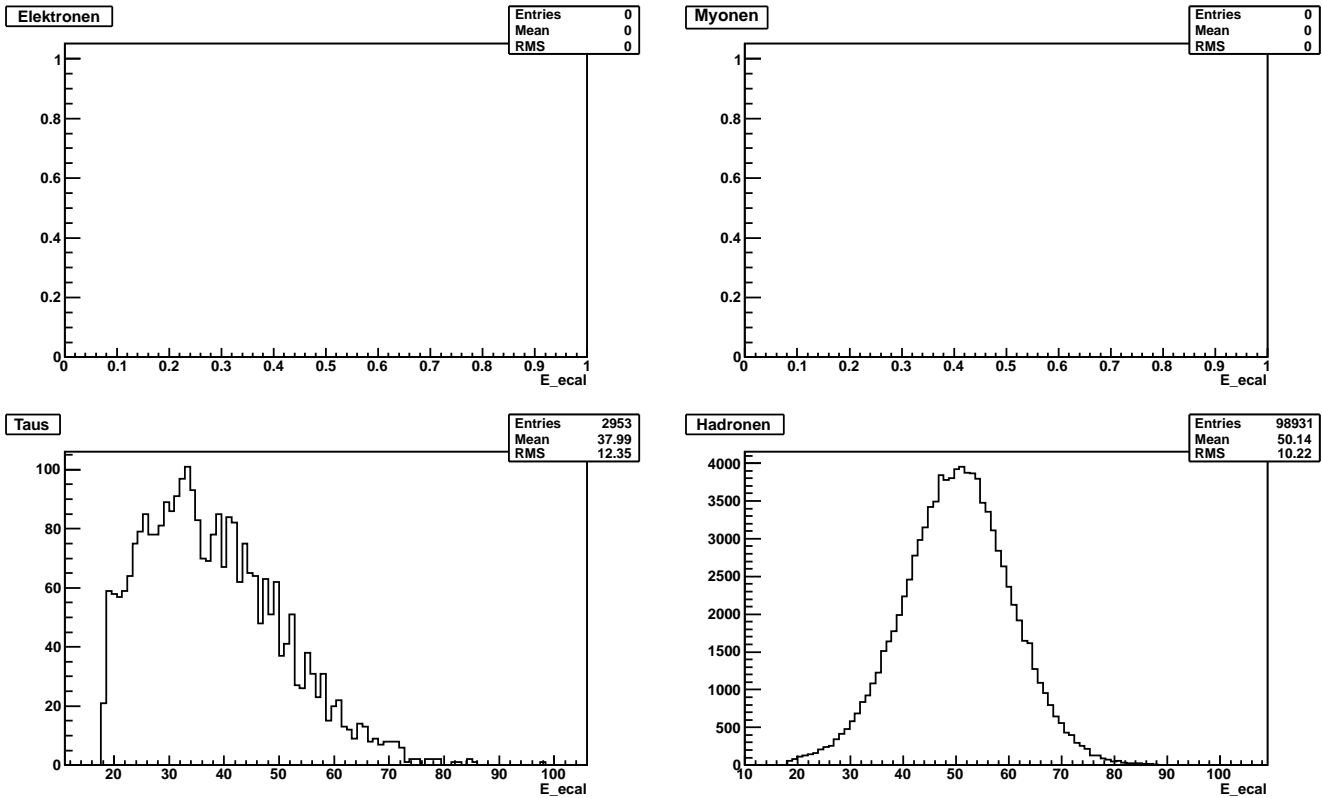


Abbildung C.1: Monte-Carlo-Simulationen mit Hadronencut

die mit `TCut finalcut` selektierten, echten Ereignisse geeignet skaliert über die Monte-Carlo-Simulation `TFile *selektion` zu plotten, um beide Verteilungen miteinander zu vergleichen. Im Idealfall sollten beide Verteilungen übereinstimmen. Warum ist eine Skalierung notwendig? (Denken Sie an die Größe der N-Tupel.)

Die Parameter `*ecm`, `c1` und `c2` brauchen Sie nicht für die Versuchsdurchführung. Mit `c1` und `c2` können Sie den bin-Bereich (zwischen 1 und 100) des Histogramms auswählen, in dem die Verteilung normiert werden soll. Der Parameter `TFile *ecm` bestimmt, mit welchem echten Datenfile Sie die Monte-Carlo-Simulation vergleichen. Die Namen der Files sind in Tabelle C.1 angegeben. Der *default*-Wert ist `ecm4`. Können Sie sagen, warum dies der Fall ist?

Beispiel:

```
over("E_ecal/(2*E_lep)>0.8", "Cos_thru", Elektronen)
over("E_ecal/(2*E_lep)<0.3", "Cos_thru", Myonen, ecm1, 10, 60)
```

C.3.3 ecmlots

Wenn Sie glauben, dass Sie gute Schnitte gefunden haben, können Sie diese nun auf die echten Daten anwenden. Dazu steht Ihnen das Makro

```
ecmplots(TCut finalcut, const char* variable)
```

zur Verfügung, das wie `mcplots` funktioniert. Sie sehen nun auf einen Blick, wie viele der echten Ereignissen Sie bei verschiedenen Schwerpunktsenergien mit Ihren Auswahlkriterien behalten.

Beachten Sie, dass Sie für Elektronen anders vorgehen müssen.

Beispiel:

```
ecmplots("Ncharged>4", "E_ecal")
```

C.3.4 tfit

Für Elektronen muss berücksichtigt werden, dass die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ nicht nur über den s-, sondern auch über den t-Kanal stattfinden kann. Auch die Interferenz der beiden Kanäle muss berücksichtigt werden. Für die Messung der Z^0 -Parameter möchte man jedoch nur die s-Kanal-Beiträge behalten, da nur sie einen Beitrag zur Zerfallsbreite des Z^0 -Bosons liefern. Die Kanaltrennung kann mit dem Makro

```
tfit(TCut finalcut, TFile *ecm)
```

durchgeführt werden, das dazu die unterschiedlichen Winkelverteilungen ausnutzt (siehe Kapitel 2.4). Mit `ecm` wählen Sie das Datenfile aus, für das die Trennung durchgeführt werden soll. `TCut finalcut` müssen Sie wie üblich durch Ihre Schnitte ersetzen.

Das Makro zeigt Ihnen in mehreren Schritten, wie diese Trennung genau durchgeführt wird. Doppelklicken sie einfach, um von einem Schritt zum nächsten zu gelangen.

Achtung! Bei diesem Makro ist keine Berücksichtigung des Untergrundes vorgesehen. Achten Sie deshalb darauf, dass der skalierte Untergrund weniger als 0.3% beträgt.

Beispiel:

```
tfit("E_ecal/(2*E_lep)>0.8", ecm6)
```

C.3.5 bwn

Wenn Sie die Wirkungsquerschnitte bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien berechnet haben, können Sie mit dem Makro

```
bwn(TString whattofit)
```

eine Breit-Wigner-Kurve an die erhaltenen Punkte fitten. Das Makro verlangt von Ihnen die Eingabe der Wirkungsquerschnitte und der dazugehörigen Unsicherheiten, die Sie natürlich auch berechnet haben sollten. Anschließend können Sie entscheiden, welche Korrekturen durchgeführt werden sollen. Die Z^0 -Parameter M_Z , Γ_Z und σ_{peak} erscheinen in natürlicher Weise in der Parametrisierung der Fitfunktion und können neben dem Graphen abgelesen werden (siehe hierzu auch Kapitel 2).

Beispiel:

```
bwn("Myonen")
bwn("Taus")
```

C.3.6 asyskelett

Um die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ zu bestimmen, starten Sie das Makro

```
asyskelett(TCut finalcut, TFile *ecm)
```

Ähnlich wie bei `tfitt` können Sie sich wieder durch die einzelnen Schritte “durchklicken”. Die Fitfunktion hat die Form

$$f(x) = P_1 \cdot (1 + x^2) + P_2 \cdot \frac{4}{3} \cdot P_1 \cdot x$$

Der Parameter P_2 gibt die Asymmetrie an. Können Sie sagen, aus welcher Gleichung dies folgt? (Hinweis: Kapitel 2)

Beispiel:

```
asyskelett("E_ecal/(2*E_lep)<0.3", ecm2)
```

C.3.7 asy

Wenn Sie für alle zehn Schwerpunktsenergien die Asymmetrie und die dazugehörige Unsicherheit bestimmt haben, können Sie das Makro

`asy()`

aufrufen, das wieder die Eingabe der Werte und die durchzuführenden Korrekturen verlangt. Ohne Strahlungskorrekturen werden die Messpunkte einfach an eine Gerade gefittet, mit Strahlungskorrekturen wird diese Gerade leicht nach links verschoben und knickt im oberen Bereich wegen des “*radiative returns*” leicht ab. Die Asymmetrie bei der Z^0 -Masse erhalten Sie in der rechten oberen Ecke des Graphikfensters. Diskutieren Sie in Ihrer Auswertung besonders den Einfluss der Statistik auf Ihr Ergebnis.

C.3.8 cuts.cpp

Damit Sie nicht jedesmal Ihre *cuts* von Neuem eingeben müssen, können Sie Ihre Schnittkriterien in der Datei `cuts.cpp` in Ihrem Verzeichnis festhalten. Die Syntax ist die gleiche wie bei der direkten Eingabe. Am besten öffnen Sie zwei Terminalfenster (eines mit ROOT und eines mit `cuts.cpp`). Nach einer Veränderung der Datei müssen Sie in ROOT

```
.x cuts.cpp
```

eingeben, damit die Änderungen wirksam werden. Anschliessend können Sie mit `finalcut_x` ($x \in \{e, m, t, h\}$) auf die *cuts* zugreifen.

Beispiel:

```
mcplots(finalcut_t, "E_ecal")
```

C.4 Graphen

Sobald Sie ein Makro ausgeführt haben, können Sie die von ROOT erstellten Histogramme und Graphen interaktiv mit der Maus manipulieren. Sie können z.B. einen bestimmten Bereich eines Graphen vergrößern, wenn Sie die entsprechenden Intervalle auf den Achsen markieren. Um die ursprüngliche Ansicht wiederherzustellen, klicken Sie mit der rechten Maustaste auf die entsprechende Achse und wählen **UnZoom**. Ebenso können Sie auch eine logarithmische Achseneinteilung wählen oder einfach nur die Farben verändern. Probieren Sie ein bisschen herum! Wenn Sie ein Bild speichern möchten, können Sie dieses unter **File/Save** tun.

Anhang D

Konstanten, Einheiten und Kinematik

D.1 Konstanten

c	$= 2.99792458 \cdot 10^8 \text{ m/s}$	Lichtgeschwindigkeit
e	$= 1.60217649 \cdot 10^{-19} C$	Elementarladung
\hbar	$= \hbar/2\pi = 6.582119 \cdot 10^{-22} \text{ MeV} \cdot s$	Planck'sches Wirkungsquantum / 2π
$\hbar c$	$= 1.973 \cdot 10^{-11} \text{ MeV} \cdot \text{cm} =$	$0.1973 \text{ GeV} \cdot \text{fm}$
α	$= e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137.035999$	Feinstrukturkonstante
m_e	$= 0.510999 \text{ MeV}/c^2$	Elektronmasse
m_p	$= 938.27201 \cdot \text{MeV}/c^2$	Protonmasse
ϵ_0	$= 8.8541878 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$	Elektrische Feldkonstante
G_F	$= 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	Fermi-Kopplungskonstante

D.2 Einheiten

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

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.

Größe	Dimension	$\hbar = c = 1$	Umrechnung
Masse	$\frac{\text{GeV}}{c^2}$	GeV	$1 \text{ kg} = 5.61 \cdot 10^{26} \text{ GeV}$
Länge	$\frac{\hbar c}{\text{GeV}}$	GeV^{-1}	$1 \text{ m} = 5.07 \cdot 10^{15} \text{ GeV}^{-1}$
Zeit	$\frac{\hbar}{\text{GeV}}$	GeV^{-1}	$1 \text{ s} = 1.52 \cdot 10^{24} \text{ GeV}^{-1}$
Stromstärke	$\frac{\sqrt{c} \text{ GeV}}{\sqrt{\hbar}}$	GeV	$1 \text{ A} = 1.24 \cdot 10^{-6} \text{ GeV}$
Wirkungsquerschnitt	$\frac{\hbar^2 c^2}{\text{GeV}^2}$	GeV^{-2}	$1 \text{ b} = 2.57 \cdot 10^3 \text{ GeV}^{-2}$

D.3 Mandelstam-Variablen

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

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

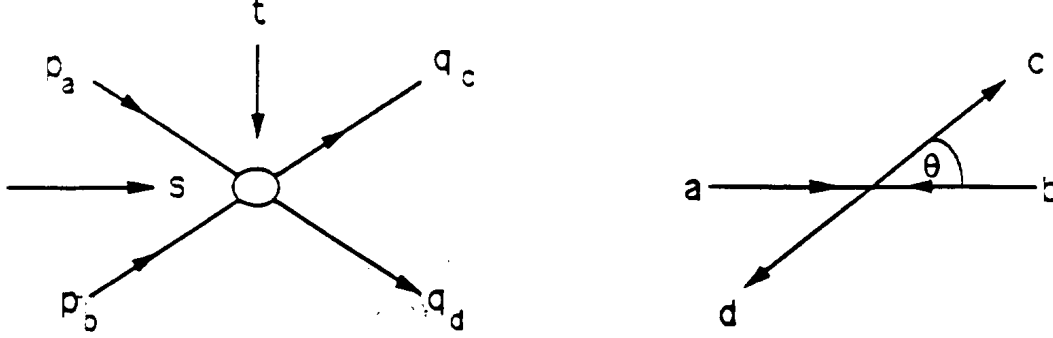


Abbildung D.1: Definition der Mandelstam-Variablen s und t

Insbesondere gilt:

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

oder mit $c = 1$

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

(Abb. D.1) Für einen Zweiteilchenprozess $a + b \rightarrow c + d$, z.B.

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

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

Die Gesamtschwerpunktsenergie berechnet sich aus

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

Dies ist im Schwerpunktsystem leicht zu zeigen, da hier $\mathbf{p}_a = -\mathbf{p}_b$ ist. Man erhält mit $E_b =$ Strahlenenergie:

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

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

Dieser kann berechnet werden aus:

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

s und t nennt man Mandelstam-Variable.

Anhang E

Tipps&Tricks

E.1 Beispielrechnung zur Zerfallsbreite

Zu Beginn der LEP-Experimente war die Masse der top-Quarks (ca. 175 GeV) noch nicht genau bekannt. Die folgende Rechnung soll als Beispiel für die Schlussweise in Bezug auf die leichten Neutrino-Generationen dienen. Nehmen wir einmal an, das top hätte eine Masse von weniger als 45 GeV, dann könnte ein Z^0 auch in ein $t\bar{t}$ -Paar zerfallen und wir müssten dies bei der Berechnung der Zerfallsbreite aus den Partialbreiten berücksichtigen:

$$\Gamma_Z = \Gamma_e + \Gamma_\mu + \Gamma_\tau + \Gamma_u + \Gamma_d + \Gamma_s + \Gamma_c + \Gamma_b + \Gamma_t + n \cdot \Gamma_\nu \quad (\text{E.1})$$

Berechnet man die Partialbreiten aus Gleichung 2.9 oder übernimmt die Werte aus Tabelle 5.1 so erhält man, wenn man von 3 leichten Neutrinos ausgeht

$$\begin{aligned} \Gamma_Z &= 3 \cdot \Gamma_{\text{Lepton}} + 3 \cdot \Gamma_\nu + 3 \cdot \Gamma_{\text{uct}} + 3 \cdot \Gamma_{\text{dsb}} \\ &= 3 \cdot 83.8\text{MeV} + 3 \cdot 167.6\text{MeV} + 3 \cdot 299\text{MeV} + 3 \cdot 378\text{MeV} = 2785.2\text{MeV} \end{aligned}$$

Dies stimmt natürlich nicht mit dem Messwert von ca. 2500 MeV überein. Man erhält durch dieses Experiment also auch eine untere Schranke für die top-Masse.

E.2 Korrekturfaktoren bei der Untergrundberechnung

Bei der Festlegung Ihrer Schnitte werden Sie feststellen, dass Untergrund von anderen Zerfallskanälen unvermeidbar ist. Um möglichst genaue Messergebnisse zu erhalten, müssen Sie diese zu viel selektierten Ereignisse wieder abziehen. Sie müssen jedoch beachten, dass Sie den Untergrund anhand von MC-N-Tupeln **gleicher** Größe bestimmen, was nicht der Realität entspricht. Analysieren Sie echte Z^0 -Zerfälle, so ist das Verhältnis von hadronischen Endzuständen zu einem leptonischen Endzustand (z.B. Taus)

$$\frac{\Gamma_{\text{had}}}{\Gamma_\tau} = \frac{1732\text{MeV}}{83.8\text{MeV}} = 20.7 \quad , \quad (\text{E.2})$$

d.h. auf einen Zerfall in Taus kommen 20.7 in Hadronen. Wenn Sie also von den 100000 MC-Hadronen mit ihrem Tau-Schnitt 0.3 % selektiert haben, ist der hadronische Untergrund also $20.7 \cdot 0.03\% = 6.21\%$. Andersherum muss der Tau-Untergrund in den Hadronen mit $1/20.7$ skaliert werden.

Bei Elektron-Untergrund tritt ein ähnlicher Effekt auf. Die Lepton-Universalität besagt, dass alle drei Leptonen bei Energien, die groß gegen die Ruhemassen sind, gleichberechtigt behandelt werden. Dies gilt jedoch nur für den s-Kanal. Auf die 100.000 Tau-Ereignisse in Ihrem Monte-Carlo kommen also 100.000 s-Kanal- und etwa dreimal soviel t-Kanal-Elektron-Ereignisse (siehe Tabelle A). Daher müssen Sie, wenn Sie Elektronen als Untergrund in anderen Zerfallskanälen haben, ähnlich wie beim hadronischen Untergrund mit den in Tabelle A gegebenen Faktoren skalieren.

Die in Tabelle A aufgeführte Größe $\frac{\sigma_{t-Kanal}}{\sigma_{s-Kanal}}$ ist zur t-s-Kanaltrennung unbrauchbar (da zu ungenau), aber für die Skalierung des Elektron-Untergrundes in anderen Zerfallskanälen (speziell dem Tau-Kanal) notwendig.

E.3 Arbeiten vom CIP-Pool aus

Wenn Sie die lange Fahrt nach Garching scheuen, können Sie einen Teil des Versuches auch vom CIP-Pool in der Schellingstraße 4 oder von zu Hause aus durchführen. Bei Teilen, bei denen Sie die Hilfe des Betreuers benötigen, ist die Fahrt jedoch nicht zu vermeiden.

Mit dem Befehl

```
ssh -X fpopal@etppc01.garching.physik.uni-muenchen.de
```

erhalten Sie Zugriff auf den Versuchsrechner. Das aktuelle Passwort kann Ihnen Ihr Betreuer geben. Beachten Sie jedoch, dass diese Methode erheblich langsamer ist und das Netz belastet.

Anhang F

Die Breit-Wigner-Form

Mit der Breit-Wigner-Form beschreiben wir angeregte Teilchenzustände (Resonanzzustände). Der folgende Vergleich zwischen einem solchen Zustand und dem harmonischen Oszillator soll Ihnen diese Form plausibel machen.

Für den gedämpften harmonischen Oszillator mit der Differentialgleichung

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

erhält man mit der treibenden Kraft

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

und dem Ansatz

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

folgenden Zusammenhang

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

und für $\omega \sim \omega_0$

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

mit

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

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

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

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 Heisenbergsche Unschärferelation mit der Lebensdauer zusammen.

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

Dieses Energieverhalten in Analogie zum harmonischen Oszillator rechtfertigt die Bezeichnung Resonanz für instabile Teilchen mit definierter invarianter 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

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

Die Wellenfunktion eines Teilchens in Ruhe ist gegeben als

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

d.h. für E reell zerfällt das Teilchen nicht. Man addiert daher einen kleinen imaginären Anteil zu E

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

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

$$\psi(t) = \psi(0)e^{-iE_0t/\hbar}e^{-\Gamma t/2\hbar} \quad (\text{F.9})$$

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

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

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

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

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

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 G

Die q^2 -Abhängigkeit der Kopplungskonstanten

G.1 Die QED-Kopplungskonstante α

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

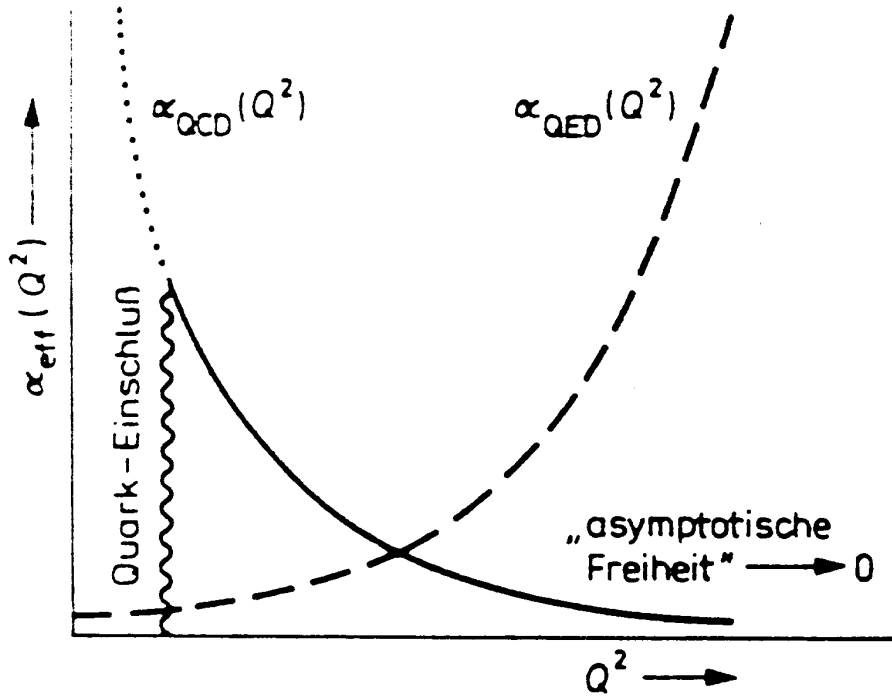
Diese schirmen die negative Ladung des nackten Elektrons ab: in unmittelbarer Nähe der nackten Ladung werden die Elektron-Positron-Paare polarisiert, d.h., die virtuellen Positronen werden angezogen und die virtuellen Elektronen abgestoßen. Die nackte Ladung wird dadurch zum Teil kompensiert und in größerer Entfernung misst man nur noch die Differenz zwischen der nackten Ladung und der Gesamtladung der virtuellen Positronen (bzw. Antileptonen, u-, \bar{d} -, \bar{s} -, c-, \bar{b} - und t-Quarks je nach Energie). Die Messung der Testladung hängt also vom Abstand ab. Wenn man sich dem Elektron nähert, durchdringt man die Positronwolke, die die Elektronladung abschirmt (Abb. G.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 :

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

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

mit q^2 = Impulsübertrag zum Quadrat auf das virtuelle (raumartige) Photon und $\alpha_0 = \frac{e_0^2}{4}$ 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 (Thomson Limit):

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

Damit erhält man

$$\alpha_{QED}(q^2) \equiv \alpha_{eff}(q^2) = \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \sum_f Q_f^2 N_c^f \left(\ln \frac{q^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right)} \quad (\text{G.3})$$

wobei N_c^f der Farbfaktor ist, $\alpha = \alpha_{QED}(0) \cong 1/137$, Q_f die Ladung und m_f die Masse der Fermionen, wobei über alle Fermionen summiert wird, die bei der entsprechenden Energie in Paaren erzeugt werden können.

G.2 Die QCD-Kopplungskonstante α_s

Die Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) ist wie die QED eine Eichtheorie (Siehe 1.2). 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-Abelsche Theorien**, weil die zugehörige Eichgruppe nicht kommutativ (abelsch) ist.

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 (nicht unmittelbar einsichtige) Folge dieser zusätzlichen Beiträge wird im Falle der QCD die Farbladung des Quarks nicht abgeschirmt, sondern erhöht (antiscreening).

Die Berechnung der Kopplungskonstanten in der QCD ist sehr schwierig: Deshalb wird hier die effektive Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung nur unter Berücksichtigung von Diagrammen erster Ordnung angegeben :

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

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 sechs nachgewiesen), α_s also bei größerer Annäherung (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, dass die Quarks innerhalb der Hadronen eingesperrt (**confinement**) und nicht als freie Teilchen beobachtbar sind.

Anhang H

A quasi-political Explanation of the Higgs Boson

Der britische Minister für Wissenschaft wollte wissen, wonach die Teilchenphysiker eigentlich suchen und forderte sie auf, ihm auf einer DIN A4-Seite zu erklären, was das Higgs-Boson sei. Hier ist die Erklärung von **David Miller** vom Department of Physics and Astronomy, University College, London, UK.

The Higgs Mechanism

Imagine a cocktail party of political party workers who are uniformly distributed across the floor, all talking to their nearest neighbours. The ex-Prime Minister enters and crosses the room. All of the workers in her neighbourhood are strongly attracted to her and cluster round her. As she moves she attracts the people she comes close to, while the ones she has left return to their even spacing. Because of the knot of people always clustered around her she acquires a greater mass than normal, that is she has more momentum for the same speed of movement across the room. Once moving she is hard to stop, and once stopped she is harder to get moving again because the clustering process has to be restarted.

In three dimensions, and with the complications of relativity, this is the Higgs mechanism. In order to give particles mass, a background field is invented which becomes locally distorted whenever a particle moves through it. The distortion - the clustering of the field around the particle - generates the particle's mass. The idea comes directly from the physics of solids. Instead of a field spread throughout all space a solid contains a lattice of positively charged crystal atoms. When an electron moves through the lattice the atoms are attracted to it, causing the electron's effective mass to be as much as 40 times bigger than the mass of a free electron.

The postulated Higgs field in the vacuum is a sort of hypothetical lattice which fills our Universe. We need it because otherwise we cannot explain why the Z and W particles which carry the weak interactions are so heavy while the photon which carries electromagnetic forces is massless.

The Higgs Boson

Now consider a rumour passing through our room full of uniformly spread political workers. Those near the door hear of it first and cluster together to get the details, then they turn and move closer to their next neighbours who want to know about it too. A wave of clustering passes through the room. It may spread to all the corners or it may form a compact bunch which carries the news along a line of workers from the door to some dignitary at the other side of the room. Since the information is carried by clusters of people, and since it was clustering that gave extra mass to the ex-Prime Minister, then the rumour-carrying clusters also have mass.

The Higgs boson is predicted to be just such a clustering in the Higgs field. We will find it much easier to believe that the field exists, and that the mechanism for giving other particles is true, if we actually see the Higgs particle itself. Again, there are analogies in the physics of solids. A crystal lattice can carry waves of clustering without needing an electron to move and attract the atoms. These waves can behave as if they are particles. They are called phonons and they too are bosons.

There could be a Higgs mechanism, and a Higgs field throughout our Universe, without there being a Higgs boson. The next generation of colliders will sort this out.

Anhang I

Zusammenfassung

Damit Sie während des Versuches aufgrund der langen Anleitung nicht den Überblick verlieren, erhalten Sie hier noch einmal eine Kurze Zusammenfassung der durchzuführenden Arbeitsschritte. Vergessen Sie nicht, auf die in den einzelnen Abschnitten gestellten Fragen einzugehen.

- Sehen Sie sich mit GROPE die verschiedenen Ereignissignaturen im Detektor an und überlegen Sie, welche zur Verfügung stehenden Messgrößen sich zur Trennung der Ereignisse eignen.
- Überprüfen Sie mit dem Makro `mcplots`
- Wenden Sie Ihre finalen Schnitte mit dem Makro `ecmplots` auf die echten Datensätze an.
- Korrigieren Sie die selektierten Ereignisse mit Hilfe der vorher bestimmten Effizienzen.
- Beachten Sie, dass Sie für Elektronen aufgrund des zusätzlichen t-Kanal-Beitrags das Makro `tfit` verwenden müssen.
- Berechnen Sie nun die Wirkungsquerschnitte und die dazugehörigen Unsicherheiten bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien.
- Bestimmen Sie die gesuchten Z^0 -Parameter, in dem Sie mit dem Makro `bwn` eine Breit-Wigner-Kurve an die Messwerte fitten.
- Bestimmen Sie mit dem Makro `asyskelett` die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und die dazugehörige Unsicherheit für Myonen bei den zehn verschiedenen Schwerpunktsenergien.
- Mit dem Makro `asy` erhalten Sie dann die Asymmetrie am Z^0 -Peak.

Anhang J

Glossarium

Hier können Sie Ihnen unbekannte Begriffe nachschlagen. Für Wörter in Kursivschrift befindet sich ein eigener Eintrag im Glossarium. Die Seitenzahlen deuten auf die Textstelle hin, an der der Begriff erklärt wird.

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 (Seite 14): Einheit des *Wirkungsquerschnittes*: $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Baryonen (Seite 5): Sammelname für alle *Hadronen* die *Fermionen* sind (d.h. 3-Quark-Zustände) und eine Masse $\geq m_p$ haben.

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

Bhabha-Streuung (Seite 19): Elastische Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, benannt nach dem indischen Physiker Bhabha.

Born'sche Näherung: Prozess niedrigster Ordnung, d.h. ohne *Strahlungskorrekturen*. (Born-Wirkungsquerschnitt Seite 17)

Boson (Seite 8): Jedes Teilchen ist entweder ein Boson oder ein *Fermion*. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin. Sie gehorchen der Bose-Einstein-Statistik. Die Träger der *fundamentalen Wechselwirkungen* sind alle Bosonen.

Breit-Wigner-Resonanz (Seite 68): Mathematische Beschreibung eines Resonanzzustandes.

Bremsstrahlung (Seite 21): Die Strahlung (Photonen), die von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld abgegeben wird.

CERN (Seite 24): (European Laboratory for Particle Physics) Europäisches Zentrum für Elementarteilchenphysik in Genf.

Colour: siehe *Farbe*

Confinement (Seite 72): Beschreibt die Tatsache, dass *Quarks* nicht als freie Teilchen existieren.

DESY: (**D**eutsches **E**lektronen **S**YNchrotron) Deutsches Zentrum für Elementarteilchenphysik in Hamburg.

Driftkammer (Seite 26): Detektor zur Messung der Trajektorie geladener Teilchen.

Eichbosonen: *Vektorbosonen*, die die Träger der fundamentalen Kräfte zwischen den fundamentalen *Fermionen* sind. Wir kennen 5 Eichbosonen: *Gluonen* (es sind verschiedene Farbkombinationen möglich), das *Photon*, W^+ , W^- und Z^0 .

Elektromagnetische Wechselwirkung (Seite 10): Die langreichweitige Kraft, die zwischen elektrischen Ladungen, Strömen und Magneten wirkt. Träger der Kraft ist das *Photon*.

Elektron: Spin 1/2 Fermion. Das leichteste der geladenen Leptonen. Es hat nur 1/1836 der Masse eines Protons. Siehe auch Particle Data Book.

Elektroschwache Wechselwirkung (Seite 12): Eine fundamentale Wechselwirkung. Vereinigung der *elektromagnetischen* und der *schwachen Wechselwirkung*.

Elementarteilchen (Seite 4): Ein Teilchen, das nicht in andere Teilchen zerlegt werden kann. Nach unserem gegenwärtigen Verständnis sind *Quarks*, *Leptonen* und die *Eichbosonen* elementar.

Farbe (Seite 8): Name für eine dreiwertige Quantenzahl der *Quarks* und *Gluonen*. Es gibt drei Farben (rot, grün, blau). Antiquarks tragen Antifarben.

Fermion (Seite 5): Alle Teilchen sind entweder Fermionen oder *Bosonen*. Fermionen sind Teilchen mit halbzahligem Spin. Sie gehorchen der Fermi-Dirac-Statistik. Die fundamentalen Bausteine (*Quarks* und *Leptonen*) sind alle Fermionen.

Feynman-Diagramme (Seite 15): Diagramme, die von Feynman zur Beschreibung der Mechanismen der elementaren Wechselwirkung eingeführt wurden. Dazu gehören entsprechende Rechenregeln.

Flavour (Seite 7): (engl. Geschmack) Ein Term zur Beschreibung der Art eines Quarks (up, down, strange, charm, bottom oder top)

Fragmentation (Seite 10): 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 (Seite 12): Der Teil der *elektroschwachen Wechselwirkung*, der durch den Austausch von W^\pm -*Eichbosonen* beschrieben wird.

GeV (Giga-elektronen-Volt): $10^9 eV = 1.6 \cdot 10^{-10} J$

Gluon (Seite 9): Masseloses *Vektorboson*, das die *starke Wechselwirkung* vermittelt. Es gibt 8 verschiedene Gluonen mit *Farbe* und Antifarbe. Siehe auch Particle Data Book.

Gravitation (Seite 11): Eine langreichweitige Kraft, die auf alle Teilchen wirkt. Sie ist jedoch so schwach, dass sie nur bei makroskopischen Objekten eine Rolle spielt.

Graviton (Seite 11): Das hypothetische masselose Boson, das als Träger der Gravitation dient.

GROPE (Seite 53): **G**raphic **R**econstruction of **OPal** **E**vents. Computerprogramm zur Datenauswertung.

GUT (Seite 13): (**G**rand **U**nified **T**heories): Ein mathematischer Formalismus zur Vereinigung aller fundamentalen Wechselwirkungen.

Hadronen (Seite 5): Teilchen, die der *starken Wechselwirkung* unterliegen. Dazu gehören die *Mesonen* und die *Baryonen*. Bausteine dieser Teilchen sind *Quarks* und *Antiquarks*.

Helizität (Seite 5): Projektion des Spins auf die Impulsrichtung.

Higgs-Boson (Seite 12): 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-Kibble-Mechanismus (Seite 12): Ein Mechanismus, der durch die Existenz eines Spin-0 Teilchens Teilchen Masse gibt, ohne die Eich-Symmetrie der Grundgleichungen des Systems zu verletzen.

Isospin (Seite 6): Mathematischer Formalismus analog zum Spin, jedoch nicht in Bezug auf die elektrische, sondern auf die starke bzw. schwache Ladung.

Jet (Seite 10): Bündel von Teilchen, die ungefähr in dieselbe Richtung fliegen, entstehen durch *Fragmentation*.

JET-Kammer: Große *Driftkammer* (z.B. bei *OPAL*).

Kalorimeter (Seite 27): Ein einlaufendes Teilchen gibt in einem Kalorimeter einen Teil seiner Energie in Form einer Kaskade ab. Mit Hilfe des Kalorimeters lässt sich die Energie mancher Teilchen messen.

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

Kosmische Myonen (Seite 43): hochenergetische *Myonen*, die aus der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre stammen; führen zu Untergrundereignissen.

LEP (Seite 24): (**L**arge **E**lectron-**P**ositron storage ring) e^+e^- Speicherring am *CERN* (bis 2000).

Lepton (Seite 5): Spin 1/2 Fermion. Eines der (bisher bekannten) sechs Elementarteilchen, auf die die schwache, aber nicht die starke Kraft wirkt. Sammelname für das *Elektron*, das *Myon* und das *Tau*-Lepton, sowie die entsprechenden *Neutrinos*. Siehe auch Particle Data Book.

Luminosität (Seite 14): Ein Begriff, der eingeführt wurde, um die Intensität der Wechselwirkung eines Speicherrings zu beschreiben. Je höher die Luminosität, desto höher die Wechselwirkungsrate.

Mandelstam-Variable (Seite 65): Dient zur Beschreibung von Wechselwirkungen.

Mesonen (Seite 5): *Bosonen*, die aus einem *Quark* und einem Antiquark bestehen. Bilden zusammen mit den *Baryonen* die *Hadronen*.

Myon: Spin 1/2 *Fermion*. Ein geladenes *Lepton* wie das *Elektron*, aber ungefähr 200 mal schwerer. Siehe auch Particle Data Book.

Neutraler Strom (Seite 12): Der Teil der *schwachen Wechselwirkung*, der durch den Austausch von Z^0 -*Eichbosonen* beschrieben wird.

Neutrino (Seite 5): Spin 1/2 Fermion. Eines der drei ungeladenen, 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* (udd) aufgebaut.

OPAL (Seite 24): (**O**mnipurpose-**P**urpose-**A**paratus for **L**EP) Name eines der vier Experimente bei *LEP*. Die anderen hießen ALEPH, DELPHI und L3.

Paritätserhaltung (Seite 6): Zu jedem in der Natur vorkommenden Prozess muss auch dessen spiegelbildlich aufgebauter Vorgang realisiert sein.

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

Peak: engl. Spitze. Gemeint ist das Maximum des Wirkungsquerschnittes in Abbildung 2.2, d.h. die Schwerpunktsenergie ist gleich der Z^0 -Masse.

Photon (Seite 10): 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* (uud) zusammengesetzt und ist Baustein aller Atomkerne.

QCD (Seite 9): (**Q**uanten-**C**hromo-(-Farb-)**D**ynamik): Theorie der *starken Wechselwirkung*. Beschreibt die Wechselwirkung zwischen *Quarks* und *Gluonen* mit Hilfe des Farbfeldes.

QED (Seite 10): (**Q**uanten-**E**lektro-**D**ynamik): Theorie der elektromagnetischen Kraft. Beschreibt die Wechselwirkung von geladenen Teilchen im elektromagnetischen Feld.

Quarks (Antiquarks) (Seite 6): Spin 1/2 *Fermionen*. Die sechs verschiedenen Quarks (verschiedene *Flavours*) und ihre Antiquarks tragen die elektrische Ladung $1/3 e$ bzw. $2/3 e$. Sie existieren nicht als freie Teilchen, sondern werden durch die *starke Wechselwirkung* als Quark-Antiquark-Paar (*Mesonen*) oder als Drei-Quark-Zustände (*Baryonen*) gebunden. Jedes Quark hat noch drei Freiheitsgrade (*Farbe*). Siehe auch Particle Data Book.

Radiative Return (Seite 21): Durch *Bremsstrahlung* im Anfangszustand fällt die effektive Schwerpunktsenergie auf die Z^0 -Masse und der *Wirkungsquerschnitt* erhöht sich.

Reelle Photonen: Nur reelle Photonen können unabhängig von ihrer Quelle werden. Sie erfüllen die Bedingung $E^2 = m^2 + \vec{p}^2$. Da die Photonen keine Masse haben, sind Impuls und Energie gleich.

ROOT: Computerprogramm zur Datenauswertung

Schwache Wechselwirkung (Seite 11): Eine schwache, kurzreichweitige Kraft, die auf alle Teilchen *Quarks* und *Leptonen* wirkt. Sie ist verantwortlich für den Zerfall von vielen Teilchen (z.B. Neutron β -Zerfall). Sie wird durch die W^\pm und Z^0 -*Eichbosonen* vermittelt.

Speicherring (collider): Ein Kreisbeschleuniger, in dem Teilchenpakete für einige Zeit entgegengesetzt umlaufen und an bestimmten Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht werden.

Standardmodell: Die kombinierte Theorie der starken, elektromagnetischen und schwachen Kräfte. Das Standardmodell beschreibt alles, was wir über Kern- und Teilchenphysik wissen.

Starke Wechselwirkung (Seite 9): Eine kurzreichweitige Wechselwirkung, die stärkste aller *fundamentalen Wechselwirkungen*. Sie wirkt auf *Quarks* und *Gluonen*, d.h. auf alle aus Quarks aufgebauten Teilchen (*Hadronen*), aber nicht auf *Leptonen*. Sie wird durch die *QCD* beschrieben. Träger der Kraft sind die Gluonen.

Supersymmetrie (Seite 13): Gängige Theorie für die große Vereinheitlichung (*GUT*).

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*. Siehe auch Particle Data Book.

Teilchenphysik: Ziel der Teilchenphysik ist die Untersuchung der subnuklearen Teilchen, sowohl elementarer als auch zusammengesetzter, und der Kräfte, die ihre Wechselwirkung beschreiben.

Thrust (Seite 35): $\max_{\theta} \frac{\sum_{i=1}^{N^{Charged}} |\vec{p}_i| \cdot |\vec{n}(\theta, \phi)|}{\sum_{i=1}^{N^{Charged}} |\vec{p}_i|}$, dabei ist \vec{n} ein Einheitsvektor, der die Richtung der Thrustachse angibt und \vec{p}_i sind die Impulse aller beteiligten Teilchen. In guter Näherung beschreibt dabei die Thrustachse die Fluglinie der beiden primären Fermionen.

Totaler Wirkungsquerschnitt: Der *Wirkungsquerschnitt* für eine Wechselwirkung, integriert über alle möglichen Endzustände.

Vektorbosonen: *Bosonen* mit Spin 1. Zu diesen Teilchen gehören die *Eichbosonen*.

Vektormesonen: *Hadronen* mit Spin-Parität $J_P = 1^-$.

Vertex: Wechselwirkungspunkt. Bei *LEP* unterscheidet man den primären Vertex der e^+e^- -Reaktion und sekundäre Vertices aus dem Zerfall instabiler Teilchen oder konvertierter *Photonen*.

Virtuelle Photonen: Virtuelle Photonen können zeitartig ($E > p$) oder raumartig ($E < p$) sein. Sie können (im Gegensatz zu *reellen Photonen*) 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: Alle Teilchen, bei denen $E^2 \neq m^2 + p^2$ gilt und die daher nur für die durch die Unschärferelation erlaubte Zeit existieren dürfen.

W^\pm -Bosonen (Seite 12): Die beiden schweren Spin-1 *Bosonen*, die die Träger des *geladenen Stromes* der *schwachen Wechselwirkung* 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 (Seite 12): Parameter der *elektroschwachen Wechselwirkung*. Beschreibt die Mischung zwischen den beiden Kopplungen des *neutralen Stromes*.

Wirkungsquerschnitte (Seite 14): Die Fläche, die als quantitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit dient, dass zwei Teilchen wechselwirken.

Z^0 -Boson (Seite 12): Schweres Spin-1 *Boson*, Träger des *neutralen Stromes* der *elektroschwachen Wechselwirkung*.