IEKP-KA/99-5

Suche nach neutralen Higgsbosonen im 4-Jet-Kanal mit dem DELPHI-Detektor am LEP

Ulrich Schwickerath

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN

von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

Tag der mündlichen Prüfung:	*5. Februar 1999*
Referent:	*Prof. Dr. W. de Boer*
Korreferent:	*Prof. Dr. M. Feindt*

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1

Einführung

Ein Meilenstein im Verständnis der Natur war die Veröffentlichung der „Philosophiae naturalis principia mathematica“ durch Sir Isaac Newton im Jahre 1687. Dieses Werk lieferte eine erste Theorie der Gravitation, die erst im 20sten Jahrhundert durch das umfassendere Werk der allgemeinen Relativitätstheorie Albert Einsteins im Jahre 1915 abgelöst wurde.

Die Gravitation ist eine von insgesamt vier fundamentalen Kräften, die wir heute kennen. Die einheitliche Beschreibung elektrischer und magnetischer Phänomene gelang erstmals durch das Aufstellen der Maxwell-Gleichungen. Diese Entwicklung führte schließlich zur Entdeckung elektromagnetischer Wellen durch Heinrich Hertz an der Universität Karlruhe im Jahre 1886. Die Beschreibung radioaktiver Phänomene erforderte die Einführung der starken und der schwachen Wechselwirkung.

Ein weiterer Meilenstein war die einheitliche Beschreibung der schwachen und der elektromagnetischen Kraft im Rahmen des Glashow–Salam–Weinberg (GSW) Modells [1] zur elektroschwachen Wechselwirkung. Diese Theorie sagte die Existenz dreier neuer Eichbosonen voraus, den W- und den Z-Bosonen. Deren Existenz konnte am europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN[1] bei Genf im Jahr 1983 erstmalig bestätigt werden. Zusammen mit der Theorie der starken Wechselwirkung (QCD) bildet sie das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM). Die massiven Eichbosonen und Fermionen erhalten ihre Massen im SM durch spontane Symmetriebrechung über den Higgsmechanismus. Damit verbunden ist die Existenz wenigstens eines zusätzlichen skalaren Teilchens, des Higgsbosons, nach dem in dieser Arbeit gesucht wurde. Eine der bemerkenswerten Konsequenzen des Higgsmechanismus ist die Verknüpfung der Eichbosonmassen mit dem schwachen Mischungswinkel Θ_W, die in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen ist.

Das Bestreben der modernen Physik ist es, alle diese Kräfte auf eine einzige fundamentale Kraft zurückzuführen. Probleme bereitet dabei insbesondere die Formulierung einer konsistenten quantisierten Gravitationstheorie. Man erwartet, daß Quanten– und Gravi-

[1] Conseil Européenne pour la Recherche Nucléaire

tationseffekte bei der Planck–Energieskala

$$M_{PL} = c^2\sqrt{\hbar c/G} \tag{1.1}$$

vergleichbar stark werden. Numerisch ergibt sich[2] $M_{PL} \approx 10^{19}$GeV.

Zur genauen Prüfung des Standardmodells wurde der große Elektron–Positron–Speicherring LEP[3] konzipiert. In der ersten Phase seines Betriebs wurde LEP bei einer Schwerpunktsenergie betrieben, die der Masse des Z-Bosons entspricht. Präzisionsmessungen auf und um die Z-Resonanz ergaben eine glänzende Übereinstimmung mit den Vorhersagen der elektroschwachen Theorie. Die Präzisionstests ermöglichten eine Eingrenzung der Masse des Topquarks, welches im Jahr 1994 am Fermilab erstmals direkt nachgewiesen werden konnte [2]. Unter Berücksichtigung dieses Ergebnisses lassen sich aus ähnlichen Präzisionstests Rückschlüsse auf die Masse des Higgsbosons ziehen. Derzeitige (noch vorläufige) Daten favorisieren ein leichtes Higgsboson um 100 GeV.

In der zweiten Phase (LEP2) der Datennahme am LEP wurde die Schwerpunktsenergie seit 1995 stufenweise erhöht. So konnte im Jahre 1996 erstmals an einem Elektron–Positron Speicherring die direkte Erzeugung von W-Boson-Paaren beobachtet werden. Abb. 1.1 zeigt das erste solche Ereignis, aufgenommen mit dem DELPHI[4]-Detektor am LEP.

Trotz seiner Erfolge läßt das SM viele Fragen offen. Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung wird eingeführt, um die Eichbosonmassen zu generieren ohne die Symmetrien der Theorie zu zerstören. Über die Größe der Fermionmassen macht es keine Aussage. Diese sind freie Parameter der Theorie, die aus dem Experiment bestimmt werden müssen.

Durch die Annahme von Supersymmetrie lassen sich viele Probleme des Standardmodells elegant lösen, ohne in Widerspruch mit den experimentellen Fakten zu geraten. Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. Jedes Teilchen des Standardmodells bekommt dabei einen supersymmetrischen Partner mit gleichen Quantenzahlen aber unterschiedlichem Spin zugeordnet. Da bislang jedoch keine supersymmetrischen Teilchen gefunden werden konnten, kann Supersymmetrie keine exakte Symmetrie sein. Es existieren verschiedene Modelle zu ihrer Brechung. Eine übliche Methode ist die Brechung der Supersymmetrie durch Hinzufügen expliziter weicher Brechungsterme in die Lagrangefunktion der Theorie. Dadurch werden viele neue freie Parameter in die Theorie eingebracht, wenn man keine zusätzlichen Annahmen über die Vereinheitlichung von Kopplungen bei hoher Energie macht.

Das minimale supersymmetrische Standardmodell (MSSM) ist die einfachste supersymmetrische Erweiterung des SM. Im Grenzfall hoher Massen supersymmetrischer Teilchen geht es in das SM über in dem Sinne, daß es die gleichen Kopplungen liefert wie das SM. Im Gegensatz zum SM benötigt es aber einen erweiterten Higgssektor, um alle notwendigen

---

[2] In dieser Arbeit wird die in der Hochenergiephysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ benutzt.
[3] Large Electron Positron collider
[4] DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification

Massen über den Higgsmechanismus zu erzeugen. Das hat zur Folge, daß mehrere physikalische Higgsbosonen in der Theorie auftauchen. Im Gegensatz zum Standardmodell mit zwei Higgsdupletts sind die Higgsselbstkopplungen im MSSM durch die Eichkopplungen festgelegt, und es ergibt sich für das leichte skalare Higgsboson im MSSM eine theoretische obere Schranke von etwa 150 GeV. Favorisierte supersymmetrische GUTs besitzen ein standardmodellartiges leichtes Higgsboson, für das eine Massenschranke von 97$\pm$6 GeV(120$\pm$2 GeV) für niedrige (hohe) Werte von $\tan\beta$ angegeben wurde [3]. Verbesserte Massenschranken erlauben daher drastische Einschnitte in den experimentell noch erlaubten Parameterbereich solcher Modelle. Neben der Produktion von Higgsbosonen durch Higgsstrahlung wie im Standardmodell besteht in einigen Teilen des Parameterbereiches die Möglichkeit der Paarproduktion von neutralen Higgsbosonen. Die entstandenen Higgsbosonen zerfallen vorwiegend in b-Quarks. Diese bilden in der Fragmentation b-Hadronen, die aufgrund ihrer hohen Lebensdauer und ihrer hohen Energie im Detektor charakteristische sekundäre Zerfallsvertizes bilden. In dieser Arbeit wurde im dominanten 4-Jet-Kanal nach Paarproduktion neutraler Higgsbosonen und nach der Produktion einzelner Higgsbosonen durch Higgsstrahlung gesucht. Um eine effiziente Unterdrückung von Hintergrundereignissen zu bewerkstelligen, wurde die Suche mit Hilfe Neuronaler Netze durchgeführt. Im Rahmen des SM und des MSSM lassen sich aus der Nicht-Beobachtung von Signalereignissen untere Grenzen auf die Massen der Higgsbosonen in diesen Modellen ableiten.

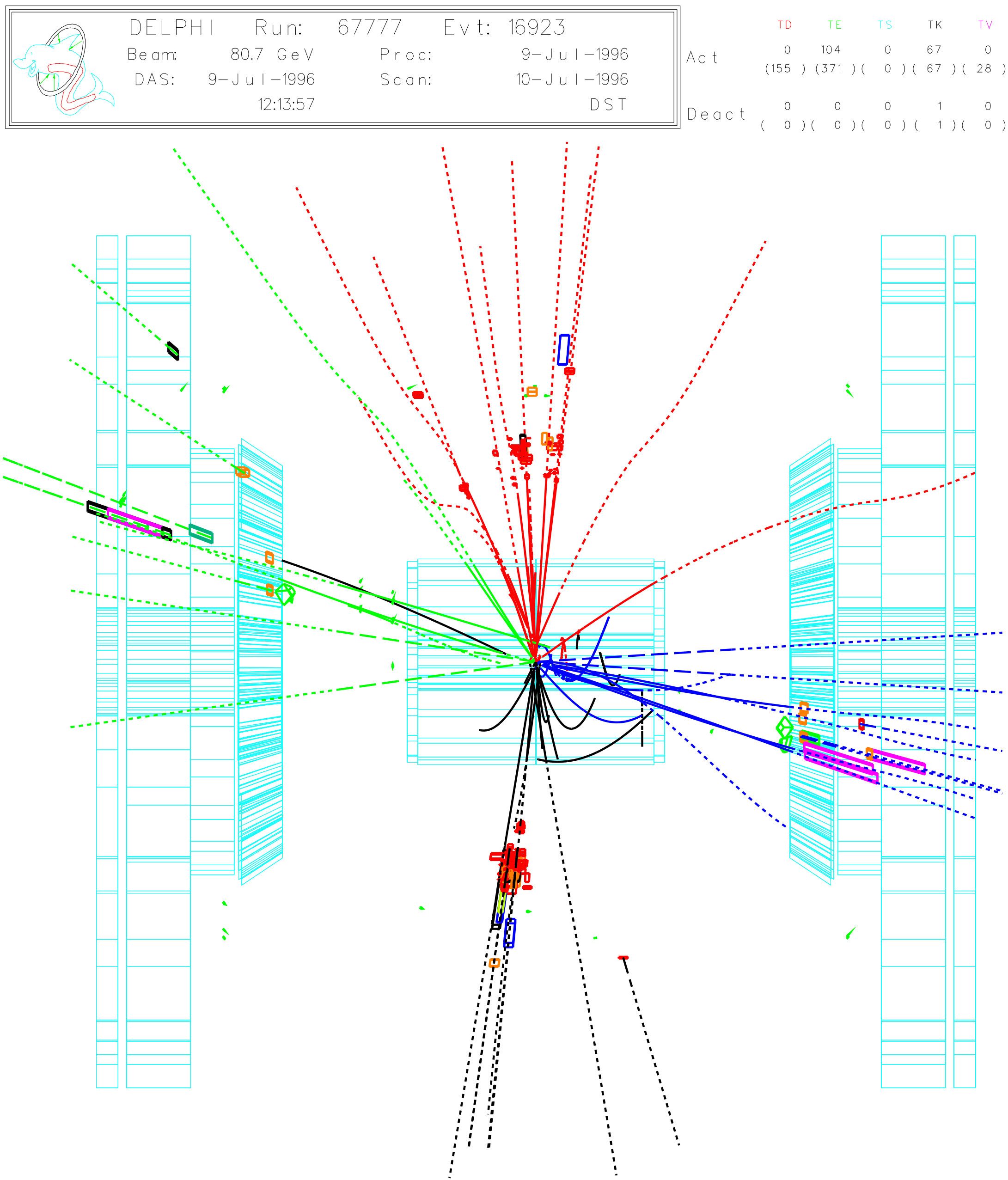


Abbildung 1.1: *Das erste W^+W^--Ereignis, das an einem e^+e^- Speicherring gefunden wurde. Beide W-Bosonen zerfallen hier hadronisch, daher erscheinen vier Jets im Endzustand.*

2

Grundlagen

Nach heutigem Kenntnisstand bilden Fermionen die fundamentalen Bausteine der Materie. Sichergestellt ist heute die Existenz von sechs verschiedenen Quarkflavours sowie von drei elektrisch geladenen und drei elektrisch neutralen Leptonen[1]. Zwischen diesen wirken vier fundamentale Wechselwirkungen. Elektromagnetische, starke und schwache Kraft werden durch Bosonen vermittelt, deren Existenz experimentell nachgewiesen werden konnte[2]. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik bietet eine exzellente Beschreibung der ersten drei genannten Kräfte als Eichtheorien. Tabelle 2.1 gibt eine Übersicht über die Teilchen des Standardmodells.

2.1 Eichtheorien, QED

Bei der Formulierung von Eichtheorien spielen Symmetrietransformationen eine zentrale Rolle. Bleibt die Lagrangedichte eines Feldes Ψ forminvariant bei Ersetzung $\Psi \to U\Psi$, spricht man von einer Symmetrie. U ist eine unitäre Transformationsmatrix. Eine einfache Symmetriegruppe ist die U(1). In diesem Fall ist $U = e^{-i\alpha}$, wobei α ein reeller freier Parameter ist. Dies entspricht einer einfachen Phasentransformation. Solange die Transformation unabhängig von Raum und Zeit ist, spricht man von einer globalen Phasentransformation. So ist die Lagrangedichte eines freien Spin-1/2 Feldes mit Masse m

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma 1\mu\partial_\mu - m)\psi. \tag{2.1}$$

invariant unter globalen $U(1)$-Phasentransformationen $\psi(x) \;\; \to \;\; e^{i\alpha}\psi(x)$. Nach dem Noethertheorem folgt daraus die Existenz eines erhaltenen Stromes. Die zugehörige erhaltene (additive) Quantenzahl kann mit der elektrischen Ladung identifiziert werden.

Hängt die Transformationsvorschrift dagegen von den Raumzeitkoordinaten ab, spricht man von lokalen Phasentransformationen:

$$\psi(x) \;\; \to \;\; e^{i\alpha(x)}\psi(x), \tag{2.2}$$

[1]Der direkte experimentelle Nachweis des τ- Neutrinos steht noch aus.

[2]Die vierte fundamentale Kraft, die Gravitation, spielt in dieser Arbeit keine Rolle.

	Teilchen	Spin	Ladung	Leptonzahl	Baryonzahl	
Fermionen						
Quarks	Up (u)	1/2	+2/3	0	1/3	
	Down (d)	1/2	-1/3	0	1/3	
	Strange (s)	1/2	-1/3	0	1/3	
	Charm (c)	1/2	+2/3	0	1/3	
	Bottom(b)	1/2	-1/3	0	1/3	
	Top(t)	1/2	+2/3	0	1/3	
Leptonen	Elektron (e)	1/2	-1	1	0	
	Myon (μ)	1/2	-1	1	0	
	Tauon (τ)	1/2	-1	1	0	
	ν_e	1/2	0	1	0	
	ν_μ	1/2	0	1	0	
	ν_τ	1/2	0	1	0	
Bosonen						
	Teilchen	Spin	Ladung	Leptonzahl	Baryonzahl	Wechselwirkung
Eichbosonen	Photon γ	1	0	0	0	Elektro-magnetische
	$W^\pm$	1	± 1	0	0	schwache
	Z^0	1	0	0	0	schwache
	Gluon (G)	1	0	0	0	starke

Tabelle 2.1: *Fermionen und Bosonen im SM. Zu jedem der aufgeführten Fermionen existiert zudem ein Antifermion mit ladungsartigen Quantenzahlen mit umgekehrtem Vorzeichen. Im SM mit minimalem Higgssektor kommt noch ein neutrales skalares Higgsboson hinzu.*

Die Lagrangedichte Gl. 2.1 ist unter solchen Transformationen nicht invariant. Invarianz unter lokalen Phasentransformationen erfordert die Einführung eines zusätzlichen Feldes, welches die zusätzlich auftretenden Terme absorbiert. Dazu geht man von der partiellen Ableitung ∂_μ zur kovarianten Ableitung

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu \tag{2.3}$$

über, die bei Transformationen des Feldes $\psi(x)$ nach Gl.(2.2) die Eigenschaft

$$D_\mu\psi(x) \quad \rightarrow \quad e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi(x) \tag{2.4}$$

besitzt. Das neu eingeführte Feld A_μ muß dann die Transformationseigenschaft

$$A_\mu \quad \rightarrow \quad A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha \tag{2.5}$$

besitzen. Bei Transformationen des Vierervektorpotential der klassischen Elektrodynamik wie in Gl. 2.5 bleiben die physikalischen $\vec{E}$- und $\vec{B}$-Felder ebenfalls unverändert. Deshalb kann man das Eichfeld A_μ aus Gl. 2.5 mit dem Vierervektorpotential der klassischen Elektrodynamik identifizieren.

Insgesamt ergibt sich die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu. \tag{2.6}$$

Der erste Term beschreibt das massive Elektronfeld, der zweite das Photonfeld, und der letzte schließlich die Wechselwirkung zwischen beiden. Aus dem Prinzip der kleinsten Wirkung ergeben sich aus Gl. 2.6 die Dirac-Gleichung für das Elektronfeld und die (inhomogenen) Maxwell-Gleichungen. Die Forderung der Forminvarianz unter lokalen $U(1)$-Phasentransformationen führt zwangsläufig zur Ankopplung des geladenen Fermionfeldes ψ an das Photonfeld A_μ. Interpretation von Gl. 2.6 im Rahmen einer Quantenfeldtheorie führt auf die Quantenelektrodynamik.

Weitere wichtige Symmetriegruppen sind die speziellen (det U=1) unitären Gruppen SU(N) in N Dimensionen, $U = e^{i\sum_j \alpha_j T_j}$. Die $N^2 - 1$ linear unabhängigen Matrizen T_j sind die Erzeugenden der Symmetrietransformation. Sie sind spurfrei und hermitesch, kommutieren aber im allgemeinen nicht miteinander:

$$[T_i, T_j] = i f_{ijk} T_k. \tag{2.7}$$

Die Konstanten f_{ijk} sind Strukturkonstanten der Gruppe. Die Paulimatrizen bilden zum Beispiel eine zweidimensionale Darstellung der SU(2), $T_i = \frac{1}{2}\sigma_i$, mit den Strukturkonstanten $f_{ijk} = \epsilon_{ijk}$. Eine übliche dreidimensionale Darstellung der acht Erzeugenden T_i der SU(3) bilden die Gell-Mann-Matrizen Λ_i, T_i=$\frac{1}{2}\Lambda_i$.

2.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik umfaßt eine Beschreibung von starker, schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung. Es basiert auf lokaler Eichinvarianz unter $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ Transformationen. Eckpfeiler sind die Quantenchromodynamik (QCD), die eine Eichtheorie der starken Wechselwirkung darstellt, und das Glashow-Salam-Weinberg (GSW) Modell der elektroschwachen Wechselwirkung.

2.2.1 Quantenchromodynamik (QCD)

Der Quantenchromodynamik (QCD) liegt eine SU(3)-Symmetrie im Raum der Farbladungen zugrunde, $SU(3)_C$. Jedes Quarkfeld q wird durch eine dreikomponentige Größe beschrieben, entsprechend den drei Farbfreiheitsgraden rot, grün und blau. Ausgehend von der Lagrangedichte für ein freies Fermionfeld $\psi = q$, Gl. 2.1, erhält man aus der Forderung nach lokaler Eichinvarianz bei der Transformation

$$\Psi \to e^{i\sum_j \alpha_j(x) T_j}\Psi \tag{2.8}$$

schließlich

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a - g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu. \tag{2.9}$$

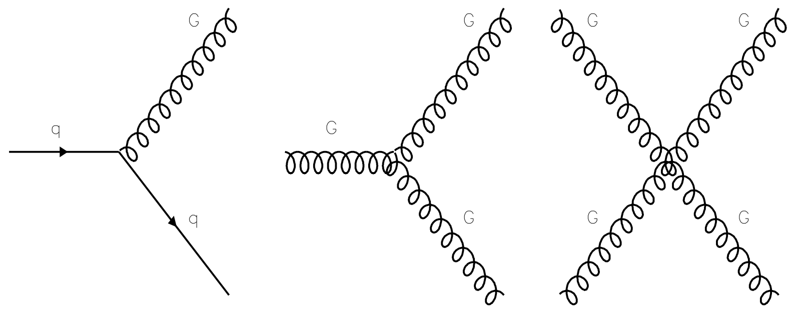


Abbildung 2.1: *Wechselwirkungsanteile der QCD-Lagrangedichte: die Quark-Gluon Kopplung (links), der Dreigluonvertex (Mitte) und der Viergluonvertex (rechts)*

Der Index a läuft von 1 bis 8. Der erste Term beschreibt wieder die Ausbreitung des massiven Quarkfeldes q, der zweite die acht Eichbosonfelder, Gluonen genannt, und der letzte die Wechselwirkung zwischen beiden. Der Feldstärketensor

$$G^i_{\mu\nu} = \partial_\mu G^i_\nu - \partial_\nu G^i_\mu - g_s f^{ijk} G^j_\mu G^k_\nu \qquad , \tag{2.10}$$

enthält einen zusätzlichen Term proportional zur Kopplungskonstanten g_s und den Strukturkonstanten f^{ijk}, der von der nichtabelschen Struktur der SU(3) herrührt. Schreibt man den Gluonfeldstärketensor in der Lagrangefunktion aus, so sieht man, daß die Gluonfelder an sich selbst koppeln. Symbolisch kann man die Wechselwirkungsanteile in der Lagrangedichte schreiben als

$$\mathcal{L} = \text{„} g_s \bar{q} q G + g_s G^3 + g_s^2 G^4 \text{“}. \tag{2.11}$$

Neu im Vergleich zur QED sind die Selbstwechselwirkungsanteile der Gluonfelder, der Drei-und Viergluonvertex, siehe Abb. 2.1.

Strahlungskorrekturen führen zu einer Energieabhängigkeit der Kopplungskonstante α_s als Funktion des Impulsübertrages. In erster Ordnung ergibt sich

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}}. \tag{2.12}$$

Hierin ist N_f die Anzahl der beteiligten Flavours. Bei hohen Impulsüberträgen Q^2 wird α_s klein[3]. Derartige Prozesse lassen sich störungstheoretisch beschreiben. Bei kleinen Impulsüberträgen steigt die Kopplungskonstante α_s dagegen stark an mit der Konsequenz, daß eine störungstheoretische Behandlung nicht mehr möglich ist, und man auf

[3] Im Grenzfall sehr hoher Impulsüberträge sind die Quarks nur schwach gebunden. Dies wird auch als asymptotische Freiheit bezeichnet.

Generation			Isospin		Hyperladung	
I	II	III	T	T_3	Y	
ν_e	ν_μ	ν_τ	1/2	1/2	-1	
e_L	μ_L	τ_L	1/2	-1/2	-1	Leptonen
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-2	
u_L	c_L	t_L	1/2	1/2	1/3	
d_L	s_L	b_L	1/2	-1/2	1/3	
u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	Quarks
d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	

Tabelle 2.2: *Quantenzahlen von Quarks und Leptonen in der elektroschwachen Wechselwirkung*

heuristische Modelle angewiesen ist. Die Stärke der Wechselwirkung bei niedrigen Impulsüberträgen wird für den Einschluß der Quarks in farbneutralen Hadronen verantwortlich gemacht. Dieses Verhalten bezeichnet man auch als Quarkeinschluß oder „Confinement".

2.2.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Das GSW-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt die schwache und die elektromagnetische Kraft [4,5]. Es beruht auf der Forderung nach Eichinvarianz unter lokalen $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Transformationen. Die zur SU(2) gehörenden Eichbosonfelder $\vec{\boldsymbol{W}}^{\boldsymbol{\mu}} = (W_1^\mu, W_2^\mu, W_3^\mu)$ koppeln an den schwachen Isospin (T, T_3) linkshändiger Fermionen, das Eichbosonfeld B^μ der U(1) an die schwache Hyperladung Y. Schwacher Isospin und schwache Hyperladung sind für Quarks und Leptonen in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Die dritte Komponente des Isospins T_3 und die schwache Hyperladung Y sind durch die Gell-Mann-Nishijima Relation mit der elektrischen Ladung verknüpft:

$$Q = T_3 + Y/2 \tag{2.13}$$

Analog zur Quantenelektrodynamik ist der Feldstärketensor $B_{\mu\nu}$ der $\mathrm{U}(1)_Y$ definiert als

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \tag{2.14}$$

Die Feldstärketensoren der W-Felder enthalten zusätzliche Terme, die daher rühren, daß die Generatoren der SU(2) nicht miteinander kommutieren:

$$F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu - g\epsilon^{ijk} W^j_\mu W^k_\nu. \tag{2.15}$$

Die Lagrangefunktion des Modells besitzt vier additive Anteile:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y. \tag{2.16}$$

$\mathcal{L}_G$ enthält die Eichbosonfeldanteile,

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}. \tag{2.17}$$

Die Lagrangedichte der Fermionfelder $\mathcal{L}_F$ wird in einen links- und einen rechtshändigen Anteil aufgespalten,

$$\mathcal{L}_F = \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \sum_{\psi_R} \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R, \tag{2.18}$$

mit unterschiedlichen kovarianten Ableitungen D_μ. Für die rechtshändigen Fermionen ist

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y_W B_\mu, \tag{2.19}$$

da sie nicht an den schwachen Isospin koppeln. Für die SU(2)-Dupletts der linkshändigen Fermionen ist

$$D_\mu = \boldsymbol{I}(\partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y_W B_\mu) + i\frac{g}{2}\vec{\boldsymbol{\tau}} \cdot \vec{\boldsymbol{W}}_{\boldsymbol{\mu}}, \tag{2.20}$$

mit dem Paulimatizen $\vec{\boldsymbol{\tau}} = (\tau_1, \tau_2, \tau_3)$ und der 2×2 Einheitsmatrix $\boldsymbol{I}$. Für Quarkfelder ist zusätzlich noch der Farbfreiheitsgrad zu berücksichtigen. Die Formulierung als Eichtheorie impliziert allerdings masselose Eich- und Fermionfelder. Einfügen von expliziten Massetermen würde die SU(2)×U(1)-Symmetrie zerstören.

2.2.3 Spontane Symmetriebrechung, Higgsmechanismus

Abhilfe schafft die spontane Symmetriebrechung durch den Higgsmechanismus. Dazu dienen die beiden letzten Teile der Lagrangefunktion in Gl. 2.16. $\mathcal{L}_H$ wird zunächst eichinvariant unter SU(2)×U(1)-Transformationen gewählt:

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu\Phi)^\dagger D_\mu\Phi - V(\Phi). \tag{2.21}$$

Im Standardmodell mit minimalem Higgssektor ist Φ ein SU(2)-Duplett eines geladenen und eines neutralen komplexen skalaren Feldes,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_2 + i\Phi_3 \end{pmatrix}. \tag{2.22}$$

mit $T = 1/2$ und $Y = 1$. Das Higgspotential ist

$$V(\Phi) = \mu^2\Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \tag{2.23}$$

λ ist ein positiver reeller Parameter. Solange μ^2 positiv ist, beschreibt die Lagrangefunktion 2.21 ein System von vier selbstwechselwirkenden skalaren Felder Φ_i mit Masse μ. Für

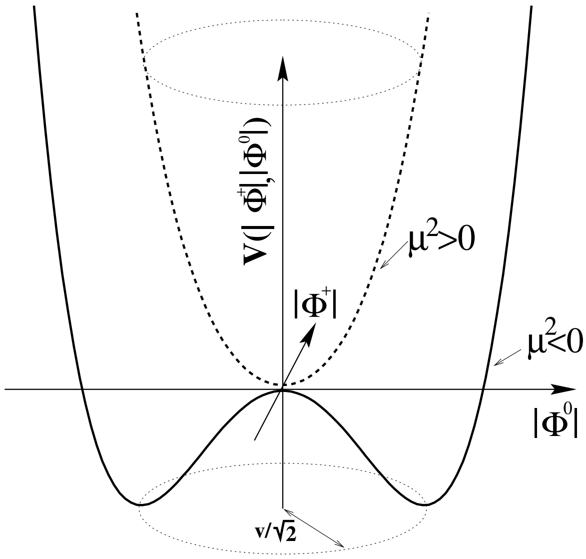


Abbildung 2.2: *Schematische Darstellung des Higgspotentials für positive und negative Werte von μ^2, als Funktion der Beträge der komplexen Komponenten des SU(2)-Higgsdupletts. Solange μ^2 positiv ist, gibt es nur ein triviales Minimum im Nullpunkt. Für negative Werte von μ^2 ist das Potential immer dann minimal, wenn $|\Phi^+|^2 + |\Phi^0|^2 = v^2/2$ erfüllt ist.*

negative Werte von μ^2 ergibt sich für $V(\Phi^\dagger\Phi)$ immer dann ein nicht triviales Minimum, wenn

$$\Phi^\dagger\Phi \quad = \tfrac{1}{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2) \quad = \frac{-\mu^2}{2\lambda}. \tag{2.24}$$

Die Situation ist in Abb. 2.2 skizziert. Ein spezielles Minimum ist

$$\Phi_0 \quad = \quad \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \tag{2.25}$$

mit

$$v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}. \tag{2.26}$$

Wegen $T_3 = -1/2$ und $Y = 1$ ist dieser Grundzustand elektrisch neutral, wie man aus Gl. 2.13 sieht. Zudem geht der Grundzustand bei Transformationen

$$\Phi_0 \to e^{i\alpha(x)Q}\Phi_0 \tag{2.27}$$

in sich selbst über. Diese Wahl des Grundzustands stellt damit sicher, daß die $U(1)_{em}$ der Quantenelektrodynamik ungebrochen bleibt, so daß das Photon masselos bleibt.

Fluktuationen um das Minimum des Potentials kann man durch

$$\Phi(x) = e^{i\vec{\tau}\vec{\Theta}(x)/v} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \tag{2.28}$$

parametrisieren. Die Eichfreiheit erlaubt die Wahl einer speziellen Eichung

$$\Phi(x) \quad = \quad \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} / \sqrt{2}. \tag{2.29}$$

Die ursprüngliche $\mathrm{SU}(2)_L \times \mathrm{U}(1)_Y$-Symmetrie wird dabei versteckt. Der Grundzustand des Systems besitzt diese Symmetrie nicht mehr. Man spricht von spontaner Symmetriebrechung.

Eichbosonmassen

Durch Einsetzen von Gl. 2.29 in die ursprüngliche Lagrangefunktion ergeben sich Masseterme für die Eichbosonen. Von den vier ursprünglichen Freiheitsgraden des Higgssektors werden dabei drei in den neuen longitudinalen Freiheitsgraden der nun massiven Eichbosonen absorbiert. Zurück bleibt ein massives physikalisches Feld $h(x)$, das Higgsfeld. Die masselosen Goldstonebosonen $\vec{\Theta}(x) = (\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3)$ des ursprünglichen Higgssektors werden von den Eichbosonen gleichsam „gefressen". Aus W_μ^1 und W_μ^2 ergeben sich zwei geladene Felder $W_\pm^\mu$

$$W_\pm^\mu = \frac{1}{2}(W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \tag{2.30}$$

mit Masse

$$M_{W^\pm} = vg/2. \tag{2.31}$$

W_μ^3 und B_μ mischen zum masselosen Photonfeld A^μ und einem neutralen massiven Feld Z^μ:

$$\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta_W & \sin\Theta_W \\ -\sin\Theta_W & \cos\Theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ W_3^\mu \end{pmatrix}. \tag{2.32}$$

Der schwache Mischungswinkel Θ_W [4] ist mit den Kopplungskonstanten g und g' verknüpft:

$$\tan\Theta_W = \frac{g'}{g} \tag{2.33}$$

Die Masse des Z^0-Bosons ergibt sich zu

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{2.34}$$

Durch Umschreiben der Lagrangefunktion auf die physikalischen Felder findet man für die elektrische Ladung

$$e = g'\cos\Theta_W = g\sin\Theta_W \tag{2.35}$$

Aus der Myonzerfallskonstante

$$G_F/\sqrt{2} = g^2/(8M_W^2) \tag{2.36}$$

und der Beziehung für die Masse des W-Bosons kann man den Wert des Vakuumerwartungswertes v berechnen:

$$v = 2^{-1/4} G_F^{-1/2} \approx 246 \text{ GeV}. \tag{2.37}$$

Da der Parameter λ in Gl. 2.26 unbestimmt bleibt, kann über die Masse des Higgsbosons keine Aussage gemacht werden.

[4] Θ_W wird gelegentlich auch als Weinbergwinkel bezeichnet.

Fermionmassen

Aus dem letzten Anteil $\mathcal{L}_Y$ von Gl. 2.16 ergeben sich die Fermionmassen:

$$\mathcal{L}_Y = \sum_{\alpha,\beta} (-f_u^{\alpha\beta}\bar{q}'_{L,\alpha}\Phi^c u'_{R,\beta} - f_d^{\alpha\beta}\bar{q}'_{L,\alpha}\Phi d'_{R,\beta} - f_e^{\alpha\beta}\bar{l}'_{L,\alpha}\Phi e'_{R,\beta} + h.c.). \quad (2.38)$$

Die Summation läuft dabei über die alle drei Generationen von Fermionfamilien. $\Phi^c = i\tau_2\Phi^*$ bezeichnet das zu Φ ladungskonjugierte Higgsduplett, das hier eingeführt werden muß, um auch den u-Typ Quarks Masse geben zu können. $q'_{L,\alpha}$ und $l'_{L,\alpha}$ bezeichnen die Dupletts der linkshändigen Quarks bzw. Leptonen der Generation α. $u'_{R,\alpha}$, $d'_{R,\alpha}$ und $l'_{R,\alpha}$ sind die zugehörigen rechtshändigen Singuletts. Es ergeben sich drei im allgemeinen nicht diagonale 3×3 Massenmatrizen $\boldsymbol{m}'_u$, $\boldsymbol{m}'_d$, $\boldsymbol{m}'_e$

$$\boldsymbol{m}'_i = \frac{v}{\sqrt{2}}\boldsymbol{f}_\alpha \quad (2.39)$$

für $i = u, d, e$. Massen – und Wechselwirkungseigenzustände sind im allgemeinen nicht gleich. Der Übergang zwischen beiden wird durch unitäre 3×3 Matrizen $\boldsymbol{S}^i_{L,R}$ (i=u,d,e) bewerkstelligt. Wegen der Unitarität der Matrizen spielt dies für neutrale Ströme keine Rolle. Das bedeutet, daß es (abgesehen von Prozessen höherer Ordnung) keine flavourändernden neutralen Ströme gibt. Bei geladenen Strömen kommt es jedoch zu einer Mischung der Quarkgenerationen:

$$J^\mu_{ch} = 2\bar{u}'_{L,\alpha}\gamma^\mu d'_{L,\alpha} = 2\bar{u}_{L,\alpha}\gamma^\mu \boldsymbol{S}^{u\dagger}_L \boldsymbol{S}^d_L d_{L,\alpha}. \quad (2.40)$$

Die ebenfalls unitäre Matrix

$$\begin{aligned} \boldsymbol{V} &= \boldsymbol{S}^{u\dagger}_L \boldsymbol{S}^d_L \quad (2.41) \\ &= \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

wird CKM-Matrix[5] genannt. Die Größe ihrer Matrixelemente wird von der Theorie nicht vorhergesagt. Sie bestimmen die Stärke von Übergängen zwischen den Quarkfamilien. Wegen der Unitarität der CKM–Matrix sind die Matrixelemente nicht unabhängig. Zur vollständigen Beschreibung reichen drei Winkel und eine Phase. Die experimentelle Bestimmung der Matrixelemente auf verschiedenen Wegen kann, zusammen mit der Unitaritätbedingung für die CKM–Matrix, als Konsistenzcheck des Standardmodells dienen. Die Existenz einer Phase in der CKM–Matrix verursacht zudem CP-Verletzung.

Die Mischung der Quarkgenerationen Gl. 2.40 absorbiert man gewöhnlich in den Q=-1/3 Quarks:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \boldsymbol{V} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

[5] Cabbibo-Kobayashi-Maskawa Matrix

Higgsbosonmasse

In niedrigster Ordnung ist die Higgsmasse gegeben durch

$$m_H^2 = 2\lambda v^2. \tag{2.43}$$

Da λ unbekannt ist, ist auch die Higgsmasse unbekannt. Dennoch ist es möglich, die Higgsmasse im Standardmodell einzuschränken. Eine obere Schranke folgt bereits aus der Unitaritätsbedingung bei der Streuung longitudinaler W-Bosonen, $m_H^2 \leq 2\sqrt{2}\pi/G_F \approx (850\ \mathrm{GeV})^2$ [6]. Stärkere Einschränkungen erhält man, wenn man Strahlungskorrekturen mitberücksichtigt. Korrekturen zur Higgsselbstkopplung kommen zum einen von Higgsschleifen, die die Kopplung vergrößern, zum anderen von Topquarkschleifen, die negative Beiträge liefern. Aus der Energieabhängigkeit der Kopplung λ und der Top-Yukawakopplung ergibt sich eine obere Grenze (abhängig von einem Abschneideparameter Λ) von [6]

$$m_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3\log\frac{\Lambda^2}{v^2}}. \tag{2.44}$$

Umgekehrt können die negativen Beiträge durch Topquark-Korrekturen λ derart verkleinern, daß die Kopplung negativ wird. In diesem Fall würde der Grundzustand des Higgspotentials instabil werden, was bei hinreichend hoher Higgsbosonmasse vermieden werden kann. Daraus kann man eine untere Grenze für die Masse des Higgsbosons angeben. Für eine Masse von $m_t = 175$ GeV ergibt sich [6]

$$\begin{aligned} 55\ \mathrm{GeV} \lesssim m_H \lesssim 700\ \mathrm{GeV} \quad (\Lambda = 10^3\mathrm{GeV}) \\ 130\ \mathrm{GeV} \lesssim m_H \lesssim 190\ \mathrm{GeV} \quad (\Lambda = 10^{19}\ \mathrm{GeV}). \end{aligned} \tag{2.45}$$

Higgsschleifenkorrekturen ergeben Korrekturterme, die logarithmisch in der Higgsbosonmasse sind. Unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen kann man die Fermikopplungskonstante [6] in Gl. 2.36 schreiben als

$$G_F/\sqrt{2} = \frac{2\pi\alpha}{\sin^2 2\Theta_W M_Z^2}(1 + \Delta r_\alpha + \Delta r_t + \Delta r_H + ...). \tag{2.46}$$

Δr_α beschreibt die Änderung der elektromagnetischen Kopplungskonstanten beim Übergang zur Skala M_Z, Δr_t enthält b-t-Quark Schleifenkorrekturen zur W- und Z-Bosonmasse, die quadratisch in der t-Masse sind. Δr_H schließlich ist logarithmisch abhängig von der Higgsbosonmasse. Insbesondere die Z-Masse wurde von LEP sehr präzise vermessen, und auch der Fehler der W-Bosonmasse konnte durch Kombination von Messungen am Tevatron und LEP2 erheblich reduziert werden. Durch die Anpassung freier Parameter an elektroschwache Präzisionsdaten kann man daher ebenfalls Informationen über die Higgsbosonmasse gewinnen. Derzeit liegt die obere Massengrenze (95%CL) für die SM-Higgsbosonmasse aus elektroschwachen Präzisionstests bei 262 GeV. Der Zentralwert liegt derzeit bei 91^{+64}_{-41}, so daß ein leichtes Higgsboson von vorläufigen Präzisionsdaten bevorzugt scheint [7, 16].

2.2.4 Produktionsmöglichkeiten und Zerfälle bei LEP

Produktion

Der wichtigste Produktionsmechanismus für $\sqrt{s} > M_Z$ ist die Higgsstrahlung, bei der ein Higgsboson zusammen mit einem Z-Boson produziert wird, wie links in Abb. 2.3 gezeigt.

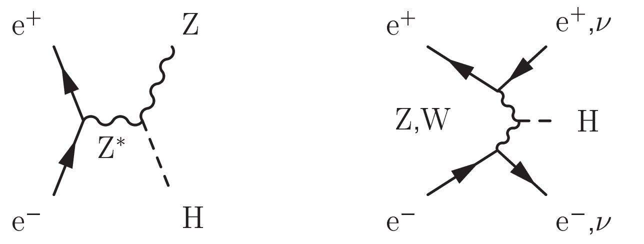


Abbildung 2.3: *Higgsproduktion durch Higgsstrahlung (links) und W/Z-Fusion (rechts)*

Für $M_Z \lesssim \sqrt{s} \lesssim M_Z + M_H$ sind beide Z-Bosonen virtuell und der totale Wirkungsquerschnitt des Prozesses $e^+e^- \to Z^* \to Z^*H$ mit $Z^* \to f\bar{f}$ ist im allgemeinen nur für sehr kleine Higgsbosonmassen relevant [8], die bereits bei LEP und SLC ausgeschlossen wurden. Falls $\sqrt{s} > M_Z + M_H$, ist das Z-Boson im Endzustand reell. Der totale Wirkungsquerschnitt für Higgsstrahlung ist dann [8]

$$\sigma(e^+e^- \to HZ) = \frac{\pi\alpha^2\lambda^{1/2}[\lambda + 12sM_Z^2][1 + (1 - 4\sin^2\Theta_W)^2]}{192s^2\sin^4\Theta_W\cos^4\Theta_W(s - M_Z^2)^2} \tag{2.47}$$

mit

$$\lambda = (s - M_H^2 - M_Z^2)^2 - 4M_H^2M_Z^2. \tag{2.48}$$

Für LEP2-Energien ist er typischerweise von der Größenordnung 1 pb. Die Tatsache, daß der Endzustand ein reelles Z-Boson enthält, spielt bei der Suche nach solchen Endzuständen eine wichtige Rolle, wie später noch deutlich werden wird.

Neben der Z-Strahlung gibt es auch die Möglichkeit der Produktion von Higgsbosonen durch W-Fusion, $WW \to H$ oder $ZZ \to H$. Die zugehörigen Diagramme sind in Abb. 2.3 rechts gezeigt. Sie enthalten neben dem Higgsboson Neutrinos bzw. Elektronen im Endzustand und sind für LEP2-Energien und die hier erreichbaren Higgsbosonmassen klein. Bei fester Higgsmasse werden sie aber umso wichtiger, je höher die Schwerpunktsenergie ist. Zu den in dieser Arbeit untersuchten Endzuständen tragen sie jedoch nicht bei.

Zerfall

Das Higgsboson des Standardmodells kann sowohl in Eichbosonen als auch in Fermionen zerfallen. Zerfälle in Paare massiver Eichbosonen sind bei LEP2 kinematisch nicht zugänglich. Für den Zerfall des Higgsbosons in ein beliebiges Paar von Fermionen (Abb. 2.4) gilt in niedrigster Ordnung

$$\Gamma(H \to \bar{f}f) = N_c \frac{G_F m_f^2 M_H}{4\sqrt{2}\pi}\beta^3 \qquad (2.49)$$
$$\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_H^2}.$$

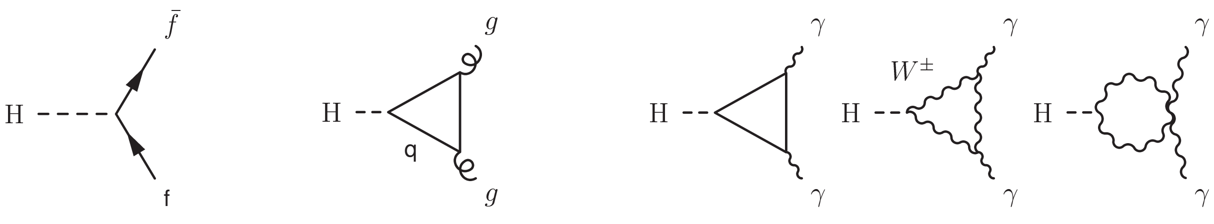
Dabei ist der Farbfaktor $N_c = 3$ für Quarks, sonst ist $N_c = 1$. Während elektroschwache Korrekturen klein sind, müssen für Quarks QCD-Korrekturen berücksichtigt werden. Der Großteil dieser Korrekturen kann durch Verwendung laufender Massen berücksichtigt werden, wobei die relevante Skala durch m_H bestimmt ist. Zum Beispiel ergibt sich für die Massen $m_b(M_b)$=4,23 GeV und $m_c(M_c)$=1,23 GeV bei der Skala μ=100 GeV $m_b(\mu) \approx$2,9 GeV und $m_c(\mu) \approx$0,62 GeV [6] [10, 11].

Zerfälle in Photonen und Gluonen sind nur durch Prozesse höherer Ordnung möglich. Der Zerfall in zwei Gluonen kann über eine Quarkschleife wie in Abb. 2.4(b) gezeigt erfolgen. Die Zerfallsbreite $\Gamma(H \to gg)$ steigt mit m_H^3 an und wird daher bei hohen Higgsbosonmassen immer wichtiger. Für Higgsmassen, die bei LEP2 zugänglich sind, ist dieser Beitrag klein. Zum Zerfall in zwei Photonen tragen Diagramme mit Fermion- und W-Boson-Schleifen bei, Abb. 2.4(c). Im Standardmodell mit erweitertem Higgssektor können außerdem Schleifen mit geladenen Higgsbosonen hinzukommen. Auch die Breite $\Gamma(H \to \gamma\gamma)$ steigt mit m_H^3 an, und wird damit bei höherer Schwerpunktsenergie immer wichtiger. Bei LEP2-Energien und den hier zugänglichen Higgsbosonmassen ist dieser Beitrag klein, und spielt keine Rolle. Wenn das Higgsboson bei LEP2 nicht gefunden wird, wird dieser Kanal aber insbesondere bei zukünftigen Hadronbeschleunigern wie dem LHC[7] interessant, da hier die hadronischen Zerfallskanäle infolge des hohen Untergrundes weitgehend unzugänglich sein werden. Das kleine Verzweigungsverhältnis wird durch höhere Ereignisraten ausgeglichen.

Zerfall $H \to$	(Anteil in %)
$b\bar{b}$	84,1
$c\bar{c}$	3,8
$\tau^+\tau^-$	7,8
gg	4,1
$\gamma\gamma$	0,1
andere	0,1

Tabelle 2.3: *Verzweigungsverhältnisse eines m_H=85 GeV Higgsbosons im SM [9]*

Die totale Zerfallsbreite des Higgsbosons ist im Standardmodell für Massen im Bereich $m_H \lesssim 100$ GeV in der Größenordnung von 3 MeV und damit experimentell nicht auflösbar [11]. Bei hohen Higgsbosonmassen, wenn der Zerfall in W- und Z-Bosonen oder t-Quarks möglich ist, kann die Breite dagegen erhebliche Werte annehmen. Für ein 750 GeV Higgsboson ergibt sich z.B. eine totale Breite in der Größenordnung von 200 GeV [10]. In Tabelle 2.3 sind exemplarisch die Verzweigungsverhältnisse eines 85 GeV Higgsbosons aufgeführt [9]. Es zerfällt zum überwiegenden Teil in b-Quarks. Daneben spielt der Zerfall in τ-Leptonen eine Rolle. Zerfälle in c-Quarks machen in diesem Beispiel nur etwa 4% aus. Sie sind experimentell schwerer zugänglich als Endzustände mit b-Quarks, für die



(a) $h \to f\bar{f}$ (b) $h \to gg$ (c) $h \to \gamma\gamma$

Abbildung 2.4: *Feynman-Diagramm für den Zerfall des Higgsbosons in Fermionen (a), Gluonen (b) und Photonen (c)*

eine effiziente Erkennung möglich ist.

Charakteristische Endzustände

Die Higgsstrahlung $e^+e^- \to HZ$ ist der vielversprechendste Prozeß zur Produktion des SM-Higgsbosons bei LEP2-Energien. Das Z ist reell und zerfällt vorwiegend hadronisch, unsichtbar oder in geladene Leptonen. Seine Zerfallshäufigkeiten sind in Tabelle 2.4 aufgelistet. Andere Zerfallsarten spielen hier keine Rolle. Im rein hadronischen Kanal $e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}q\bar{q}$ werden fast 60% der Higgsbosonereignisse erwartet. Die vier Quarks im Endzustand bilden typischerweise vier oder mehr Jets aus, wobei die invariante Masse der Jets vom Z-Zerfall nahe M_Z liegen sollte. Beim nächst wichtigsten Kanal zerfällt das Z-Boson unsichtbar, $e^+e^- \to HZ \to b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. Bei diesem Endzustand erwartet man zwei b-Jets und eine fehlende Masse nahe M_Z. Es gibt zusätzliche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch W-Fusion. Zerfälle des Z-Bosons in Elektronen oder Myonen sind mit je etwa 3% zwar eher selten, ergeben aber sehr klare experimentelle Signaturen. Man erwartet hier Endzustände mit zwei b-Jets und zwei isolierten Leptonen, deren invariante Masse nahe M_Z liegt. Auch in Endzuständen mit τ-Leptonen wurde nach dem Higgsboson gefahndet. Man erwartet entweder zwei b-Jets und zwei τ-Leptonen mit invarianter Masse nahe M_Z, oder zwei τ-Leptonen und zwei Quarkjets mit invarianter Masse nahe M_Z. In den rein leptonischen Kanälen sind die Verzweigungsverhältnisse kleiner als 0,3%.

2.2.5 Nichtminimale Erweiterungen des Standardmodells

Gl. 2.23 ist nicht die einzige mögliche Wahl des Higgssektors. Es wurden eine Vielzahl von Modellen mit erweitertem Higgssektor vorgeschlagen. Die wichtigsten experimentellen Einschränkungen kommen dabei zum einem vom ρ-Parameter,

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2(\Theta_W)} \tag{2.50}$$

[6]für $\alpha_s(M_Z) = 0,118$
[7]Large Hadron Collider

Zerfall $H \rightarrow$	Zerfall $Z \rightarrow$	Γ_i/Γ_{tot} in %	relative Häufigkeit in %
$b\bar{b}$	$q\bar{q}$	69,9±0,15	58,8
$b\bar{b}$	$\nu\bar{\nu}$	20,01±0,16	16,8
$b\bar{b}$	e^+e^-	3,366±0,008	2,8
$b\bar{b}$	$\mu^+\mu^-$	3,367±0,013	2,8
$b\bar{b}$	$\tau^+\tau^-$	3,360±0,015	2,8
$\tau^+\tau^-$	$q\bar{q}$	69,9±0,15	5,5

Tabelle 2.4: *Relative Häufigkeit der wichtigsten Endzustände für die Produktion eines m_H=85 GeV SM-Higgsbosons. Die Häufigkeiten der einzelnen Z-Zerfälle wurden Ref. [12] entnommen. Zerfälle des Higgsbosons in c-Quarks und Gluonen sind experimentell schwer zugänglich, weil sie von Hintergrundprozessen überdeckt werden. Endzustände mit Elektronen und Myonen sind zwar selten, zeigen experimentell aber eine klare Signatur. Rund 60% der Higgsereignisse werden im vollhadronischen Kanal $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$ erwartet.*

für den experimentell $\rho \approx 1$ gilt. Im GSW-Modell ist er (in niedrigster Ordnung) exakt 1. Zum anderen gilt es, auftretende flavourändernde neutrale Ströme zu kontrollieren, um nicht in Widerspruch mit experimentellen Ausschlußschranken zu geraten. Eine vieldiskutierte Erweiterung des Higgssektors des Standardmodells, das diese Bedingungen (bei geeigneter Wahl der Fermion-Higgsboson Kopplungen) erfüllt, ist das Zwei-Higgsduplett-Modell [8]. Es besitzt zwei Y=1 $SU(2)_L$-Higgsdupletts. Die Wahl

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}, \Phi_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 e^{i\xi} \end{pmatrix} \tag{2.51}$$

bricht die SU(2)$_L$×U(1) wie gefordert in die U(1)$_{em}$. Von den acht Freiheitsgraden des erweiterten Higgssektors werden wieder drei in den longitudinalen Freiheitsgraden der Eichbosonen absorbiert. Damit bleiben fünf massive Higgsbosonen in der Theorie übrig: zwei geladene und drei neutrale, von denen zwei skalar und eines pseudoskalar ist.

2.3 Supersymmetrie

2.3.1 Vorbemerkungen

Trotz seiner Erfolge bleiben viele Fragen im Standardmodell offen. Es wurde versucht, die SU(3)$_C$×SU(2)$_L$×U(1) in eine höhere Symmetriegruppe, etwa eine SU(5) oder eine SO(10), einzubetten. In solchen GUTs[8] erwartet man eine Vereinigung der Kopplungskonstanten bei einer Skala von $M_{GUT} \approx 10^{15}$GeV. Verfolgt man die Entwicklung der Kopplungskonstanten in der Energie im Standardmodell mit Hilfe der Renormierungsgruppengleichungen, so zeigt sich aber, daß sich die Kopplungskonstanten nicht treffen [13, 14].

[8]Grand Unified Theories

Die Einbettung der Symmetrien des Standardmodells in eine größere Symmetriegruppe erzwingt zudem die Einführung neuer schwerer Eichbosonen, die Übergänge zwischen Quarks in Leptonen vermitteln und damit zu einer endlichen Lebensdauer des Protons führen würden. Die Protonlebensdauer für den Zerfall $p \to e^+\pi^0$ läßt sich durch

$$\tau_p \approx \frac{M_X^4}{m_p^5} \tag{2.52}$$

abschätzen [5]. Es ergeben sich Lebensdauern in der Größenordnung 10^{30} Jahre, im Widerspruch zur derzeitigen $90\%CL$ Ausschlußgrenze von $5,5 \times 10^{32}$ Jahren [12] für diesen Kanal.

Ein weiteres Problem des Standardmodells ist das Hierarchieproblem. Auf Einschleifenniveau gibt es Korrekturen zur Higgsselbstenergie durch Fermionschleifen, wie links in Abb. 2.5 gezeigt. Der Beitrag dieses Diagramms ist quadratisch im Abschneideparameter Λ der Integration über den Impuls des in der Schleife umlaufenden Fermions f. Wenn das Standardmodell bis zu Energieskalen der großen Vereinheitlichung gültig sein soll, ist $\Lambda = \Lambda_{\text{GUT}} \approx 10^{15}$ GeV. Um eine Higgsmasse der Größenordnung 10^3 GeV zu erhalten, ist daher ein extremes „Finetuning“ bei der Renormierung der Masse notwendig, um die auftretenden quadratischen Divergenzen zu balancieren.

Unter Annahme von Supersymmetrie lassen sich einige Probleme des Standardmodells elegant lösen. Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen [15]. Ihre Generatoren machen aus bosonischen Zuständen fermionische und umgekehrt:

$$\begin{aligned} Q_i|Boson> &= |Fermion> \\ Q_i|Fermion> &= |Boson> . \end{aligned} \tag{2.53}$$

Sie ändern den Spin des Anfangszustandes um eine halbe Einheit, sind also fermionische und damit antikommutierende Größen.

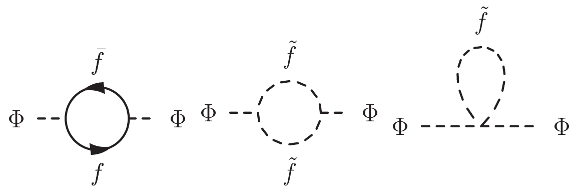


Abbildung 2.5: *Fermionische Beiträge zur Selbstenergie des Higgsbosons. Im Standardmodell trägt nur das Diagramm ganz links bei, im MSSM kommen die beiden anderen hinzu.*

In supersymmetrischen Theorien hat jedes Fermion einen bosonischen supersymmetrischen Partner mit ansonsten gleichen Quantenzahlen [15]. Im Falle der quadratischen Divergenzen im Hierarchieproblem ergeben sich daher weitere Diagramme, die aber mit entgegengesetzem Vorzeichen beitragen, so daß sich die quadratischen Divergenzen wegheben. Im Falle exakter Supersymmetrie, also gleicher Massen der Superpartner und Standardmodellteilchen, heben sich die Korrekturen weg. Bislang wurden in der Natur allerdings noch keine supersymmetrischen Teilchen beobachtet. Daher kann diese Symmetrie nicht exakt sein. Brechung der Supersymmetrie führt zu unterschiedlichen Massen der supersymmetrischen Partner. Die Aufhebung der Korrekturen ist dann nicht mehr vollständig, die verbleibenden Divergenzen sind aber nur logarithmisch. Aus der Forderung, daß Korrekturen zur Higgsmasse höchstens von der gleichen Größenordnung wie die Higgsmasse selbst sein sollten, kann man eine obere Schranke auf die Massenskala von $M_{SUSY} \approx 1$TeV ableiten. Dies ist die Hauptmotivation für die Existenz von Supersymmetrie bei niedriger Energie. Offen bleibt allerdings die Frage, warum die Planck-Skala (Gl. 1.1) so viel höher liegt als M_{SUSY}.

Außerdem konnte gezeigt werden, daß im Rahmen supersymmetrischer GUTs eine Vereinheitlichung der Kopplungskonstanten möglich ist [14]. Dies liegt daran, daß die neuen supersymmetrischen Teilchen ebenfalls Beiträge zum Laufen der Kopplungskonstanten liefern. Der Vereinigungspunkt liegt in solchen Theorien typischerweise oberhalb von 10^{16} GeV. Dadurch ist auch die Protonlebensdauer kein Problem. Auch das Laufen der Yukawakopplungen der skalaren Massenterme wird durch Renormierungsgruppengleichungen beschrieben. Ausgehend von gleichen skalaren Massen bei M_{GUT} ergeben sich die unterschiedlichen Massen der supersymmetrischen Teilchen bei niedriger Energieskala durch Strahlungskorrekturen. Dies betrifft auch die Massenparameter des Higgssektors, so daß sich elektroschwache Symmetriebrechung bei der elektroschwachen Skala durch Strahlungskorrekturen triggern läßt.

Eine weitere interessante Eigenschaft der Supersymmetrie ist, daß Invarianz der Theorie unter lokalen SUSY-Transformationen die Einführung eines Spin 3/2 Feldes (Gravitino) erfordert. Der Spin 2-Partner dieses Feldes ist das Graviton. In Analogie zu den Eichtheorien des Standardmodells kommt durch Supersymmetrie somit die Gravitation ins Spiel. Supergravitationstheorien sind allerdings nicht renormierbar. Abhilfe erhofft man sich von Superstringtheorien und insbesondere der sogenannten M-Theorie. Diese beruhen entscheidend auf dem Konzept der Supersymmetrie.

2.3.2 Das minimale supersymmetrische Standardmodell

Im minimalen supersymmetrischen Standardmodell (MSSM) gibt es nur einen Generator der Supersymmetrie. Es besitzt die kleinste mögliche Anzahl neuer Teilchen und ist mit elektroschwachen Präzisionstest im Einklang [16]. Ein Vergleich der Vorhersagen des Standardmodells und des MSSM mit derzeitigen (noch vorläufigen) Präzisionsdaten ist in Abb. 2.6 gezeigt. Die Fermionen des Standardmodells werden in chiralen Multipletts angeordnet, die auch die supersymmetrischen bosonischen Partner (Spin 0) enthalten. Diese neuen skalaren Teilchen besitzen ansonsten die gleichen Quantenzahlen wie ihre Standardmodellpartner. Zu jedem Dirac-Fermion des Standardmodells gibt es daher zwei skalare supersymmetrische Teilchen, die als links- und rechtshändige Sfermionen bezeichnet werden und die zu den physikalischen Zuständen mischen. Die nichtdiagonalen Anteile der Sfermionmischungsmatrizen sind proportional zur Masse des Standardmodellfermions, so daß die Mischung für die ersten beiden Flavourgenerationen vernachlässigt werden kann.

Die Bosonen des Standardmodells werden zusammen mit ihren fermionischen Superpartnern (Spin 1/2) in Vektormultipletts eingeordnet. Der Higgssektor des MSSM enthält zwei Higgsmultipletts. Die Superpartner der geladenen Higgsbosonen mischen mit den Superpartnern der W-Bosonen zu Charginos. Die Superpartner des W_3 (neutrales Wino), des B (Bino) und die neutralen Higgsinos mischen zu vier physikalischen Zuständen, die

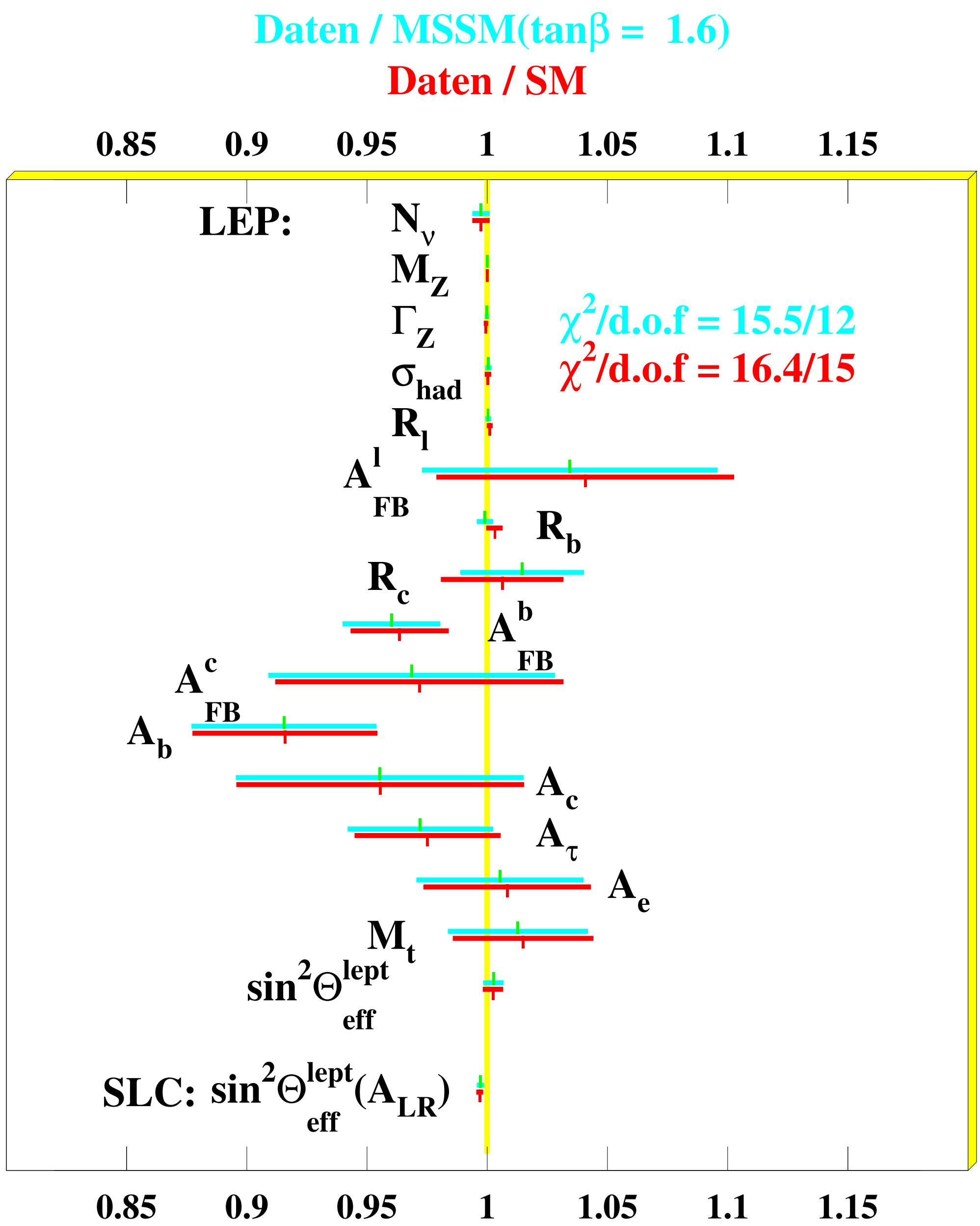


Abbildung 2.6: *Vergleich der Vorhersagen des Standardmodells und des MSSM mit elektroschwachen Präzisionsdaten [16]*

Neutralinos genannt werden. Das leichteste Neutralino könnten einen signifikanten Beitrag zur fehlenden dunklen Materie im Universum liefern. Ist die R-Parität [17], definiert als

$$R = (-1)^{3(B-L)+s},$$

erhalten, muß das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil sein. Da man keine schweren geladenen stabilen Teilchen in Natur gefunden hat, folgt außerdem, daß das LSP neutral sein muß. B und L sind die Baryon- und Leptonzahl, und s ist der Spin des Teilchens. Standardmodellteilchen haben $R = +1$, ihre Superpartner $R = -1$. Im folgenden wird R-Paritätserhaltung angenommen.

Die Brechung der Supersymmetrie erfolgt im MSSM durch explizite supersymmetriebrechende Terme in der Lagrangefunktion. Diese sind so gewählt, daß Eigenschaften wie die Aufhebung quadratisch divergenter Terme nicht zerstört werden. Dies wird als weiche Brechung oder „Soft-Breaking“ bezeichnet [14]. Als Preis zahlt man die Einführung von 48 neuen unbekannten Parametern in die Theorie [14]. Die Zahl der freien Parameter kann durch Zusatzannahmen über die Vereinigung bei M_{GUT} stark eingeschränkt werden.

2.3.3 Der Higgssektor des MSSM

Im MSSM werden zwei Higgsdupletts benötigt, um sowohl den *up*- als auch den *down*-Typ Quarks eine Masse geben zu können. Aus Symmetriegründen ist es hier nicht möglich, daß das ladungskonjugierte Duplett diese Aufgabe übernimmt, wie das im Standardmodell der Fall ist. Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen der Theorie erhält man aus dem Superpotential [8]

$$W_f = \epsilon_{ij}(f\hat{H}_1^i\hat{L}^j\hat{R} + f_1\hat{H}_1^i\hat{Q}^j\hat{D} + f_2\hat{H}_2^j\hat{Q}^i\hat{U}) + \mu\epsilon_{ij}\hat{H}_1^i\hat{H}_2^j. \tag{2.54}$$

Darin sind $\hat{H}_1$ und $\hat{H}_2$ die Higgssuperfelder und $\hat{Q}$ und $\hat{L}$ die schwachen SU(2)-Superfelder der Quarks. $\hat{U}$, $\hat{D}$ und $\hat{R}$ bezeichnen die Quark-Superfelder bzw. geladenen Leptonsuperfelder der entsprechenden SU(2)-Singuletts. Der letzte Term in Gl. 2.54 kommt von weicher Supersymmetriebrechung. Das Higgspotential des MSSM ist:

$$\begin{aligned} V &= m_1^2 H_1^{*i}H_1^i + m_2^2 H_2^{*i}H_2^i - m_{12}^2(\epsilon_{ij}H_1^iH_2^j + hc.) \\ &\quad + \frac{1}{8}(g^2+g'^2)(H_1^{*i}H_1^i - H_2^{*i}H_2^i)^2 + \frac{g^2}{2}|H_1^{*i}H_2^{*i}|^2. \end{aligned} \tag{2.55}$$

Elektroschwache Symmetriebrechung erfordert ein stabiles, absolutes und nichttriviales Minimum. Minimieren von V führt auf die Bedingungen

$$\begin{aligned} m_1^2 m_2^2 &< m_{12}^4 \\ m_1^2 + m_2^2 &> 2m_{12}^2. \end{aligned} \tag{2.56}$$

Analog zum Standardmodell sollen die neutralen Komponenten im Grundzustand einen nicht verschwindenden Erwartungswert erhalten,

$$\begin{aligned} H_{1,0} = \ & \binom{H_1^0}{H_1^-}_0 = \begin{pmatrix} v_1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ H_{2,0} = \ & \binom{H_2^+}{H_2^0}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \tag{2.57}$$

Die Entwicklung der Felder um ihre Grundzustandswerte drückt man üblicherweise in den physikalischen und den Goldstonefeldern aus, die später in den Eichbosonmassen absorbiert werden:

$$\begin{aligned} H_2^1 &= H^+ \cos\beta + G^+ \sin\beta \\ H_1^2 &= H^- \sin\beta - G^- \cos\beta \\ H_1^1 &= v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}}(H^0 \cos\alpha - h^0 \sin\alpha + iA^0 \sin\beta - iG^0 \cos\beta) \\ H_2^2 &= v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}(H^0 \sin\alpha + h^0 \cos\alpha + iA^0 \cos\beta + iG^0 \sin\beta) \end{aligned} \tag{2.58}$$

Dabei ist

$$\tan\beta = v_2/v_1 \tag{2.59}$$

das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte. Von den neutralen physikalischen Feldern sind h^0 und H^0 $\mathcal{CP}$-gerade, während das Feld A^0 $\mathcal{CP}$-ungerade ist. Diagonalisieren der resultierenden Massenmatrizen führt auf

$$\begin{aligned} m_{H^\pm}^2 &= m_A^2 + M_W^2 \\ m_{h,H}^2 &= \frac{1}{2}(m_A^2 + M_Z^2 \mp \sqrt{(m_A^2 + M_Z^2)^2 - 4m_A^2 M_Z^2 \cos^2 2\beta}), \end{aligned} \tag{2.60}$$

mit

$$\begin{aligned} m_A^2 &= m_1^2 + m_2^2 \\ M_Z^2 &= \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)(v_1^2 + v_2^2). \end{aligned} \tag{2.61}$$

Aus diesen Beziehungen folgen sofort Einschränkungen an für die Massen der Higgsbosonen. Es gilt:

$$\begin{aligned} m_h \leq M_Z, \quad m_A \leq m_H \\ M_W \leq m_{H^\pm}. \end{aligned} \tag{2.62}$$

Diese scharfen Beziehungen gelten nur, wenn man von Strahlungskorrekturen absieht. Diese sind ziemlich groß. Der führende Anteil der Korrekturen ist proportional m_t^4 und logarithmisch in der Squark-Massenskala. Einschleifenkorrekturen heben die obere Massengrenze des leichten skalaren Higgsbosons auf 150 GeV an [8, 14]. Je nach Wahl der Parameter wird dieses Limit bei Einbeziehung von Zweischleifenkorrekturen wieder deutlich niedriger [18]. Durch die Beziehungen der Higgsbosonmassen läßt sich der Higgssektor des MSSM durch wenige Parameter vollständig beschreiben. Die Angabe von $\tan\beta$ und m_A ist eine übliche Wahl der Parametrisierung.

2.3.4 Produktion und Zerfall neutraler Higgsbosonen

Φ		$g^{\Phi}_{\bar{u}u}$	$g^{\Phi}_{\bar{d}d}$	$g_{\Phi VV}$
SM	H	1	1	1
MSSM	h	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$	$\sin(\beta-\alpha)$
	H	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$	$\cos(\beta-\alpha)$
	A	$1/\tan\beta$	$\tan\beta$	0

Tabelle 2.5: *Higgsbosonkopplungen an u- und d-Typ Quarks sowie die Eichbosonen $V = W, Z$ des Standardmodells im MSSM relativ zu Standardmodellkopplungen nach [10].*

Die theoretische Massengrenze auf das skalare Higgsboson hat schwerwiegende Konsequenzen. Selbst wenn die Massen der Sfermionen im MSSM sehr groß sind, bleibt die obere Massengrenze bestehen. Verschärfte Higgsmassengrenzen können somit dazu dienen, den erlaubten Parameterbereich des Modells einzuschränken. Sollte das Higgsboson schwerer als 150 GeV sein, so muß das MSSM ganz verworfen werden.

Produktion

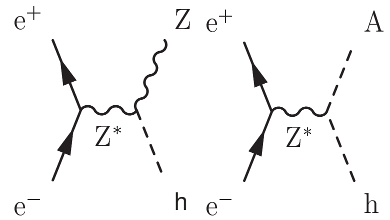


Abbildung 2.7: *Feynman-Diagramme für die Produktion neutraler Higgsbosonen im MSSM*

Die Kopplungen zwischen neutralen Higgsbosonen im MSSM und den Standardmodellteilchen gleichen den Kopplungen des Standardmodell-Higgsbosons, werden aber durch Faktoren, die von den Winkeln α und β abhängen, modifiziert. Diese Faktoren sind in Tabelle 2.5 zusammengefaßt. Für große Massen m_A und m_h nähern sich die Kopplungen des leichtes skalaren Higgsbosons den Kopplungen des Standardmodell-Higgsbosons an. Der Wirkungsquerschnitt ist gegenüber Gl. 2.47 um einen Faktor $\sin^2(\beta-\alpha)$ unterdrückt. Wie im Standardmodell ist auch im MSSM eine Produktion durch W-Fusion (siehe Abb. 2.3) möglich, ist aber ebenfalls mit $\sin^2(\beta-\alpha)$ unterdrückt. Neben der Produktion durch Higgsstrahlung ist auch die Paarproduktion von skalaren Higgsbosonen mit dem pseudoskalaren Higgsboson wichtig, falls m_A klein genug ist, siehe Abb. 2.7. Entsprechende Diagramme existieren auch für das schwere skalare Higgsboson H. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \to hA)$ ist gegenüber Gl. 2.47 um einen Faktor $\bar{\lambda}\cos^2(\beta-\alpha)$ unterdrückt. Der zusätzliche Faktor $\bar{\lambda}$ sorgt für Unterdrückung des P-Wellen Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle [11]. Analoges gilt im Zweihiggsduplettmodell. Die beiden Wirkungsquerschnitte für hZ- und hA-Produktion verhalten sich komplementär zueinander. Ist der Produktionsquerschnitt für $e^+e^- \to hZ$ klein, dann ist der für $e^+e^- \to hA$ groß und umgekehrt. Dies ist für die systematische Abdeckung des möglichen Parameterbereiches des MSSM wichtig, da man $\beta-\alpha$ nicht kennt.

Zerfälle

Zerfälle von Higgsbosonen im MSSM hängen von den Parametern des Modells ab und sind daher komplizierter als im Standardmodell. Bei hinreichend hohen Higgsmassen können neben den Zerfällen in Standardmodellteilchen auch Zerfälle in supersymmetrische Teilchen auftreten. Die experimentellen Massengrenzen auf geladene supersymmetrische Teilchen durch direkte Suchen liegen aber im größten Teil des Parameterraumes so hoch, daß solche Zerfälle für die bei LEP zugänglichen Higgsbosonmassen nicht erlaubt sind. Auf derartige Zerfälle wird daher im folgenden nicht weiter eingegangen. Die Möglichkeit des Zerfalls von Higgsbosonen in Neutralinos (unsichtbare Zerfälle) werden von separaten Analysen abgedeckt, siehe z.B. Ref. [19]. Auch Zerfälle von Higgsbosonen in andere Higgsbosonen ($h \to AA$) können auftreten, sobald dies kinematisch erlaubt ist [20].

Das leichte skalare Higgsboson und das pseudoskalare Higgs zerfallen dominant in Fermionen. In niedrigster Ordnung ist

$$\begin{aligned} \Gamma(\Phi \to \bar{f}f) &= N_c \frac{G_F m_f^2 M_\Phi}{4\sqrt{2}\pi} g_{\Phi ff} \beta^p, \\ \beta &= \sqrt{1 - 4m_f^2/M_\Phi^2} \end{aligned} \tag{2.63}$$

mit $p = 3$ für $\Phi = h, H$ und $p = 1$ für $\Phi = A$. Die Faktoren $g_{\Phi ff}$ für den Zerfall in Standardmodellteilchen sind Tabelle 2.5 zu entnehmen. Auch hier sind QCD-Strahlungskorrekturen nicht vernachlässigbar.

Für $\tan\beta > 1$ zerfallen h und A dominant in $b\bar{b}$ und $\tau^+\tau^-$. Tabelle 2.6 zeigt exemplarisch die Verzweigungsverhältnisse für m_A=75 GeV bei $\tan\beta = 20$. In diesem Fall sind beide Higgsbosonen etwa gleich schwer und zeigen das gleiche Zerfallsverhalten. Aus Tabelle 2.5 entnimmt man, daß Zerfälle $h \to c\bar{c}$ gegenüber dem Standardmodell durch einen Faktor $\cos\alpha/\sin\beta$ zusätzlich unterdrückt sind. Die Kopplung des A an c-Quarks ist proportional $1/\tan\beta$. Für $\tan\beta < 1$ kann sie signifikante Werte annehmen. Derartige Modelle werden jedoch nicht favorisiert, weil das Triggern der elektroschwachen Symmetriebrechung durch Strahlungskorrekturen $\tan\beta > 1$ erfordert [15]. Auch Zerfälle in zwei virtuelle Eichbosonen sind im allgemeinen sehr selten, und daher für die Suche nach Higgsbosonen des MSSM ungeeignet.

Zerfall in	h(%)	A (%)
$b\bar{b}$	91,6	91,6
$\tau^+\tau^-$	8,1	8,1
Andere	0,3	0,3

Tabelle 2.6: *Verzweigungsverhältnisse von h und A für m_A=75 GeV ($\tan\beta$=20) im MSSM*

Signaturen

Aus Tabelle 2.6 sieht man sofort, daß alleine der rein hadronische Kanal $hA \to b\bar{b}b\bar{b}$ etwa 84% der Ereignisse abdeckt. Man erwartet hier typischerweise vier oder mehr Teilchenjets.

Die semileptonischen Endzustände $hA \to \tau^+\tau^- b\bar{b}$ und $hA \to b\bar{b}\tau^+\tau^-$ sind sich experimentell sehr ähnlich. Sie decken rund 15% der möglichen Endzustände ab. Alle anderen

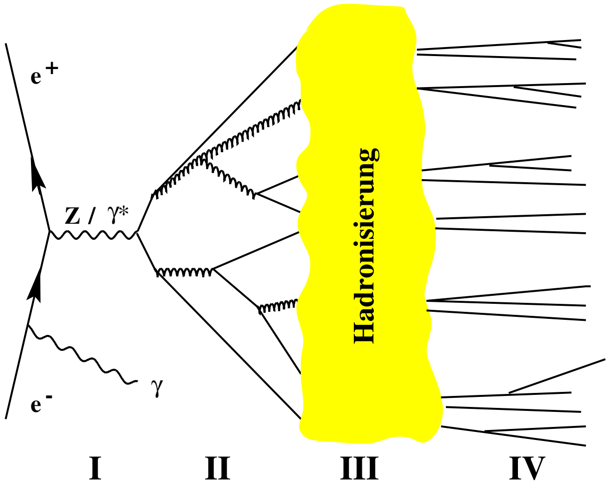


Abbildung 2.8: *Die Simulation eines Prozesses am Beispiel $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen. Die erste Phase ist hier ein störungstheoretisch berechenbarer elektroschwacher Prozeß. In der zweiten Phase werden im Rahmen der QCD bei hohen Impulsüberträgen weitere Partonen gebildet. Die Bildung farbneutraler Hadronen in der dritten Phase erfolgt bei niedrigen Impulsüberträgen. Hierbei ist man auf heuristische Modelle angewiesen. In der vierten Phase zerfallen instabile Teilchen. Beim Monte-Carlo schließt sich dann noch eine Detektorsimulation an.*

möglichen Endzustände sind für die Suche bei LEP2-Energien uninteressant, weil ihre Verzweigungsverhältnisse zu klein sind.

2.4 Aspekte der Ereignissimulation

Die e^+e^--Vernichtung bei hoher Energie läßt sich in verschiedene Stufen untergliedern. Im Rahmen dieser Arbeit sind dabei insbesondere hadronische Endzustände interessant. In Abb. 2.8 sind die verschiedenen Phasen am Beispiel des Prozesses $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ verdeutlicht. Die erste Phase beschreibt den physikalischen Prozeß selbst, im Beispiel die Produktion von Quarkpaaren über Z^0/γ Austausch, oder die Produktion von Higgsbosonen und deren Zerfall in Quarks. Dieser erste Prozeß kann störungstheoretisch behandelt werden. Am Ende stehen hochenergetische farbgeladene Partonen. Während der zweiten Phase bilden sich daraus weitere Partonen. Die Impulsüberträge sind dabei noch hoch genug, daß QCD-Störungsrechnung angewendet werden kann. Beim Matrixelementmodell werden alle beitragenden Diagramme bis zu einer festen Ordnung explizit berechnet. Da die Anzahl der Diagramme mit jeder Ordnung erheblich ansteigt, ist dieser Zugang zur Beschreibung von Endzuständen mit vielen Partonen nicht praktikabel. Eine anderes, verbreitetes Modell ist das Partonschauermodell. Es berücksichtigt nur die führenden Terme aller Ordnungen der Störungstheorie. Dies geschieht durch iterative Anwendung der Elementarprozesse $g \rightarrow q\bar{q}$,$g \rightarrow gg$, $q \rightarrow qg$ und $q \rightarrow q\gamma$, wie in Abb. 2.8 angedeutet. Im Partonschauermodell lassen sich bereits vor der nicht berechenbaren Fragmentationsphase mehrere Endzustandspartonen produzieren. In der dritten Phase (Fragmentationsphase) sind die Impulsüberträge bereits so klein, daß eine perturbative Behandlung nicht mehr möglich ist, wie bereits in Kapitel 2.2.1 erwähnt wurde. Hier ist man auf heuristische Modelle angewiesen, die diesen Prozeß modellieren. Ein verbreitetes Modell zur Beschreibung der Fragmentation ist die Stringfragmentation [21]. Sie ist in Abb. 2.9 skiziert. Das

Potential zwischen zwei auseinanderstrebenden Quark kann man durch

$$V = -\frac{4}{3}\alpha_s/r + \sigma r \tag{2.64}$$

parametrisieren. Dieses Potential verschwindet bei kleinen Abständen, die farbgeladenen Teilchen sind dann quasi frei. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Bei großen Abständen wächst es proportional zum Abstand. Zwischen den beiden Quarks bildet sich ein Feldschlauch aus, dessen Energie proportional zum Abstand der Quarks ansteigt. Schließlich ist die Energie im Farbfeld so groß, daß ein neues Quarkpaar gebildet werden kann. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis am Ende nur farbneutrale Hadronen übrig sind. Aus den beiden Quarks sind zwei Teilchenjets entstanden. Die Wahrscheinlichkeit für die

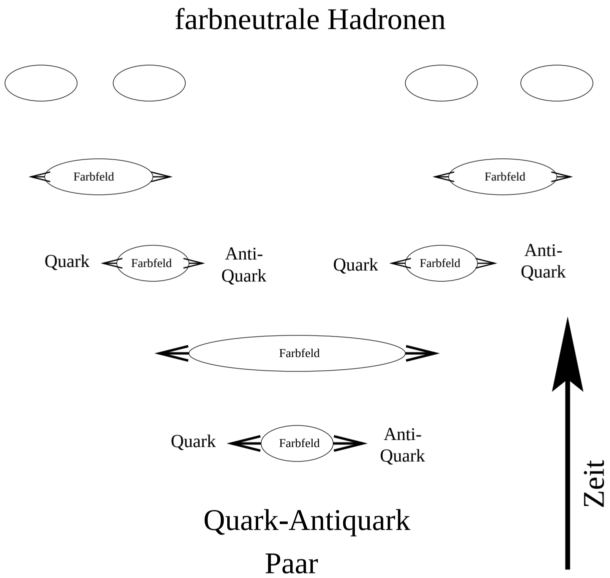


Abbildung 2.9: *Zwischen zwei farbgeladenen Quarks bildet sich ein Farbfeld aus, dessen Energie mit zunehmendem Abstand der Quarks ansteigt, bis diese ausreicht, um ein weiteres Quarkpaar zu erzeugen. Am Ende des Prozesses stehen farbneutrale Hadronen.*

Produktion eines bestimmten Quarkflavours ist dabei stark massenabhängig [21],

$$\mathcal{P} \propto e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi p_\perp^2}{\kappa}}, \tag{2.65}$$

wobei $\kappa \approx 1$ GeV/fm die Energiedichte des Farbfeldes ist. Dies hat zur Folge, daß in der Fragmentation (praktisch) keine b-Quarks gebildet werden können[9]. Die Transversalimpulse der gebildeten Tochterhadronen, deren Breite ein Parameter des Modells ist und aus den Daten bestimmt werden kann, werden als gaußverteilt angenommen. Der vom Tochterhadron in longitudinale Richtung übernommene Impulsanteil z ist ebenfalls abhängig von den beteiligten Quarkflavours. Die Verteilung von z wird für die leichten Quarks durch die symmetrische Lund-Funktion [21]

$$f(z) = \frac{1}{z}(1-z)^A \cdot e^{-\frac{B \cdot m_\perp^2}{z}} \tag{2.66}$$

beschrieben. Die Parameter A und B werden an die Daten angepaßt. Die härtere Fragmentation der b und c Quarks kann durch die Peterson-Funktion [21]

$$f(z) = \frac{1}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_q}{1-z})^2} \tag{2.67}$$

[9]Die Verhältnisse für die übrigen Quarks sind $u : d : s : c = 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$. [21]

besser beschrieben werden. Beide Funktionen sind in Abb. 2.10 skizziert. Die Parameter

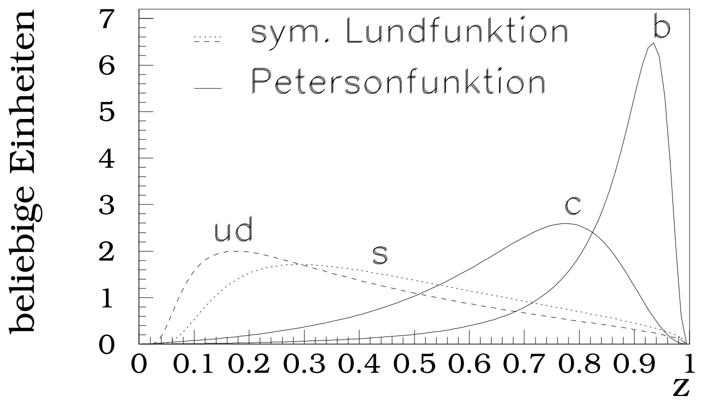


Abbildung 2.10: *Fragmentationsfunktionen wie sie bei der Stringfragmentation verwendet werden. Die harte Fragmentation von b-Quarks läßt sich durch die Peterson-Funktion beschreiben.*

ϵ_b und ϵ_c müssen wieder aus den Daten bestimmt werden. Es gilt dabei $\frac{\epsilon_c}{\epsilon_b} \approx \frac{m_b^2}{m_c^2}$. Eine Möglichkeit zur Bestimmung dieser Parameter findet sich in [23]. Die harte Fragmentation von b-Quarks eröffnet Möglichkeiten zur Unterscheidung von b-Hadronen von anderen. Aufgrund des hohen z, ihrer hohen Masse und ihrer Lebensdauer in der Größenordnung von 1,5 ps können sie sich mehrere Millimeter vom Primärvertex entfernen, bevor sie zerfallen. Mit einer guten Auflösung im Zentralbereich des Detektors ist es oft möglich, die Zerfallsvertizes zu rekonstruieren, und damit eine effiziente b-Erkennung aufzubauen. Auch kinematische Eigenschaften der Zerfallsprodukte können dazu herangezogen werden. Auf die b-Erkennung wird später noch genauer eingegangen. Gluonen lassen sich in der Stringfragmentation als transversale Anregungen des Strings implementieren. Auch zur Baryonproduktion gibt es verschiedene Modelle. So kann an Stelle eines einzelnen Quarkpaares beim Aufbrechen des Strings auch ein Diquarkpaar produziert werden, so daß ein Baryon -Antibaryonpaar entsteht. Beim sogenannten Popkornmodell [21] werden dabei noch zusätzliche Mesonen erzeugt.

Nach der Fragmentation besteht der Endzustand dann nur noch aus farbneutralen Teilchen. Einige dieser Teilchen können extrem kurzlebig sein, so daß sie zerfallen, noch bevor sie nachgewiesen werden können (Phase IV in Abb. 2.8).

2.5 Beschreibung hadronischer Endzustände

Bei LEP2-Energien sind eine Vielzahl möglicher Prozesse zu berücksichtigen. Aus den gemessenen Teilchenspuren und Teilchenenergien gilt es, Rückschlüsse auf den ursprünglichen Prozeß zu ziehen. Eine eindeutige Klassifizierung eines Ereignisses ist nur in den seltensten Fällen möglich. Quarks und Gluonen machen sich im Detektor als Teilchenjets bemerkbar. Viele Teilchen sind instabil und zerfallen unmittelbar nach ihrer Entstehung oder noch im Detektor. Bei schwachen Zerfällen gebildete Neutrinos entgehen der Messung und reduzieren so die meßbare Energie im Detektor. Neben diesen Effekten treten zudem Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial auf. In Ref. [24] wurden durch explizite Rekonstruktion der Orte von Photonkonversionen und hadronischen Wechselwirkungspunkten Bilder der Materieverteilung im Detektor erzeugt. Hinzu kommen Unzulänglichkeiten des Detektors. Wie in Kapitel 3 erläutert wird, besteht der Detektor aus einer Vielzahl von Detektorkomponenten. In den Zwischenräumen ist der Detekor zwangsläufig blind, so daß insbesondere bei Ereignissen mit vielen Endzustandsteilchen immer einige der Messung entgehen. Auch die Sensitivität der Detektorkomponenten ist unterschiedlich. Im Zentralbereich des Detektors stehen für die Rekonstruktion von geladenen Spuren der dreilagige Vertexdetektor, der innere Detektor, die TPC und der äußere Detektor zur Verfügung. Dadurch können sehr viele Spurpunkte in die Rekonstruktion einbezogen werden, was die Genauigkeit erhöht. Teilchen, die in die vorderen Bereiche des Detektors emittiert werden, müssen dagegen sehr viel Materie durchqueren. Vielfachstreuung und Wechselwirkungen mit der Materie erschweren die Rekonstruktion, weil sie die Richtung der Teilchen verändern, so daß die Zuordnung von Spurpunkten in den Vorwärtskammern und im Vertexdetektor erschwert wird.

Zur ersten Charakterisierung von Ereignissen eignet sich die Angabe der Anzahl neutraler und geladener Spuren und die sichtbare geladene und neutrale Energie. Die Ebene im Ereignis, in der der meiste Impuls liegt, nennt man Ereignisebene. Entsprechend bezeichnet man diejenige Richtung, in die der meiste Impuls geht, als Ereignisachse. Mit der Ereignisachse, der zu ihr senkrechten Richtung innerhalb der Ereignisebene und der zu den beiden orthogonalen Richtung ist für jedes Ereignis ein Rechtssystem ausgezeichnet, in dem viele charakteristische Größen definiert werden können.

Thrustsystem

Thrust ist definiert als [21]

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i \mid \vec{n} \cdot \vec{p}_i \mid}{\sum_i \mid \vec{p}_i \mid}. \tag{2.68}$$

Die Ereignis- oder Thrustachse ist durch dasjenige $\vec{n} = \vec{v}_1$ definiert, welches Gl. 2.68 erfüllt. Die Zahl T heißt *Thrust* und ist ein Maß für den gesamten in $\vec{v}_1$-Richtung liegenden Impuls. Für ein perfektes 2-Jet-Ereignis, etwa den leptonischen Zerfall eines Z_0 in zwei Myonen auf der Z Resonanz, ergibt sich $T = 1$; für eine kugelsymmetrische Impulsverteilung dagegen wäre $T \approx \frac{1}{2}$. Häufig wird statt T auch $1 - T$ angegeben.

Die Achse in der Ebene senkrecht zur Thrustachse, in der der longitudinale Impuls maximal wird, heißt Majorachse. Sie wird in dieser Ebene analog der Thrustachse definiert:

$$M_{Major} = \max_{|\vec{n}|=1,\ \vec{n}\cdot\vec{v}_1=0} \frac{\sum_i \mid \vec{n} \cdot \vec{p}_i \mid}{\sum_i \mid \vec{p}_i \mid}.$$

Thrust und Majorachse spannen die Ereignisebene im Thrustsystem auf. Major mißt den gesamten zur Ereignisachse transversalen, aber in der Ereignisebene liegenden Impuls.

Die Normale zur Ereignisebene wird Minorachse genannt. Sie wird so definiert, daß Thrust-, Major- und Minorrichtung ein Rechtssystem bilden. Der Minorwert ist ein Maß für den gesamten aus der Ereignisebene herauslaufenden Impuls.

Aus Major- und Minorwert kann man eine weitere nützliche Größe definieren, die „Oblateness“ oder Flachheit eines Ereignisses O:

$$O = M_{Major} - M_{Minor}.$$

Bei flachen Ereignissen mit gut ausgeprägter Ereignisebene nehmen Thrust und Major große Werte an, Minor dagegen bleibt klein. Die „Oblateness“ wird in diesem Fall groß. Eine kleine „Oblateness“ erhält man entsprechend bei Ereignissen, bei denen die Impulse symmetrisch zur Thrustachse verteilt sind.

Sphärizitätssystem

Eine andere Möglichkeit zur Definition des Ereignissystems erfolgt über den Sphärizitätstensor S. Die Komponenten des verallgemeinerten Sphärizitätstensors [21] sind gegeben durch:

$$S^{(r)\alpha\beta} = \frac{\sum_i \mid \vec{p}_i \mid^{r-2} p_i{}^{\alpha} p_i^{\beta}}{\sum_i \mid \vec{p}_i \mid^{r}}. \tag{2.69}$$

i läuft über die Spuren im Ereignis, α und β stehen für die drei Raumrichtungen x, y und z. Für $r = 2$ erhält man die übliche Definition des Sphärizitätstensors, die quadratisch im Impuls ist. Für $r = 1$ ergibt sich eine im Impuls lineare Abwandlung. Das System, in dem der durch Gl. 2.69 definierte Tensor Diagonalgestalt annimmt, nennt man das Sphärizitätssystem. Die Achsen des Sphärizitätssystem, definiert durch die Eigenvektoren zu den Eigenwerten $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, werden als Sphärizitätsachse, In-Achse und Out-Achse bezeichnet. Häufig benutze Größen ($r = 2$) sind:

Die Sphärizität S: Die Sphärizität S ist definiert als

$$S = \frac{3}{2}(\lambda_2 + \lambda_3).$$

Wegen $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1$ gilt $0 \leq S \leq 1$. Kleines S bedeutet, daß fast sämtlicher Impuls in Richtung der Ereignisachse liegt. Für kugelsymmetrische Impulsverteilung hingegen ergibt sich eine hohe Sphärizität .

Die Aplanarität A: Die Aplanarität mißt die Abweichung von einem flachen Ereignis. Mit der Definition

$$A = \frac{3}{2}\lambda_3$$

gilt $0 \leq A \leq \frac{1}{2}$. Für planare Impulsverteilungen ergibt sich $A \approx 0$; je schwächer die Ereignisebene ausgeprägt ist, desto größer wird A.

Von den linear impulsabhängigen Größen ($r = 1$) sind zu nennen

Der C-Parameter: C ist definiert als

$$C = 3 \cdot (\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2\lambda_3 + \lambda_3\lambda_1)$$

mit $(0 \leq C \leq 1)$. Der C-Parameter verschwindet für perfekte 2-Jet-Ereignisse. Er ist ferner mit dem zweiten Fox-Wolfram-Moment (siehe unten) verknüpft durch die Beziehung

$$C = 1 - H_{20} \qquad .$$

Der D-Parameter: Auch diese Größe ist eine Linearkombination der Eigenwerte des linearen Sphärizitätstensors. Es ist

$$D = 27 \cdot \lambda_1\lambda_2\lambda_3 \qquad ,$$

wobei $(0 \leq D \leq 1)$ gilt. Er mißt die 3-Jet-Struktur und wird für 3-Jet-Ereignisse klein.

Die Fox-Wolfram-Momente

Nützlich sind auch die Fox-Wolfram-Momente [25]. Sie sind definiert als

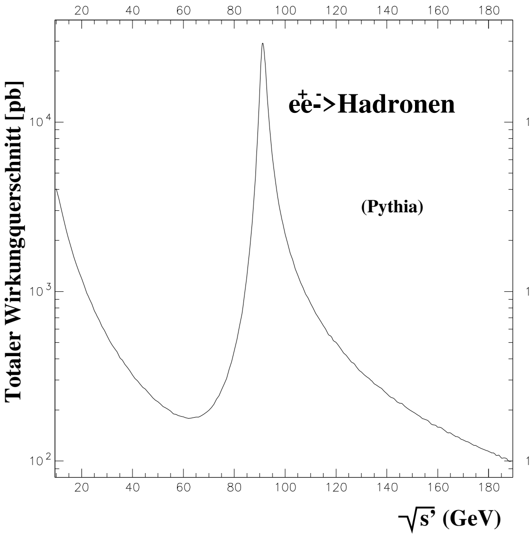
$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i||\vec{p}_j|}{E_{vis}^2} P_l(\cos\theta_{ij}).$$

Dabei sind $P_l(\cos\theta_{ij})$ die Legendrepolynome, θ_{ij} der Öffnungswinkel zwischen den Teilchen i und j und E_{vis} die sichtbare Energie. Gewöhnlich werden die Fox-Wolfram-Momente auf H_0 normiert. H_{10} bezeichnet zum Beispiel H_1/H_0.

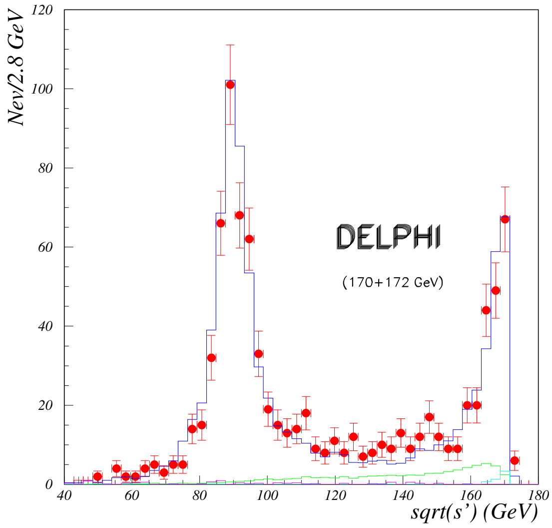
Die effektive Schwerpunktsenergie

Photonabstrahlung im Anfangszustand vermindert die bei der e^+e^--Vernichtung zur Verfügung stehende Energie. Die nach der Abstrahlung im Elektron-Positron-System noch zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie wird als effektive Schwerpunktsenergie bezeichnet [22]. Der überwiegende Anteil der abgestrahlten Photonen hat eine Energie von $E_\gamma = (s - M_Z^2)/(2\sqrt{s})$, mit $s = 2E_b^2$ mit der Strahlenergie E_b. Die effektive Schwerpunktsenergie derartiger Ereignisse liegt nahe M_Z, wo der Wirkungsquerschnitt durch die Z Resonanz stark erhöht ist. Abb. 2.11(a) zeigt den Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \to Hadronen$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$.

Da die Abstrahlung des Anfangszustandsphotons vorwiegend unter kleinen Winkeln erfolgt, entgeht es oft einer direkten Messung. Solche Ereignisse gehen im Detektor stark in eine Richtung (sie sind „geboostet“), und weisen eine hohe fehlende Energie auf. Ein Beispiel ist in Abb. 2.12 gezeigt. Sie werden als „radiative returns“ bezeichnet.



(a) hadronischer Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie



(b) gemessene effektive Schwerpunktsenergie bei einer Strahlenergie von je 85 bis 86 GeV

Abbildung 2.11: *Bei LEP2-Energien ist der hadronische Wirkungsquerschnitt um mehr als eine Größenordnung kleiner als auf der Z-Resonanz (a). Durch Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand ergibt sich eine effektive Schwerpunktsenergie nahe M_Z (b).*

Rapidität

Die Rapidität eines Teilchen mit der Energie E ist definiert als

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l}. \tag{2.70}$$

p_l ist der Longitudinalimpuls in eine vorgegebene Richtung. Diese kann durch eine Jetrichtung oder auch durch die Ereignisachse gegeben sein.

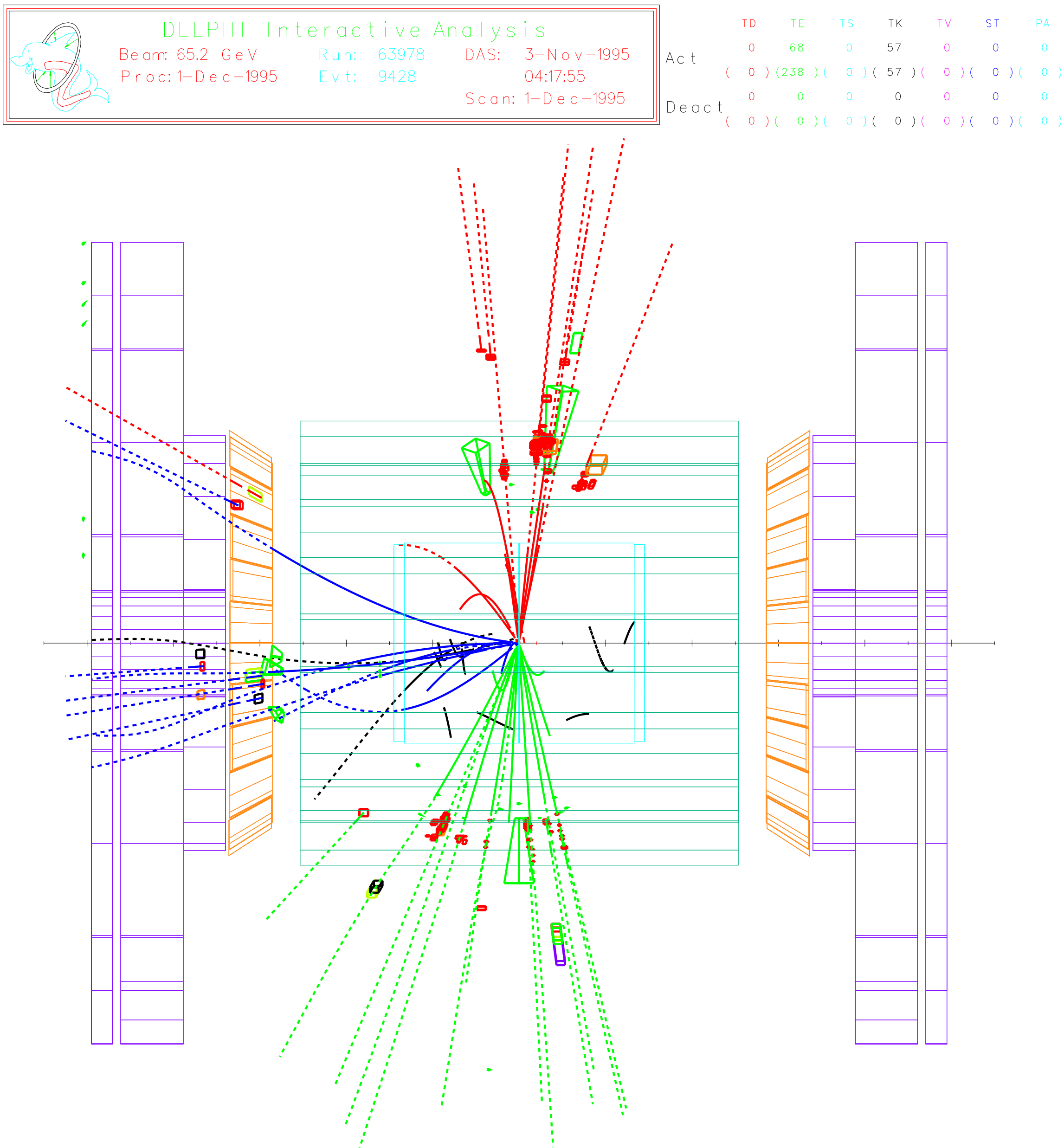


Abbildung 2.12: *Beispiel eines 3-Jet Ereignisses mit harter Anfangsstrahlung. Die drei Jets sind mit verschiedenen Graustufen gekennzeichnet. Das Photon wird unter sehr kleinem Winkel in Richtung der Strahlachse emittiert und entgeht so der Beobachtung. Die verbleibende effektive Schwerpunktsenergie ist nahe der Z-Masse. Deshalb werden derartige Ereignisse oft als „radiative returns“ bezeichnet.*

3

Das Experiment

3.1 Der LEP Speicherring

Der Elektronen–Positronen Speicherring LEP befindet sich am CERN in der Nähe von Genf, Abb. 3.1. Mit einem Umfang von 26.67 km handelt es sich um den derzeit größten

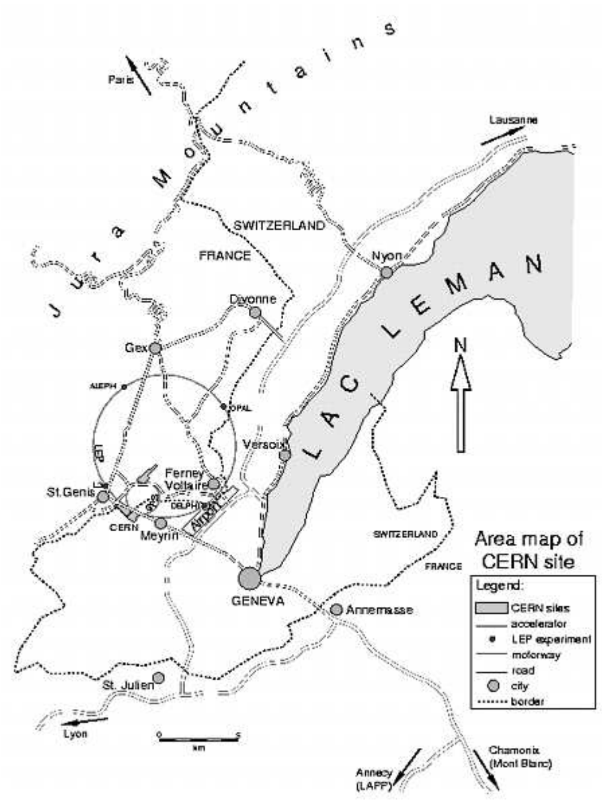


Abbildung 3.1: *Der LEP Speicherring am CERN bei Genf*

Speicherring der Welt. Die Bauarbeiten begannen im Frühling 1983, die gesamte Bauzeit betrug fünf Jahre und 11 Monate. Insgesamt wurden für Tunnel und Beschleuniger 1,3 Milliarden Schweizer Franken ausgegeben, die von 14 Mitgliedsstaaten über einen Zeitraum von 10 Jahren aufgebracht wurden. Der Tunnel befindet sich in einer Tiefe von 50 m bis 175 m zwischen der Stadt Ferney-Voltaire und dem Juragebirge. Der Anteil des Rings unter dem Juragebirge wurde so klein wie möglich gehalten, um Kosten beim Tunnelbau zu sparen. Darum hat die Ringebene eine Neigung von 1,4%, wobei der höchste Punkt unter dem Juragebirge liegt. Auf acht gerade Strecken von etwa 500 m Länge folgen jeweils acht Kreisstücke von etwa 2800 m Länge. Der Tunneldurchmesser liegt zwischen 3,8 m in den Biegungen und 4,4 m und 5,5 m in geraden Stücken, in denen auch die vier Experimente ALEPH[1], DELPHI[2], L3 und OPAL[3] liegen. An diesen Punkten werden die Elektron – und Positronstrahlen, die gemeinsam in einem evakuierten Aluminiumstrahlrohr geführt werden, zur Kollision gebracht. Zur Strahlführung dienen 3368 Dipol-Magnete, die Fokussierung der Strahlen wird durch 816 Quadrupol-, 504 Sextupol- und 700 Korrekturmagnete bewerkstelligt. Zur Beobachtung dienen 504 Positionsdetektoren.

3.2 Strahlerzeugung und Strahlzuführung

An der Produktion und Vorbeschleunigung der Elektron– und Positronstrahlen für LEP sind viele verschiedene andere Beschleuniger beteiligt. Ein Schema des Beschleunigersystems des CERN ist in Abb. 3.2 gezeigt. Zunächst wird ein Elektronenstrahl erzeugt und in einen Linearbeschleuniger (LIL) auf 200 MeV Energie gebracht. Positronen werden aus diesem Strahl durch Paarbildung in einem Konverter hoher Kernladungszahl erzeugt. Elektronen und Positronen werden dann auf 600 MeV beschleunigt und zunächst in einem kleinen Speicherring (Electron–Positron Accumulator, EPA) von 126 m Umfang in vier Paketen gesammelt. Diese Pakete werden zunächst im PS (630 m Umfang, Endenergie 3,5 GeV) und SPS (6,9 km Umfang, Endenergie 22 GeV) weiterbeschleunigt, bevor sie schließlich mit 22 GeV Energie in LEP eingeschossen werden. Dort werden sie dann auf ihre Endenergie beschleunigt.

Der Betrieb des LEP-Speicherrings seit Inbetriebnahme untergliedert sich in zwei Hauptphasen. Die erste Phase (LEP1) widmete sich vorwiegend dem Studium der Z-Resonanz und dauerte bis 1995. In der zweiten Phase (LEP2) wurde die Schwerpunktsenergie stufenweise erhöht. Hauptschwerpunkte dieser Phase sind die Suche nach neuer Physik, aber auch das Studium von WW- und ZZ-Paaren.

[1] Apparatus for LEP PHysics
[2] DEtector with Lepton Photon and Hadron Identification
[3] Omni Purpose Apparatus for Lep

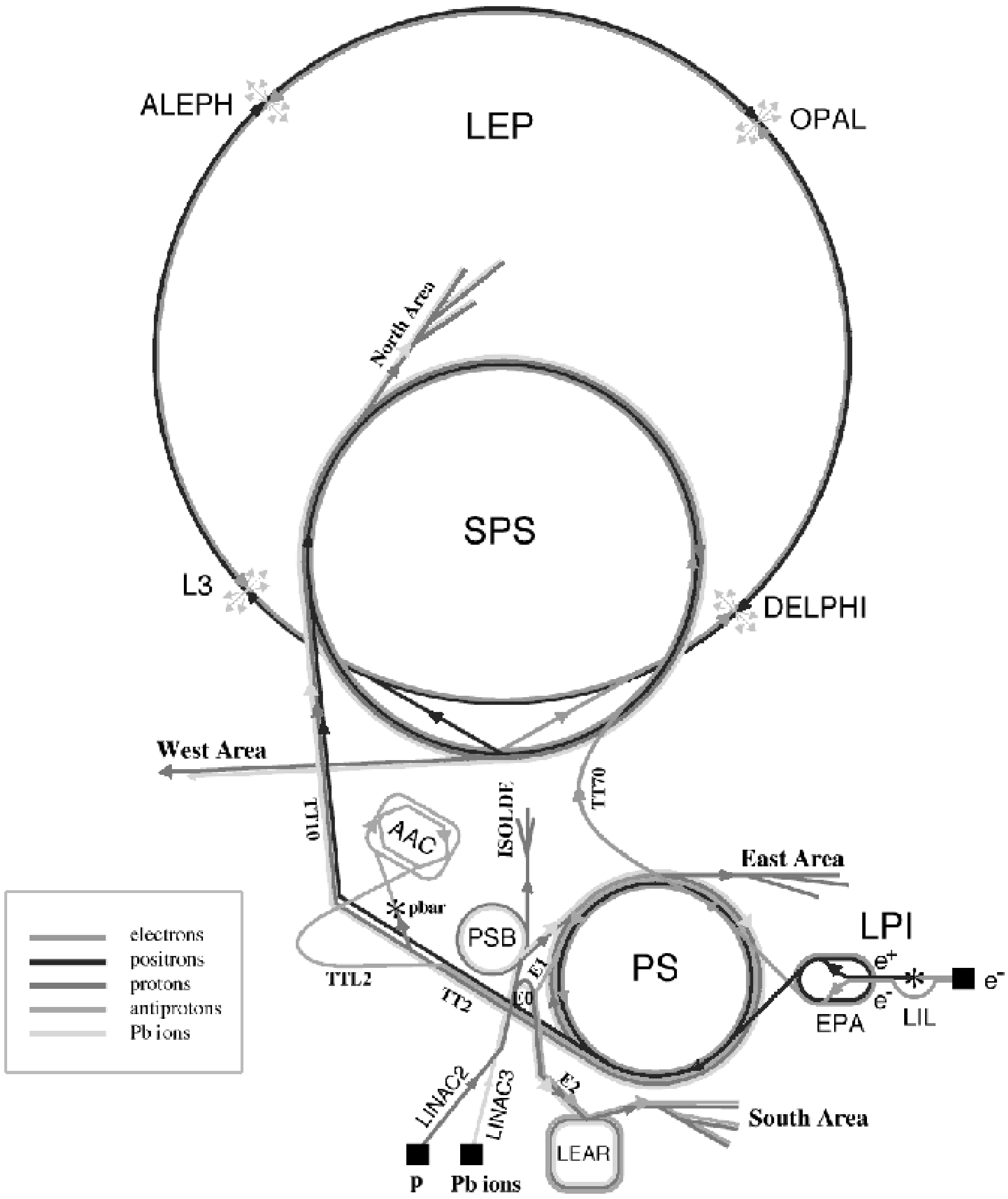


Abbildung 3.2: *Das Beschleunigersystem am CERN*

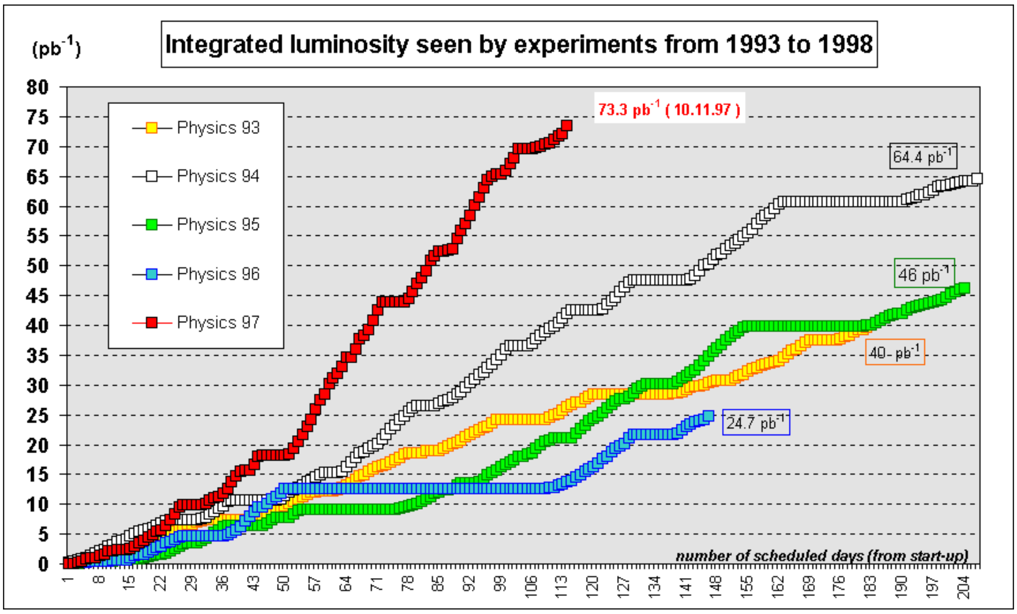


Abbildung 3.3: *Integrierte Luminosität, die von den Experimenten seit 1993 aufgezeichnet wurde*

Der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ist proportional zur vierten Potenz der Strahlenergie und betrug bei LEP1 bereits 1,2 MW. Um den erhöhten Energieverlust bei LEP2 ausgleichen zu können, wurde der Großteil der normalleitenden Kupferresonatoren gegen supraleitende Niob - Resonatoren ersetzt, die mit flüssigem Helium gekühlt werden. Die Modernisierung des Beschleunigers erfolgte dabei schrittweise. Die LEP2 Phase wurde 1995 eingeleitet. In diesem Jahr wurden zum ersten Mal Daten oberhalb der Z-Resonanz bei Schwerpunktsenergien zwischen 130 und 136 GeV genommen. In folgenden Jahr wurde die Energie auf 161 und 172 GeV erhöht. Damit wurde erstmalig an einem Elektron-Positron-Beschleuniger die WW-Schwelle überschritten, ab der die direkte Produktion von reellen W-Paaren möglich ist. Die Schwelle zur Erzeugung von reellen ZZ-Paaren wurde erstmalig 1997 erreicht. Die Datennahme in diesem Jahr erfolge vorwiegend bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 182,7 GeV, unterbrochen durch eine kurze Phase bei $\sqrt{s}$=130 GeV und 136 GeV. Anfang 1998 wurde die Schwerpunktsenergie um weitere 6 GeV auf derzeit etwa 189 GeV erhöht. Für die Zukunft erhofft man sich Schwerpunktenergien bis 200 GeV.

Auch die erzielte Luminosität konnte in Laufe der Jahre signifikant gesteigert werden, wie in Abbildung 3.3 gezeigt ist. Die Luminosität L ist gegeben durch

$$n = \sigma{\cdot}L. \tag{3.1}$$

Dabei ist n die Anzahl der Ereignisse, und σ der Wirkungsquerschnitt eines Prozesses bei der jeweiligen Energie. Es gilt:

$$L = \frac{N^{-}{\cdot}N^{+}{\cdot}k{\cdot}f}{4\pi{\cdot}\sigma_x{\cdot}\sigma_y}. \tag{3.2}$$

Jahr	Schwerpunktsenergie (in GeV)	gesammelte Luminosität (in pb^{-1})
1995	130-136	6
1996	161	10
	172	10
1997	183	54
1998	189	158

Tabelle 3.1: *Schwerpunktsenergien und vom DELPHI-Detektor gesammelte Datenmenge seit Beginn der LEP2 Phase*

Hierin bedeuten N^- und N^+ die Anzahl der Elektronen oder Positronen pro Paket, k die Anzahl der Pakete, f die Umlauffrequenz und $\sigma_{x,y}$ die Ausdehnung des Strahls am Wechselwirkungspunkt in x,y–Richtung unter Annahme einer Normalverteilung für die Teilchendichte senkrecht zur Strahlrichtung.

3.3 Der DELPHI-Detektor

In dieser Arbeit werden Daten verwendet, die im Jahre 1997 bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 182,7 GeV vom DELPHI-Detektor aufgezeichnet wurden. Dieser befindet sich in Wechselwirkungszone 8 des LEP Rings in 100 m Tiefe in unmittelbarer Nähe des Genfer Flughafens. Zur Zeit sind etwa 550 Physiker von 56 Universitäten aus 22 Ländern an diesem Projekt beteiligt. Beim DELPHI-Detektor handelt es sich um einen Universaldetektor mit größtmöglicher Abdeckung des gesamten Raumwinkels. Der Detektor besteht aus einen Zentralbereich und zwei Endkappen. Eine schematische Übersicht gibt Abb. 3.4, ein Querschnitt ist in Abb. 3.5 zu finden. Aufgrund der Geometrie werden Koordinatenangaben üblicherweise in Zylinderkoordinaten gemacht. Die z-Richtung ist dabei durch die Richtung des Elektronenstrahls definiert. Θ ist der Polarwinkel zur z-Achse, $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Radius und ϕ der Azimutwinkel in der xy-Ebene. Die wichtigsten Detektorkomponenten werden im folgenden kurz beschrieben. Eine detailliertere Beschreibung ist in [26] zu finden.

3.3.1 Luminositätsmessung, der STIC

Die Messung der Luminosität erfolgt nach Gl. 3.1 über den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabha-Streuung) bei kleinen Winkel. Dieser Prozeß wird fast ausschließlich durch t-Kanal-Austausch eines virtuellen Photons vermittelt. Der Wirkungsquerschnitt ist aus theoretischen Berechnungen sehr genau bekannt.

Vor 1994 wurden in DELPHI die Detektoren SAT (Small Angle Tagger) und VSAT (Very Small Angle Tagger) zur Luminositätsmessung benutzt. Der SAT wurde 1994 gegen den STIC ersetzt. Der STIC besteht aus abwechselnden Schichten von Blei- und Szintillatorplatten. Das in den Szintillatoren produzierte blaue Licht wird über wellenlängenver-

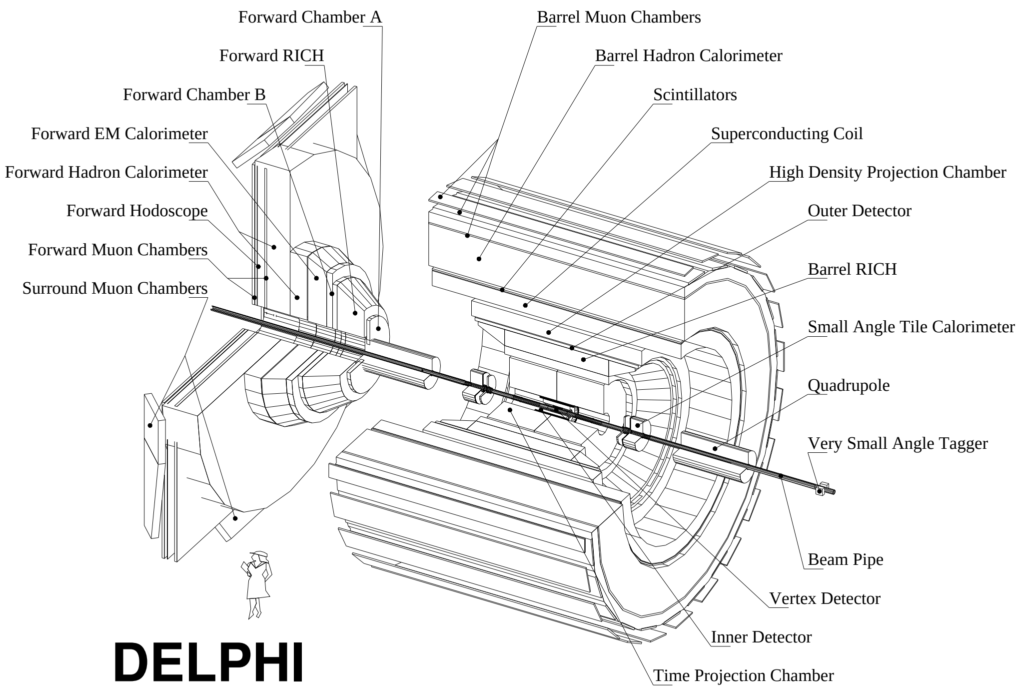


Abbildung 3.4: *Schematische Übersicht der Komponenten des Delphi-Detektors*

schiebende Fasern abgeleitet und durch Photonenvervielfacher nachgewiesen. Der STIC besteht aus zwei zylindrischen Detektoren auf beiden Seiten des DELPHI-Detektors, die je 2200 mm vom Wechselwirkungspunkt entfernt sind. Diese decken einen Winkel von 29 bis 185 mrad zur Strahlrichtung ab. Jeder dieser Arme ist in 10 Ringe und 16 Sektoren unterteilt. Damit ergibt sich eine Granularität in RΦ von 3 cm$\times$22,5°. Die Energieauflösung bei einer Energie von 45,6 GeV beträgt σ_E/E=2,7%. Die Erkennung von Bhabha-Ereignissen beruht auf der gleichzeitigen Messung energiereicher Cluster in beiden Armen des STIC. Neben der Luminositätsmessung dient der STIC auch zur Erkennung bestimmter QCD-Ereignisse, bei denen im Anfangszustand unter kleinem Winkel ein hartes Photon abgestrahlt wird.

3.3.2 Komponenten zur Spurerkennung

Die supraleitende Spule

Die wichtigsten Spurerkennungsdetektoren befinden sich in einem homogenen Magnetfeld der Stärke 1,23 T parallel zur Strahlachse, das von einer heliumgekühlten supraleitenden Spule erzeugt wird. Mit einer Länge von 7,4 m und einen Durchmesser von 5,2 m ist sie die derzeit größte supraleitende Spule der Welt. Sie besteht aus einer einzelnen Drahtlage aus Niob-Titan in einer Kupfermatrix, die bei einer Betriebstemperatur von 4,5 K supraleitend gehalten wird und von einem Strom von 5000 A durchflossen wird. An den Enden befindet

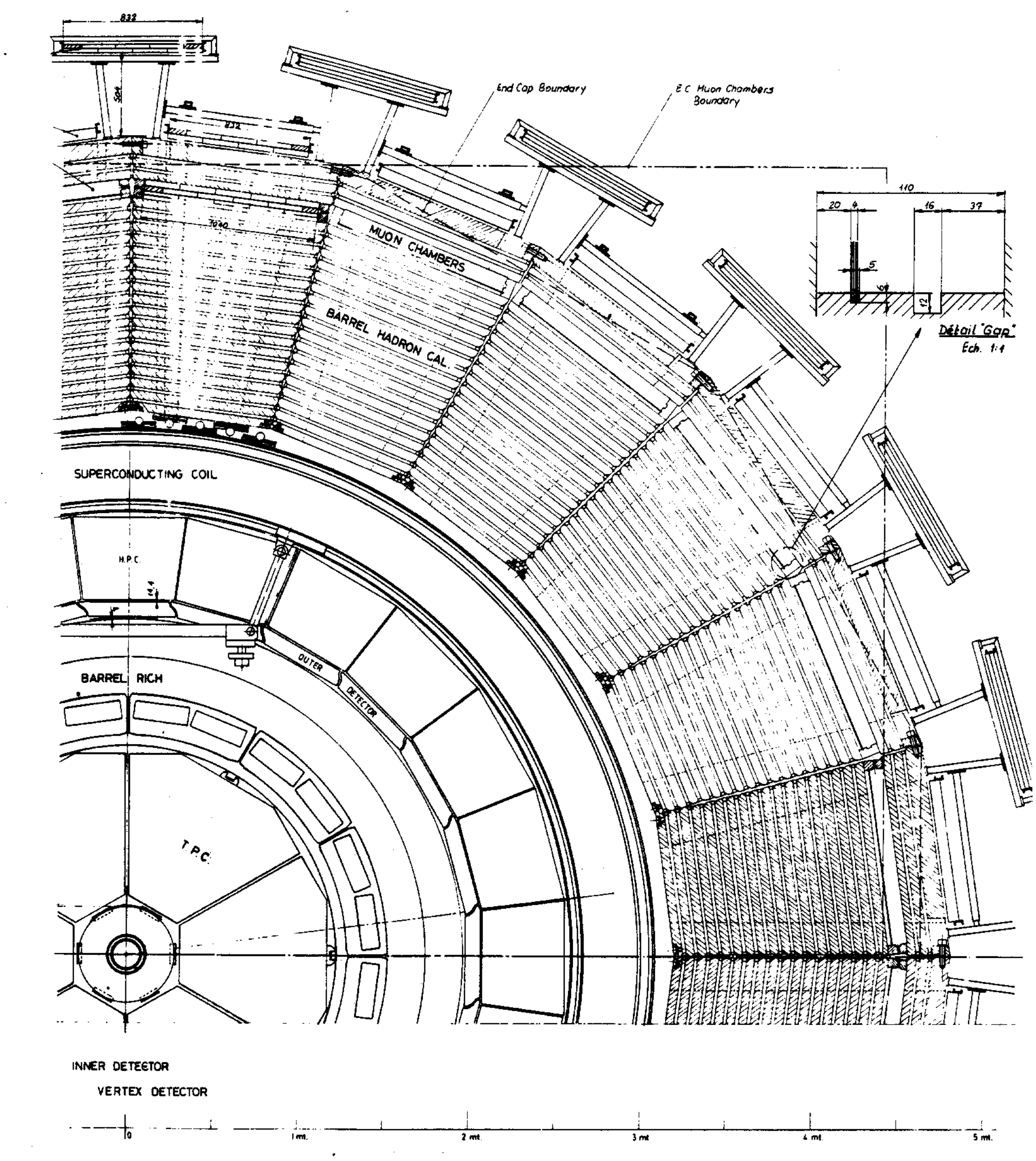


Abbildung 3.5: *Querschnitt des DELPHI-Detektors*

sich eine zusätzliche 35 cm breite Drahtlage, um die Homogenität des Feldes zu erhöhen. Das starke Magnetfeld ermöglicht die Messung der Transversalimpulse geladener Teilchen.

Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor befindet sich von allen Detektorkomponenten am nächsten am Wechselwirkungspunkt. Durch seine hohe Auflösung ermöglicht er eine genaue Extrapolation der Spuren zum Wechselwirkungspunkt, so daß etwa Zerfallsvertizes von B-Mesonen bestimmt werden können. Daher rührt seine Bedeutung für die Erkennung von b-Quark Ereignissen, die insbesondere für die Suche nach Higgsbosonen von großer Bedeutung ist. Der Vertexdetektor in seiner letzten Ausbaustufe besteht aus einem Zentralbereich (Barrel) und dem Vorwärtsdetektor (VFT[4]). Ein Schema ist in Abb. 3.6 gezeigt.

Der Vertexdetektor wurde seit Inbetriebnahme von DELPHI während der Winterpausen laufend verbessert. Für LEP2 wurde der alte Vertexdetektor von 24 cm auf 48 cm verlängert, der VFT wurde in der Winterpause 1996/97 vollendet. Der Zentralbereich besteht aus drei konzentrischen Lagen Silizium-Streifendetektoren bei Radien von 63 mm (Closer Layer), 90 mm (Inner Layer) und 109 mm (Outer Layer). Alle drei Lagen besitzen Streifen entlang der z-Richtung, so daß eine gute Auflösung in $R\phi$ erreicht werden kann. Die innere und äußere Lage besitzen zudem senkrechte Streifen, die eine Bestimmung der Rz-Position eines Punktes ermöglichen. Der Zentralbereich des Vertexdetektors deckt Winkelbereiche bis etwa 23° ab. Die Einzelpunktauflösung in $R\phi$ beträgt 7,6 μm. Die Auflösung in Rz beträgt bei senkrechtem Einfall 9 μm und nimmt in Abhängigkeit vom Polarwinkel des einfallenden Teilchen ab, weil bei flachen Winkeln mehr Streifen pro Lage ansprechen.

Um auch bei kleineren Winkeln eine bessere Abdeckung zu erreichen, wurde der Vertexdetektor durch den VFT ergänzt. Dieser besteht aus zusätzlichen Ministrip- und Pixeldetektorlagen und deckt Winkelbereiche zwischen 10° und 25° ab. Zwei Ministriplagen decken Winkel zwischen 10° und 18° ab. Jede Lage ist dabei in zwei Halbringen mit je 6 Detektormodulen angeordnet. Insgesamt gibt es 48 Ministripdetektoren, mit 96 Detektoren.

Die erste Pixeldetektorlage ist in einem Winkelbereich zwischen 15,5° und 25,5° sensitiv, die zweite zwischen 12,1° und 21°. Jede Pixeldetektorlagen ist dabei in zwei Kronen angeordnet, die zueinander verdreht montiert sind, um Löcher zu vermeiden. Jede Krone trägt 38 Module, jedes Modul enthält 8064 quadratische Pixel. Damit ergeben sich 1.225.728 Auslesekanäle. Die Pixelgröße beträgt $330 \times 330\ \mu\text{m}^2$.

Der Innere Detektor

Diese Detektorkomponente besteht aus zwei Teilen, der Jetkammer und der Triggerlage. Die JET-Kammer ist eine Driftkammer, die sich in 24 Sektoren unterteilt. In jedem Sektor sind 24 Signaldrähte untergebracht. Als Driftgas dient ein Gemisch aus Kohlendioxid mit etwas Isobutan. Die Triggerlage besteht aus fünf zylindrischen Lagen von je 192 sogenannten „straw tubes“ mit Zellengrößen von etwa 8 mm. In diesen werden sowohl Driftzeiten als auch Pulshöhen gemessen. Der Innere Detektor deckt Polarwinkel bis 15° ab. Die Auflösung der Jetkammer beträgt etwa 40μm in $R\phi$ und 1,2 mrad in ϕ. Die Triggerlage hat eine Auflösung von 150 μm in $R\phi$. Neben ihrer Funktion im Triggersystem dient diese Lage auch zur Auflösung von Doppeldeutigkeiten durch die Spiegelsymmetrie der Jetkammer.

[4]Very Forward Tracker

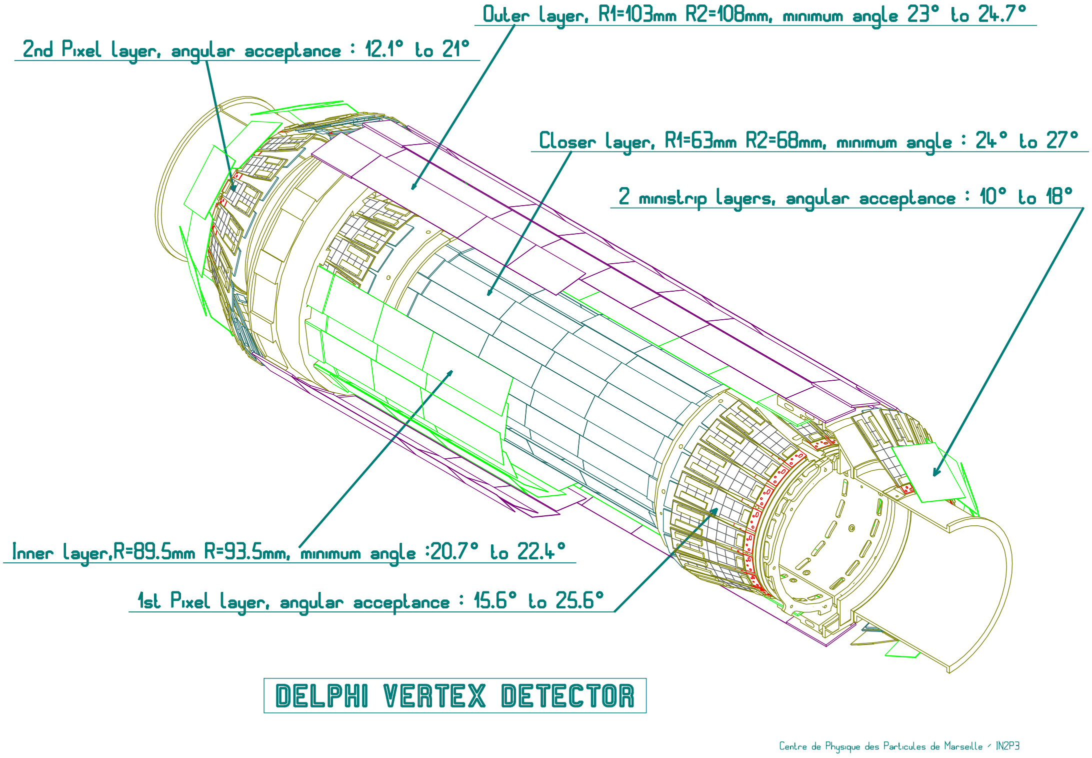


Abbildung 3.6: *Der Vertex-Detektor von DELPHI in seiner letzten Ausbaustufe*

Die Zeitprojektionskammer

Die Zeitprojektionskammer (TPC[5]) ist die Hauptspurkammer des DELPHI-Detektors, weil sie die längsten zusammenhängenden Spurstücke liefert. Eine schematische Ansicht ist in Abb. 3.7 gezeigt. Sie besteht aus zwei Zylindern mit einem inneren Radius von 0,29 m und einem äußeren Radius von 1,22 m, die von einem Argon/Methan Gasgemisch im Verhältnis 4/1 als Driftgas durchströmt werden. Ein elektrisches Feld von 150 V/cm dient als Driftfeld. An den Außenseiten befinden sich Proportionalzähler zum Nachweis der Driftelektronen. Diese sind in je 6 Sektoren unterteilt, die 1680 in je 16 konzentrischen Kreisen angeordnete Kathodenstreifen sowie 192 Signaldrähte enthalten. Für jede Spur können damit bis zu 16 Spurpunkte bestimmt werden. Die $R\phi$ Koordinate wird aus dem Ladungsschwerpunkt ermittelt, z ergibt sich aus der Driftzeit. Die Auflösung in $R\phi$ ist 250 μm, in z werden 900 μm erreicht. Aus der Pulshöhe an den Signaldrähten kann zudem Information über den spezifischen Energieverlust dE/dx gewonnen werden, was etwa zur Teilchenidentifikation nützlich ist.

[5] Time Projection Chamber

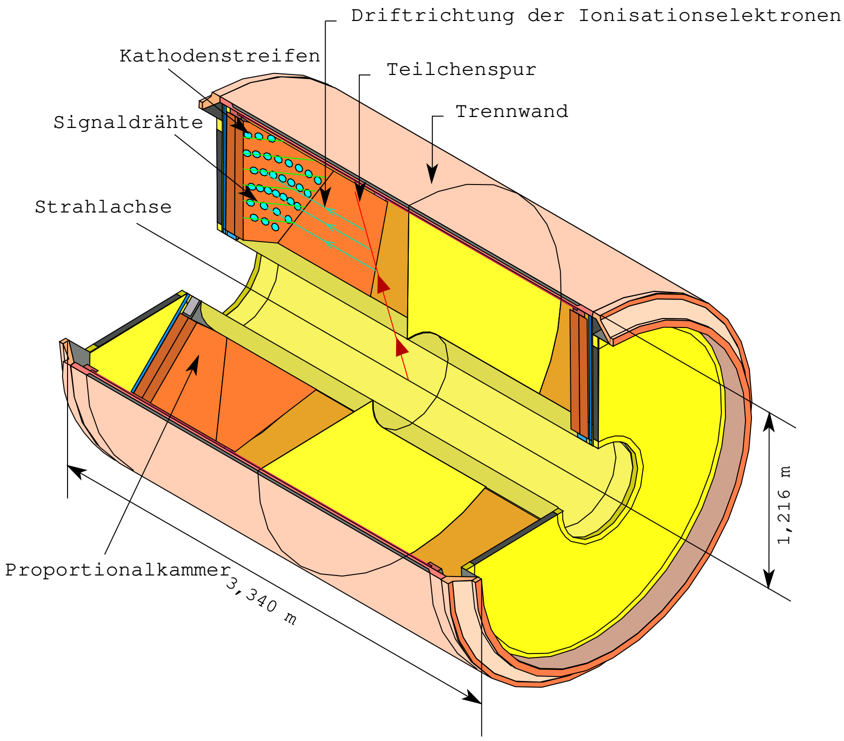


Abbildung 3.7: *Die Hauptspurkammer TPC*

Der äußere Detektor

Der äußere Detektor ist die letzte Spurkammer vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Er liefert zusätzliche Spurpunkte im Abstand von etwa 2 m vom Wechselwirkungspunkt. Diese Detektorkomponente besteht aus 24 Modulen. Jedes Modul besitzt 5 Lagen zu 35 Reihen von Driftröhren der Länge 4,7 m. Die Driftspannung beträgt 4,4 kV. Durch die Geometrie des Detektors ergibt sich eine kurze Reaktionszeit von typischerweise 3 ns. Deshalb wird auch diese Detektorkomponente als Teil des Triggers verwendet. Die Auflösungen betragen etwa 100 μm in $R\phi$ und 4,4 cm in z.

Spurkammern im Vorwärtsbereich

Weitere Spurpunkte werden durch die Vorwärtskammern FCA und FCB[6] geliefert. Die FCA sind auf den Endplatten der TPC angebracht und decken den Polarwinkel von 11^o bis 33^o und von 147^o bis 169^o ab. Weiter außerhalb sind die Vorwärtskammern B (FCB) angebracht, die dem äußeren Detektor im Barrel–Bereich entsprechen. FCA- und FCB-Informationen werden zudem im Trigger benutzt.

[6] Forward Chambers A und B

3.3.3 Die Myonkammern

Die Myonkammern befinden sich von allen Detektorkomponenten am weitesten vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Myonen sind die einzigen geladenen Teilchen, die die ganze Materie des Detektors durchdringen können, um hier ein Signal zu hinterlassen. Sie sind unterteilt in die zentralen Myonkammern (MUB, Polarwinkel von 53,0° bis 88,5°), die Vorwärtsmyonkammern (MUF, Winkel von 20° bis 32° zur Strahlachse) und die umgebenden Myonkammern (SMC). Die umgebenden Myonkammern wurden 1994 installiert, um die Lücke zwischen Zentral – und Vorwärtsmyonkammern zu schließen.

Bei den zentralen Myonkammern handelt es sich um 1372 Driftkammern, die versetzt in 3 Lagen angeordnet sind. Die innere Lage befindet sich dabei noch innerhalb des Hadronkaloriemeters. Die Auflösung beträgt 2 mm in $R\phi$ und 80 mm in z, gemessen mit Myonpaaren.

Die Vorwärtsmyonkammern bilden zwei Lagen von Driftkammern in beiden Endkappen des Detektors. Die Ortsauflösung in x und y beträgt etwa 5 mm.

3.3.4 Auflösungsvermögen des Spurerkennungssystems

Im Zentralbereich ist die TPC das wichtigste Instrument zur Spurrekonstruktion. Durch den angrenzenden RICH ist sie allerdings relativ klein konstruiert, so daß zur Spurerkennung mehrere Detektoren herangezogen werden. Im Zentralbereich sind dies typischerweise der VD, der ID, die TPC und der OD. Aus LEP1-Daten wurde aus Dimyonereignissen $Z \to \mu^+\mu^-$ im Zentralbereich ein Impulsauflösungsvermögen von

$$\sigma(1/p) = 0,57 \times 10^{-3}(\mathrm{GeV})^{-1} \tag{3.3}$$

bestimmt [26]. Im Vorwärtsbereich zwischen 20^o und 35^o ist es [26]

$$\sigma(1/p) = 1,31 \times 10^{-3}(\mathrm{GeV})^{-1}, \tag{3.4}$$

wobei Vertexdetektor und FCA/FCB Informationen benutzt wurden. Das Auflösungsvermögen des Spurerkennungssystems hängt wesentlich von der korrekten Ausrichtung der Detektorkomponenten zueinander ab. Zur Überprüfung und Korrektur der Ausrichtung (etwa nach Detektorarbeiten) wurden vor jeder LEP2-Datennahme kosmische Myonen aufgezeichnet. Außerdem erfolgte eine kurze Datennahme auf der Z-Resonanz[7].

3.3.5 Kaloriemeter

Elektromagnetische Kaloriemeter

Die wichtigsten elektromagnetischen Kaloriemeter neben dem bereits beschriebenen STIC sind die High Density Projection Chamber (HPC) im Zentralbereich, und das Forward

[7] Myonen aus Z-Zerfällen sind zur Korrektur der Ausrichtung besser geeignet als kosmische Myonen, weil sie vom Wechselwirkungspunkt in der Mitte des Detektors kommen.

Electromagnetic Caloriemeter (FEMC) im Vorwärtsbereich des Detektors.

Die HPC besteht aus 144 einzelnen Modulen, die in 6 Ringen zu je 24 Modulen noch innerhalb des Magnetfeldes der Spule angeordnet sind. Jedes der Module bildet eine eigene Zeitprojektionskammer. Als Konvertermaterial dienen 40 Lagen gegeneinander isolierte Bleidrähte, die gleichzeitig zur Erzeugung des Driftfeldes von etwa 100 V/cm dienen. Die Auslese erfolgt über Vieldrahtproportionalkammern an einer Seite jeden Moduls. Diese besitzen je 39 Signaldrähte und sind in 128 Segmente unterteilt, die in 9 Reihen angeordnet sind. Die pro Segment gesammelte Ladung wird in 256 Zeitkanälen gemessen, so daß sich eine hohe Granularität in z ergibt. Zudem enthält jedes Modul Plastikszintillatoren, die ein schnelles Triggersignal liefern. Die Auslese der HPC selbst dauert etwa 18 μs. Die HPC überdeckt einen Polarwinkelbereich von 43° bis 137°. Durch die Aufteilung in 144 Module ergeben sich Lücken in ϕ und z von etwa 1cm zwischen je zwei Modulen. Bei z=0 ist die Lücke 7,5 cm breit. Die Energieauflösung der HPC, gemessen mit 45 GeV Bhabha-Elektronen, beträgt etwa $\sigma_E \approx 2,85$ GeV, die Ortsauflösungen sind $\sigma_z \approx 5$ mm, $\sigma_\phi \approx 3,1$ mrad [27].

Eine ganz andere Technik wurde beim FEMC verwendet. Dieses ist in den Endkappen des Detektors untergebracht und besteht aus zwei Feldern von 4532 Bleiglas-Cherenkovdetektoren. Die Bleiglasblocks haben die Form abgeschnittener Pyramiden von 40 cm Tiefe und Seitenflächen von 5,0×5,0 cm^2 und 5,6×5,6 cm^2 und werden über Photonenvervielfacher ausgelesen. Die Energieauflösung beträgt für 45 GeV Bhabhaelektronen etwa 4,8%. Die beiden Detektorfelder decken den Winkelbereich von 8° bis 35° und 145° bis 172° ab. Die Lücken zwischen HPC und FEMC sowie die HPC Löcher sind mit zahlreichen Blei-Szintillatorzählern abgedeckt, um die Hermetizität des Detektors zu gewährleisten. Für Energien oberhalb 10 GeV beträgt die Effizienz dieser Zähler etwa 90%.

Hadronkaloriemeter

Das Hadronkaloriemeter HCAL ist im Eisenjoch des Magneten untergebracht. Es unterteilt sich in zwei Endkappen zu je 12 Sektoren und einen Zentralbereich aus 24 Modulen. Es deckt den Polarwinkelbereich von 11° bis 169° ab. Die Energieauflösung beträgt σ_E/E=0,21$\oplus$1,12/$\sqrt{E}$.

3.3.6 Der RICH

Eine Besonderheit des DELPHI-Detektors ist die Möglichkeit der Teilchenidentifikation durch den Cherenkov-Effekt. Der Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) unterteilt sich in zwei Detektoren im Vorwärtsbreich (FRICH) und einen Zentralteil (BRICH). Die prinzipielle Funktionsweise ist in Abb. 3.8 gezeigt. Durchquert ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium mit einer Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium ist ($v > c/n$), sendet es Photonen unter einem Winkel $\cos\Theta_c = 1/n \cdot \sqrt{1 + m^2/p^2}$ aus. Eine Bestimmung dieses Winkels ermöglicht damit in Kombination mit der Impulsmessung in der TPC eine Identifikation des Teilchen. Der

RICH besitzt einen flüssigen (C_6F_{14}, Brechzahl n=1,2718) und einen gasförmigen Radiator (C_5F_{12}, Brechzahl n=1,00194). Durch die Verwendung zweier Medien wird eine größere Abdeckung des möglichen Impulsbereiches erzielt. So liegen die Schwellen im Impuls zur Aussendung von Cherenkovlicht im Flüssigradiator bei 0,17 GeV für geladene Pionen, 0,7 GeV für Kaonen und 1,2 GeV für Protonen. Im Gasradiator sind die entsprechenden Schwellen 2,3 GeV, 8,2 GeV und 16,0 GeV. Das im Radiator erzeugte Cherenkovlicht wird durch ein Spiegelsystem reflektiert und in einer nach dem Zeitprojektionsprinzip arbeitenden Driftkammer nachgewiesen. Dem Driftgas dieser Kammer ist dabei ein photoionisierbarer Zusatz beigemischt. Die Photoelektronen werden schließlich am Ende der Kammer in einer Vieldraht- Proportionalkammer nachgewiesen.

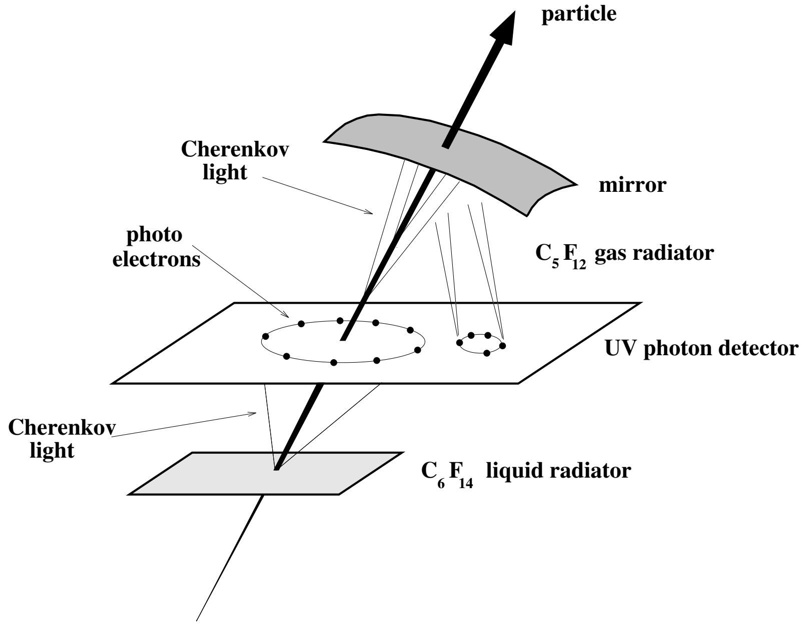


Abbildung 3.8: *Funktionsweise des RICH*

3.4 Das Online-System

3.4.1 Das Triggersystem

Die Auslesezeit der verschiedenen Detektorkomponenten von DELPHI ist recht unterschiedlich. So beträgt die typische Auslesezeit pro Ereignis etwa 3 ms. Während der Auslesezeit ist der Detektor blind. Bei 4(8) Paketen im Ring beträgt findet aber alle 22(11) μs eine Strahlüberkreuzung statt. Aufgabe des Triggersystems ist es, Untergrundprozesse und physikalische Ereignisse zu trennen, um die Totzeit des Detektors zu minimieren. Das Triggersystem ist in vier Stufen gestaffelt. Die ersten beiden Stufen T1 und T2 laufen synchron zum Strahlkreuzungssignal BCO[8], das von LEP bereitgestellt wird. T1 verwendet Information von den schnellsten Detektorkomponenten ID, OD, FCA, FCB, TOF, HOF, den HPC-Szintillatoren, FEMC und MUB. Die T1-Entscheidung fällt innerhalb von 3,9 μs nach dem BCO Signal. T2 verwendet zusätzlich die TPC, HPC und MUF sowie einige weitere Detektoren. Die T2 - Entscheidung fällt 39 μs nach dem BCO Signal. T3 und T4 sind nachgeschaltete Softwarefilter.

3.4.2 Die Datennahme

Alle Ereignisse, die den T2-Trigger passieren, werden als Rohdaten auf Band aufgezeichnet. Die Rohdaten enthalten dabei die digitalisierten Meßergebnisse aller beteiligten Detektorkomponenten. Zur Speicherung wird die dynamische Speicherstruktur des Programmpaketes ZEBRA [28] verwendet. Die Aufzeichnung übernimmt das Datennahmesystem (Data Aquisition System, DAS). Ereignisse werden gekennzeichnet durch die Fill–, Run– und Ereignisnummer. Die Datennahme wird von drei Personen gesteuert, die DAS und Slow-Control überwachen und eine Online-Qualitätskontrolle durchführen. Das Slow-Control System steuert und überwacht dabei neben den Hochspannungen einzelner Detektorkomponenten auch Gasgemische, Kühlanlagen und Temperatur. Die Online-Qualitätskontrolle ermöglicht eine schnelle Anzeige der korrekten Funktionsweise aller Detektorkomponenten.

3.5 Das Offline-System

Die weitere Verarbeitung der Daten erfolgt durch das Rekonstruktionsprogramm DELANA [29]. Zunächst werden die Informationen für jede einzelne Detektorkomponente analysiert und kalibriert. Je nach Detektor ergeben sich Spurstücke oder Energieschauer. In einem iterativen Prozeß werden dann zusammengehörende Spurstücke gesucht und mit Vertexdetektorpunkten verbunden. Schließlich wird versucht, die gefundenen Spuren mit eventuellen Energiedepositionen in den Kaloriemetern zu assoziieren. Aus den geladenen Spuren wird außerdem der Primärvertex bestimmt. Ebenso wird eine erste Teilchenidentifikation vorgenommen. Während der Datennahme läuft bei LEP2 hier ein weiterer Ereignisfilter, der besonders interessante Ereignisse ausfiltert und deren Rohdaten für eventuellen späteren schnellen Zugriff aufhebt.

Um die Datenmenge zu reduzieren und die Analyse zu erleichtern, werden sogenannte „XSHORT-DST“ [30] Datensätze erzeugt. Diese enthalten die Ergebnisse von Standard-Softwarepaketen, etwa Ergebnisse der B-Erkennung, der Teilchenidentifikation, der Suche nach Wechselwirkungen mit Detektormaterie und dergleichen. Eine Einteilung des Ereignistyps wird durch das Programmpaket DAFNE durchgeführt. Da die Mehrzahl der LEP2-Ereignisse nur sehr wenige Spuren enthalten und deshalb für die meisten Analysen wenig interessant ist, werden folgende Datensätze unterschieden:

[8] Beam Cross Over

- Ereignisse, die durch DAFNE als mögliche Kandidaten einer bestimmten Klasse eingeordnet wurden, etwa 2000 Ereignisse pro pb^{-1}. Diese Ereignisse dienen in erster Linie einer schnellen graphischen Analyse während der Datennahme.
- Alle für Analysen interessanten Ereignisse, etwa 6000 Ereignisse pro pb^{-1}.
- hadronische Ereignisse, etwa 500 Ereignisse pro pb^{-1} oder 1% aller aufgezeichneter Ereignisse
- Ereignisse mit Information im STIC, etwa 30.000 pro pb^{-1}

Detaillierte Detektorinformationen sind im XSHORT-DST nicht mehr enthalten. Dadurch reduziert sich der benötigte Platzbedarf. Der Datenstrom ist in Abb. 3.9 veranschaulicht.

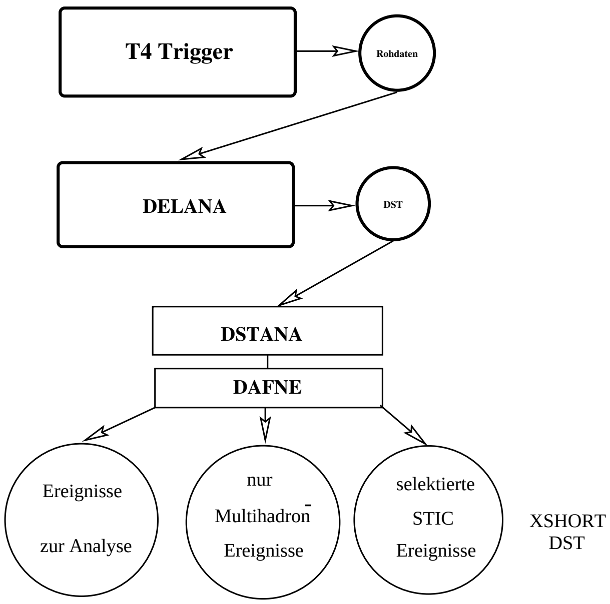


Abbildung 3.9: *Der Offline-Datenstrom*

4

Analysewerkzeuge

4.1 Gruppierung in Jets

Von den vier Quarks im Endzustand, die im Falle von Signalproduktion entstehen, bleiben nach der Fragmentation nur farbneutrale Teilchen übrig, die sich typischerweise in vier oder mehr Jets gruppieren. Zur Gruppierung der Endzustandsteilchen in Jets berechnet man für jedes Paar von Teilchen ij ein Abstandsmaß y_{ij}, dessen Definition je nach verwendetem Verfahren unterschiedlich sein kann. In dieser Arbeit wurde der DURHAM-Algorithmus verwendet, für den

$$y_{ij} = \frac{2 \cdot \min(E_i^2, E_j^2) \cdot (1 - \cos\Theta_{ij})}{E_{vis}^2}$$

ist. E_i und E_j sind die Teilchenenergien, E_{vis} die gesamte sichtbare Energie, und Θ_{ij} ist der Winkel zwischen den beiden betrachteten Teilchen. Das Paar mit dem kleinsten Abstandsmaß y_{ij} wird dann zu einem neuen Pseudoteilchen mit Viererimpuls $P_k = P_i + P_j$ zusammengefaßt, und die Abstandsmaße werden für jedes Paar von Teilchen und Pseudoteilchen neu berechnet. Der ganze Vorgang wird solange wiederholt, bis im Endzustand nur noch vier Pseudoteilchen übriggeblieben sind, die im folgenden Text als Jets bezeichnet werden. Alternativ kann man einen Abschneideparameter y_c definieren und den Algorithmus solange wiederholen, bis kein Pseudoteilchenpaar mehr existiert, dessen y_{ij} kleiner ist als der Abschneideparameter y_c. Das letzte Abstandsmaß y_{ij} mißt den Wert von y_c, bei dem das 4-Jet-Ereignis in ein 3-Jet-Ereignis übergehen würde, und wird deshalb im folgenden als y_{34} bezeichnet. Da QCD-Ereignisse vorwiegend 2- oder 3-Jet-Charakter haben, ergibt sich für QCD-Ereignisse im Mittel ein kleineres y_{34} als für Signalereignisse. Andere bekannte Methoden zur Gruppierung der Teilchen wie LUCLUS, JADE [21] oder der Cambridge [31]-Algorithmus unterscheiden sich hiervon vor allem in der Definition des Abstandsmaßes.

4.2 Ereignisrekonstruktion

Die gemessenen Jetrichtungen und Energien müssen in Richtung und Größe korrigiert werden, um Rückschlüsse auf die Ursprungsteilchen ziehen zu können. Durch schwache Zerfälle von Teilchen in den Jets entstehen Neutrinos, die sich dem Nachweis entziehen und so die sichbare Energie verringern, aber auch die Jetrichtung verfälschen. Daneben spielen Detektoreffekte eine große Rolle. Einige Teilchen verschwinden in insensitiven Bereichen des Detektors, und es gibt Wechselwirkungen mit der Detektormaterie. Die Korrektur wird mit Hilfe eines kinematischen Fits durchgeführt [32]. Die korrigierten Jetrichtungen lassen sich schreiben als

$$\vec{P}_{corr} = e^{a}\vec{P}_m + \mathrm{b}\vec{P}_b + \mathrm{c}\vec{P}_c.$$

$\vec{P}_b$ und $\vec{P}_c$ sind Einheitsvektoren in der Ebene senkrecht zur gemessenen Jetrichtung. Die korrigierte Jetenergie ist gegeben durch

$$E_{corr} = E_m|\vec{P}_c|/|\vec{P}_m|$$

Die Jetparameter a,b und c werden durch Minimierung der χ^2 Funktion

$$\chi^2 = \Delta\vec{y}^T V^{-1}\Delta\vec{y}$$

mit der Zwangsbedingung globaler Energie-Impulserhaltung bestimmt. Die vier Zwangsbedingungen können durch weitere Bedingungen ergänzt werden. Solche Nebenbedingungen können die Forderung nach gleicher effektiver Masse zweier Jetpaare oder die Forderung sein, daß ein Jetpaar eine feste invariante Masse haben soll. $\vec{y}$ ist dabei der Vektor der Jetparameter für alle Jets im Ereignis. Die Fehler der Jetparameter V wurden als Funktion des Polarwinkels und der Jetenergie aus Signal-Monte-Carlo Ereignissen für verschiedene Higgsmassenhypothesen bestimmt. Nähere Einzelheiten zur Fehlerbestimmung nach dieser Methode sind in [33] beschrieben.

Der Verbreiterung von Jets durch Abstrahlung weicher Gluonen kann durch eine Umdefinition der Einheitsvektoren $\vec{P}_b$ und $\vec{P}_c$ Rechnung getragen werden. Diese Methode ist in [34] beschrieben, und wurde in dieser Arbeit bei der Suche nach dem Standardmodell-Higgsboson verwendet. $\vec{P}_b$ und $\vec{P}_c$ werden dabei aus den Eigenvektoren des Impulstensors

$$\mathcal{T}_{\beta\gamma} = \sum_k p^k_\beta p^k_\gamma$$

bestimmt, wobei p^k_β und p^k_γ die beiden Komponenten der Projektion des Teilchenimpulses auf die Ebene senkrecht zur Jetrichtung sind. $\vec{P}_b$ und $\vec{P}_c$ geben die Richtungen an, in denen der Jet am breitesten bzw. am schmalsten ist.

Bei der Suche nach 4b-Endzuständen wurde die erste Methode verwendet, bei der Suche nach $(h)qq$ die zweite.

4.3 b-Erkennung

Bedingt durch die hohe Masse, die harte Fragmentation von b-Quarks und die lange Lebensdauer von B-Mesonen unterscheiden sich Ereignisse mit b-Quarks von Ereignissen mit leichten Quarks. Zur Erkennung und Abtrennung von b-Ereignissen sind verschiedene Verfahren entwickelt worden. Das Vorhandensein eines Leptons mit hohem Transversalimpuls ist ein charakteristisches Indiz für den Zerfall eines B-Mesons und kann zur Identifizierung herangezogen werden. Da das Verzweigungsverhältnis für derartige Zerfälle aber klein ist[1], ist eine effiziente b-Erkennung alleine hierdurch nicht möglich.

4.3.1 Impaktparameter

Eine effiziente Technik zur Erkennung von b-Ereignisse erfolgt über die Impaktparameter der Spuren im Ereignis. Hierzu ist eine möglichst genaue Kenntnis des Primärvertex im Ereignis nötig. Zur Bestimmung des Primärvertex werden Spuren mit mindestens zwei Treffern im Vertexdetektor herangezogen. Daneben wird der mittlere Wechselwirkungspunkt in die Bestimmung einbezogen, der auf der Basis von etwa 200 aufeinanderfolgenden Ereignissen aus den Daten bestimmt wird. Die Methode ist z.B. in Ref. [24] beschrieben.

Der Impaktparameter ist definiert als der Abstand zwischen Primärvertex und nächster Annäherung der Spur an den Primärvertex. Diese Methode geht auf [35] zurück. Die Implementation für DELPHI ist in [36] beschrieben. Die Methode beruht maßgeblich auf der Tatsache, daß B-Hadronen aufgrund ihres Boostes und ihrer relativ hohen Lebensdauer in der Größenordnung 1,55 ps mehrere Millimeter[2] zurücklegen können, bevor sie zerfallen. Dies führt zu Unterschieden in der Verteilung der Impaktparameter der Spuren in b- und nicht b-Ereignissen. Abbildung 4.1 zeigt ein $b\bar{b}$ Ereignis, das auf der Z^0-Resonanz aufgenommen wurde. Wenn der Vektor, der den Primärvertex und den Punkt nächster Annäherung der Spur an den Primärvertex verbindet, in der gleichen Richtung liegt wie der Teilchenjet, gibt man dem Impaktparameter ein positives, sonst ein negatives Vorzeichen. Die Definition des Impaktparameters ist in Abb. 4.3 für beide Vorzeichen skizziert. Spuren aus dem Primärvertex können durch Meßfehler sowohl positive als auch negative Impaktparameter haben. Spuren aus b-Zerfällen kommen von einem versetzen Vertex. Für sie erwartet man große Impaktparameter mit positivem Vorzeichen. Die Verteilung der Signifikanzen für die einzelnen Arten von hadronischen Ereignissen ist in Abb. 4.2 gezeigt. Der Fehler des Impaktparameters ergibt sich aus dem Fehler der Messung des Primärvertex und dem Fehler der Messung des Punktes der nächsten Annäherung. Den Quotienten von Impaktparameter und seinem Fehler bezeichnet man als Signifikanz. Im Idealfall ergibt sich für negative Signifikanzen eine gaußförmige Verteilung. Sie spiegelt im wesentlichen die Detektorauflösung wider. Schlecht gemessene Spuren, etwa durch falsche Zuordnung von Detektorpunkten, oder Detektoreffekte ergeben Abweichungen von der Idealform. Die Wahrscheinlichkeit $P(S_0)$ einer aus dem Primärvertex stammenden Spur,

[1] Das Verzweigungsverhältnis $B^0 \to l^+\nu_l X$ ist nur etwa 10,5%.
[2] Bei $b\bar{b}$-Ereignissen auf der Z^0-Resonanz ist die Reichweite $\gamma\beta c\tau \approx 3$ mm.

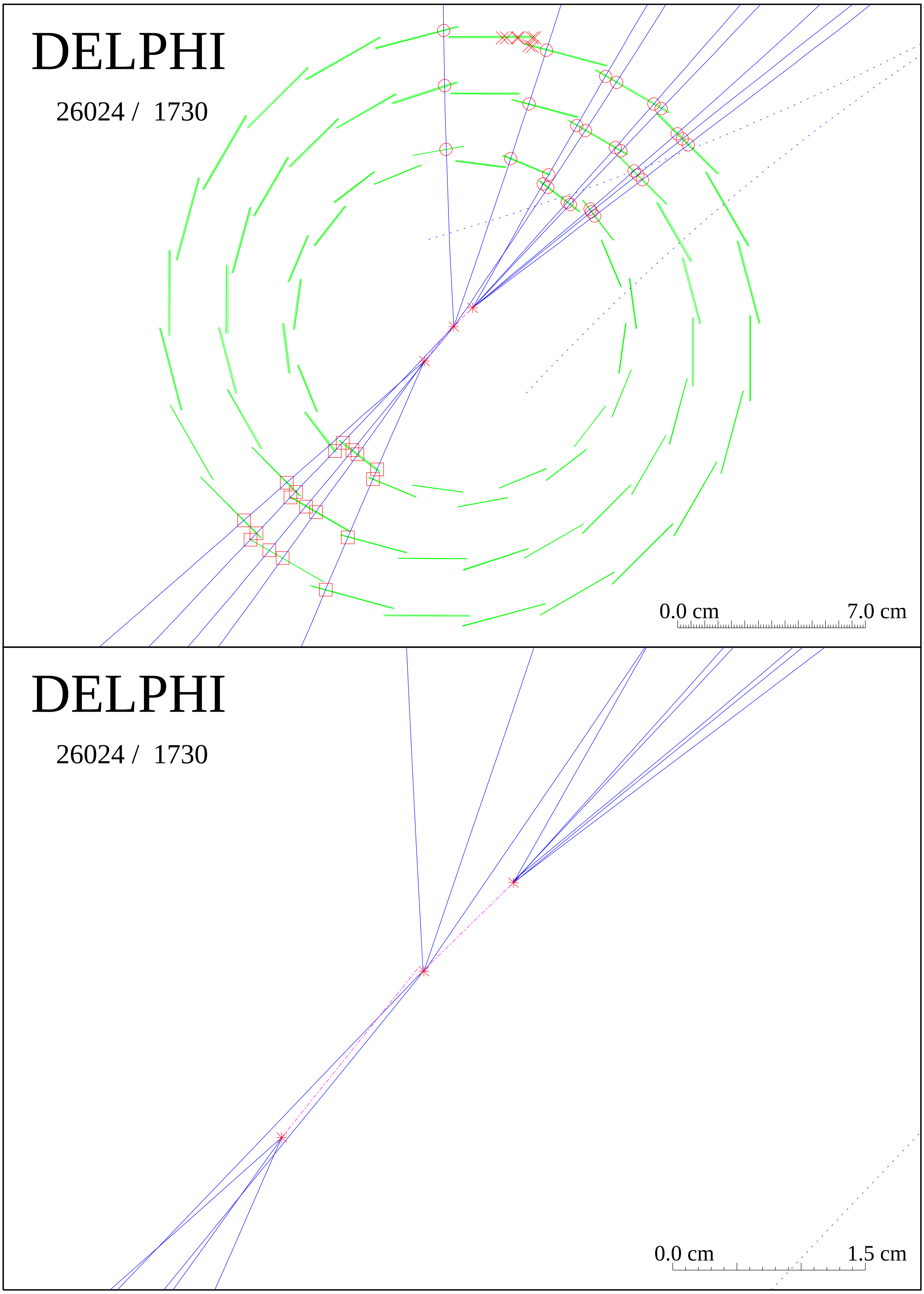


Abbildung 4.1: *Ein $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ Ereignis im Vertexdetektor (oben) und in der Vergrößerung (unten). Deutlich zu erkennen sind zwei versetze Vertizes, die vom Zerfall der in der Fragmentation aus den b-Quarks entstandenen B-Hadronen stammen.*

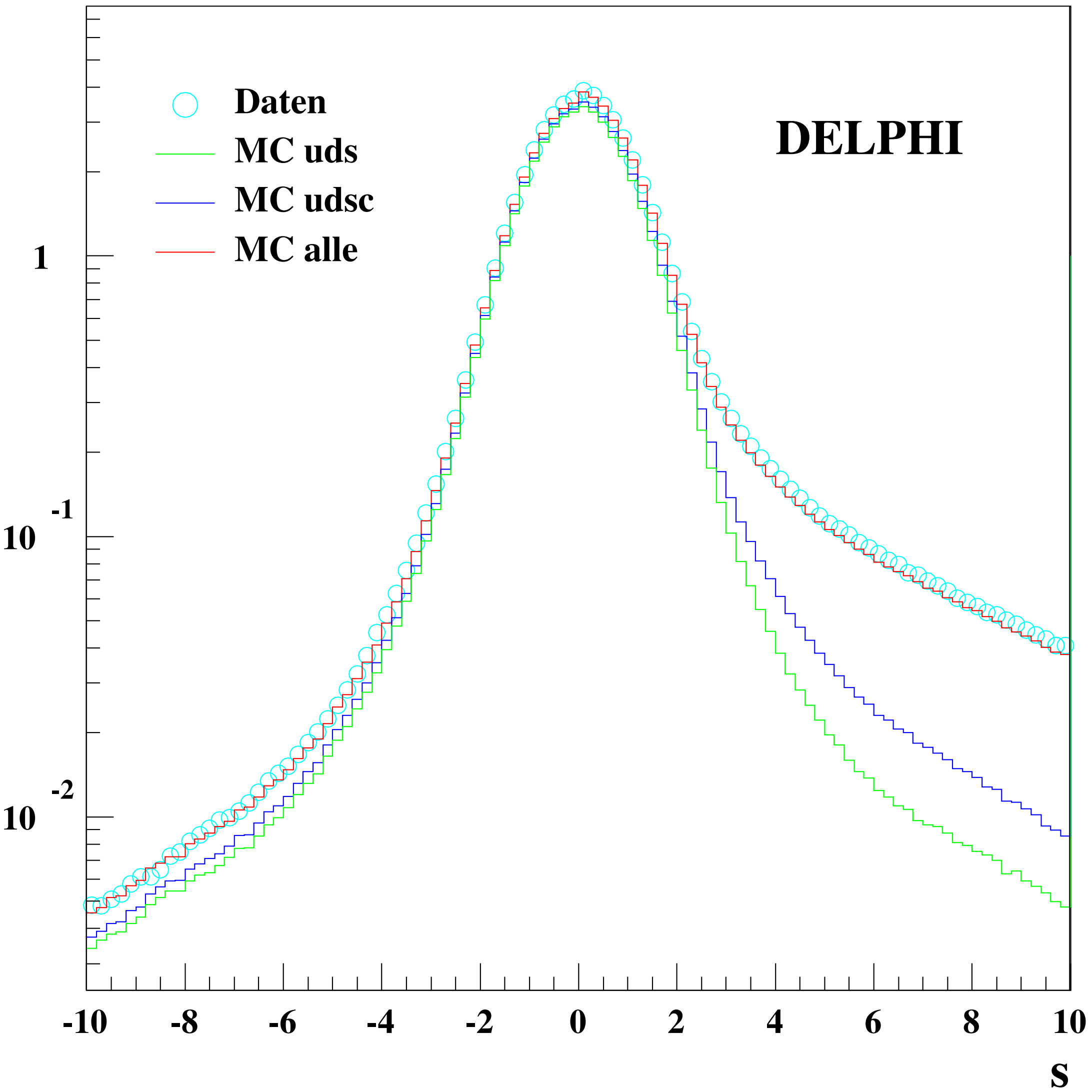
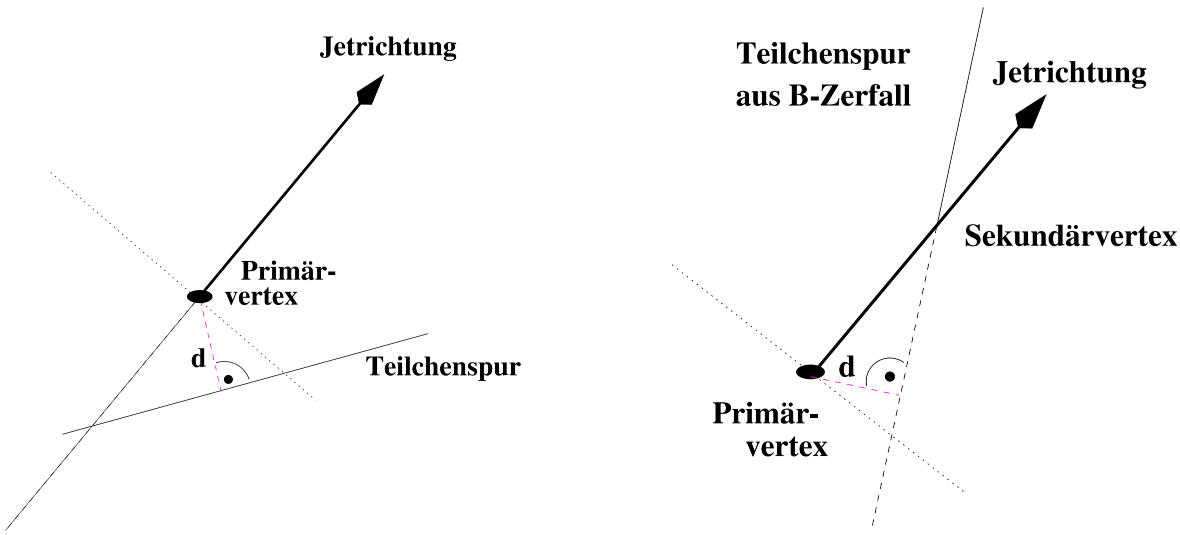


Abbildung 4.2: *Signifikanzen von Spuren für verschiedene Arten primärer Quarkflavours im Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Die Verteilung für die Daten (Kreise) stimmt gut mit der Monte-Carlo-Erwartung für eine Mischung aller beteiligten Flavours überein.*

eine Signifikanz S_0 oder größer zu haben, ist

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S<S_0} f(S)dS & : \text{ falls } S_0 < 0 \\ P(-S_0) & : \text{ falls } S_0 > 0. \end{cases} \tag{4.1}$$

Die Funktion $f(S)$ wird Auflösungsfunktion genannt. Auf ihre Bestimmung wird weiter unten eingegangen. Für Spuren aus dem Primärvertex mit positiven Impaktparametern wird die gleiche Verteilung angenommen. Für eine beliebige Anzahl N von Spuren wird die Wahrscheinlichkeit, daß alle diese Spuren aus dem Primärvertex stammen, definiert



(a) Definition des Impaktparameters mit negativem Vorzeichen

(b) Definition des Impaktparameters mit positivem Vorzeichen

Abbildung 4.3: *Definition des Impaktparameters d. Das Vorzeichen des Impaktparameters wird durch die Richtung des Jets definiert. In Fall (a) ist es negativ, im Fall (b) positiv.*

als

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=1}^{N-1} (-\ln \Pi)^j / j! \tag{4.2}$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^{N} P(S_i).$$

Nach Konstruktion ist die Verteilung Gl. 4.2 für b-Quark-Ereignisse bei kleinen Werten stark erhöht.

Die Auflösungsfunktion $f(S)$ in Gl. 4.1 wird für Spuren mit negativen Impaktparametern direkt aus den Daten bestimmt. Dabei werden nur solche Spuren berücksichtigt, die mit hoher Wahrscheinlichkeit tatsächlich aus dem Primärvertex stammen. So werden Spuren aus rekonstruierten V^0-Zerfällen nicht benutzt. Es werden nur Spuren mit kleinen absoluten Impaktparametern einbezogen. Um den Anteil von Ereignissen mit b-Zerfällen zu reduzieren, werden nur Spuren aus Ereignissen mit $-\log_{10}(P_E^+) > 0.1$ herangezogen. P_E^+ ist dabei durch Gl. 4.2 definiert, berechnet für die Spuren im Ereignis mit positivem Impaktparameter [37].

4.3.2 Kombinierte b-Erkennung

In vielen Fällen ist es möglich, sekundäre Vertizes im Jet zu rekonstruieren. Am Sekundärvertex lassen sich dann weitere Größen definieren, die die Leistungsfähigkeit der b-Erkennung verbessern können. Insbesondere kann eine Unterdrückung von Untergrund durch c-Zerfälle erzielt werden, indem man die effektive Masse der Teilchen am Sekundärvertex und deren Rapiditätsverteilung berücksichtigt. Für jeden Jet mit Sekundärvertexinformation wird eine kombinierte b-Erkennungsgröße y definiert als [38]

$$y = n_c \cdot \prod_i \frac{f_i^c(x_i)}{f_i^b(x_i)} + n_q \cdot \prod_i \frac{f_i^q(x_i)}{f_i^b(x_i)}. \tag{4.3}$$

Die Funktionen $f_i^q(x_i)$,$f_i^c(x_i)$ und $f_i^b(x_i)$ sind die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Größe x_i für u-,d-,s-, c- und b-Jets, die Gewichte n_c und n_q ($n_c + n_q$=1) sind die normierten Häufigkeiten von c und u-,d-,s-Jets mit Sekundärvertexinformation. Folgende Informationen werden verwendet:

I) die Wahrscheinlichkeit P_j^+, daß die Spuren im Jet mit positiven Impaktparametern aus dem Primärvertex stammen, berechnet nach Gl. 4.2

II) die effektive Masse M_s der zum Sekundärvertex gehörenden Spuren

III) die Rapidität der zum Sekundärvertex gehörenden Spuren bezüglich der Jetrichtung

IV) der Bruchteil der geladenen Energie im Jet, die vom Sekundärvertex stammt.

Falls es sich bei einem der Teilchen, die zum Sekundärvertex gehören, um ein identifiziertes Elektron oder Myon handelt, kann auch der Transversalimpuls dieses Leptons bezüglich der Jetrichtung einbezogen werden. Ein Jet wird als b-Jet klassifiziert, wenn y kleiner ist als ein Abschneideparameter y_0 ist. Unter Einbeziehung mehrerer Jets lassen sich in gleicher Weise kombinierte b-sensitive Variablen für ein ganzes Ereignis definieren. Für y_{hA} bezieht man alle Jets im Ereignis ein, für y_{hZ} nur die beiden Jets mit der höchsten b-Signifikanz.

4.4 Methoden zur Trennung von Klassen

Aufgrund der kleinen erwarteten Ereignisraten ist eine effiziente Unterdrückung von Hintergrundprozessen bei gleichzeitig hoher Signalselektionseffizienz notwendig. Bei einer sequentiellen Analyse wird dies durch Schnitte in geeignet gewählten Verteilungen erreicht. Durch die hier beschriebenen Verfahren werden dagegen unterschiedliche Größen zu einer einzigen zusammengefaßt, die eine hohe Trennfähigkeit besitzt. Die eigentliche Klassifizierung in Untergrund oder Signal erfolgt dann durch einen Schnitt in dieser Größe.

4.4.1 Diskriminanzanalyse

Die Diskriminanzanalyse [39] ist eine einfache Methode zur Trennung zweier Klassen. Gegeben sind zwei Klassen von Ereignissen, die anhand einiger Merkmale voneinander unterschieden werden sollen. Zur Bestimmung der Diskriminanzfunktion wird eine Menge von Ereignissen beider Klassen benutzt. Zunächst berechnet man die Kovarianzmatrix $\boldsymbol{\gamma}$ und die Vektoren der Klassenmittelwerte $\boldsymbol{\mu_1}$ und $\boldsymbol{\mu_2}$

Die Diskriminanzfunktion ist eine Linearkombination der Merkmale $\boldsymbol{x_i}$ der Form

$$D^0 = a_0 + \sum_{i=1}^{n} a_i x_i. \tag{4.4}$$

Der Vektor der Koeffizienten $\boldsymbol{a}= (a_1, \ldots, a_n)$ ergibt sich dabei aus der Kovarianzmatrix $\boldsymbol{\gamma}$ und den Vektoren der Klassenmittelwerte $\boldsymbol{\mu_1}$ und $\boldsymbol{\mu_2}$ durch

$$\boldsymbol{a} = \boldsymbol{\gamma^{-1}}(\boldsymbol{\mu_1} - \boldsymbol{\mu_2}). \tag{4.5}$$

Die Konstante a_0 wird Grenzkonstante genannt. Sie ergibt sich aus den beiden Klassenmittelwerten zu

$$a_0 = -\frac{1}{2}\boldsymbol{a}(\boldsymbol{\mu_1} + \boldsymbol{\mu_2}). \tag{4.6}$$

Die hier beschriebene lineare Form der Diskriminanzanalyse wird als Fisherdiskriminanzanalyse bezeichnet. Unbekannte Muster werden entsprechend dem Vorzeichen der Diskriminanzfunktion der einen oder der anderen Klasse zugeordnet[3].

Die Größe

$$\lambda = (\boldsymbol{\mu_1} - \boldsymbol{\mu_2})^{\boldsymbol{T}} \gamma^{-1} (\boldsymbol{\mu_1} - \boldsymbol{\mu_2}) \tag{4.7}$$

kann als Maß für die Trennfähigkeit des Verfahrens dienen [39].

Oft kann man die Leistungsfähigkeit des Verfahrens steigern, wenn auch quadratische Terme mitberücksichtigt werden. Die Diskriminanzfunktion hat dann die Form

$$D^0 = a_0 + \sum_{i=1}^{n} (a_i x_i + \sum_{j=1}^{i} a_{ij} x_i x_j). \tag{4.8}$$

Der Vektor $\boldsymbol{a}= (a_1, \ldots, a_n, a_{11}, \ldots, a_{1n}, a_{22}, \ldots, a_{2n}, \ldots)$ der $(n^2{+}3n)/2$ Koeffizienten wird wie zuvor durch Gl. 4.5 bestimmt. Dieses Verfahren wurde in [40] vorgeschlagen. Durch Iterieren des Verfahrens kann in einigen Fällen eine weitere Verbesserung der Trennfähigkeit erreicht werden [40]. Die Methode der iterierten Diskriminanzanalyse wurde in DELPHI für die Suche nach unsichtbaren Higgsboson-Zerfälle und im Kanal mit fehlender Energie verwendet [19, 41].

[3] Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Problemen ist es wegen der kleinen erwarteten Ereignisraten nötig, härtere Schnitte anzuwenden.

Die hier beschriebene Diskriminanzanalyse, insbesondere in der nichtlinearen Version, zeigt häufig gleiche Leistungsfähigkeit wie etwa Neuronale Netze. Der Trainingsphase entspricht hier die Bestimmung des Koeffizientenvektors durch Gl. 4.5, was im wesentlichen der Inversion der Kovarianzmatrix entspricht. Dadurch wird das Verfahren im Vergleich zu neuronalen Netzen verhältnismäßig schnell.

Bei hoch korrelierten Merkmalen wird die Kovarianzmatrix aber mehr und mehr singulär, was zu numerischen Problemen bei der Bestimmung der Koeffizienten führen kann.

Mit Hilfe von Gl. 4.7 kann man die Trenneigenschaften verschiedener Kombinationen von Merkmalen testen und vergleichen. Auf diese Weise kann man wenig sensitive Eingabegrößen identifizieren und so eine Optimierung des Satzes von Merkmalen erzielen.

4.4.2 Neuronale Netze

Auch künstliche neuronale Netze können zur Klassentrennung herangezogen werden. Die Struktur dieser Netze und die Namensgebung ist historisch durch den Aufbau biologischer Nervennetze motiviert. Diese bestehen aus einer Vielzahl miteinander verknüpfter Nervenzellen, den Neuronen. Dies ist schematisch in Abb. 4.4 gezeigt. Einzelne Neuronen bestehen aus drei Hauptteilen [42]. Der Zellkörper beinhaltet alle lebensnotwendigen Funktionen. Viele kleine Ausläufer, die Dendriten, dienen zur Vernetzung mit Nachbarzellen. Über sie werden Signale von anderen Zellen empfangen. Die Signalübermittlung zwischen zwei Zellen erfolgt über Synapsen, deren Reizstärke veränderlich ist. Es gibt dabei anregende (exzitatorische) und inhibitorische Synapsen. Das Weiterleiten von Signalen geschieht in der Regel über einen besonders langen Ausläufer, der Axon genannt wird. Dieses verbindet die Nervenzelle mit Muskeln, Sinnesorganen oder Zellen in anderen

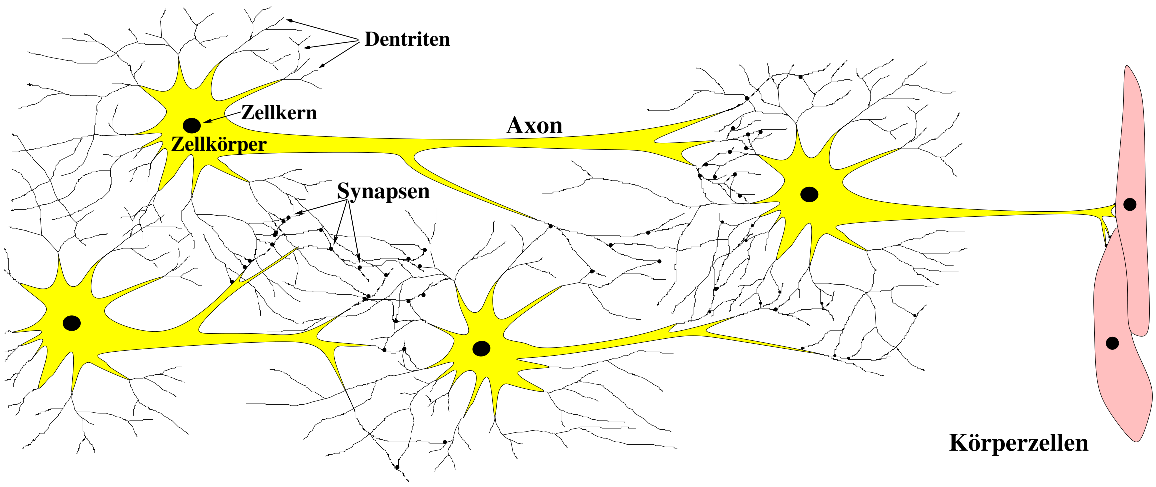


Abbildung 4.4: *Schematische Darstellung eines Netzwerkes biologischer Neuronen.*

Schichten. Es kann bis zu 1,5m lang werden. Nervenzellen im Großhirn können mit bis zu 1000 Nachbarzellen verbunden sein. Die Frequenz, mit der ein biologischen Neuron feuert,

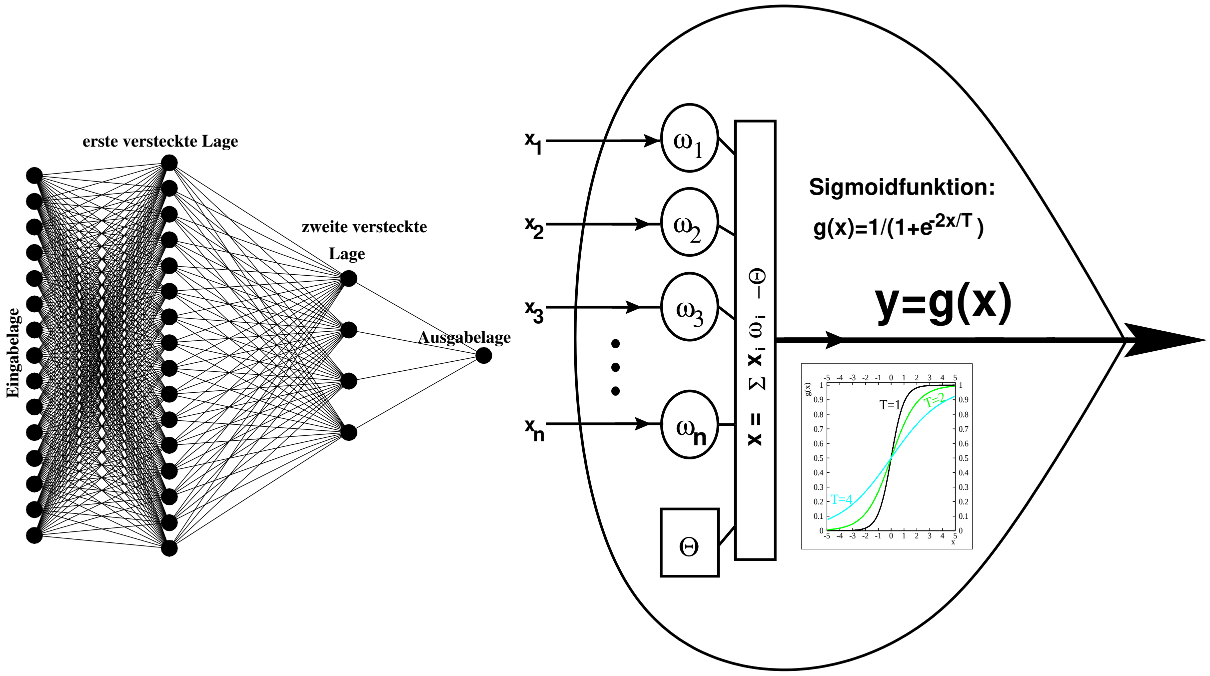


Abbildung 4.5: *Mehrlagiges Netz mit 15 Eingangsknoten und einem Ausgangsknoten*

wird bestimmt durch die Spannungen, die durch die Stärke der Eingangsreize bestimmt werden.

Heute existiert eine Vielzahl verschiedener Modelle, die alle unter dem Sammelbegriff neuronaler Netze geführt werden[4]. Bei den in dieser Arbeit benutzten künstlichen neuronalen Netzen handelt es sich um mehrlagige sogenannte feed-forward Netze. Eine FORTRAN Implementation dieses Netzwerktyps findet sich im JETNET - Paket [43], welches in dieser Arbeit verwendet wurde. Die Netze bestehen aus mehreren Lagen miteinander verbundener Knoten, die in Analogie zur Biologie als Neuronen bezeichnet werden. Ein Beispiel ist in Abb. 4.5 gezeigt. Jeder Knoten in einer der versteckten Lagen und in der Ausgabelage hat dabei mehrere Eingänge. Die an den n Eingängen anliegenden Signale werden mit Gewichten ω_i multipliziert und aufsummiert. Die Gewichte werden auch als Synapsen bezeichnet. Die Stärke des Signals y am Ausgang des Knotens wird schließlich durch die Aktivierungsfunktion $g(x)$ bestimmt:

$$y = g\left(\sum_{i=1}^{n} \omega_i x_i - \Theta\right) \tag{4.9}$$

Die Gewichte ω_i und der Schwellwert Θ sind Freiheitsgrade des Knotens und müssen in einer Trainingsphase aus einer Menge von Mustern mit bekannter Klassenzugehörigkeit

[4]Es sei bemerkt, daß vielen künstlichen neuronalen Netzen und biologischen Netzen nur noch die Namensgebung gemeinsam ist.

ermittelt werden. Als Aktivierungsfunktion $g(x)$ wird oft die Sigmoidfunktion

$$g(x) = \frac{1}{1 + e^{\frac{1}{2}x/T}} \tag{4.10}$$

gewählt. Der zusätzliche Parameter T wird in Anlehnung an die statistische Physik als Temperatur bezeichnet. Für $T \rightarrow 0$ geht die Sigmoidfunktion in die Stufenfunktion über. Dieser Grenzfall eignet sich gut, um die Funktionsweise neuronaler Netze zu studieren. So kann man sich leicht davon überzeugen, daß es mit einem zweilagigen Netzwerk (bestehend nur aus Eingabe – und Ausgabelage) nicht möglich ist, die logische Grundfunktion des ausschließenden Oder zu implementieren. Dies läßt sich erst mit Netzen mit mindestens einer verstecken Lage erreichen.

Die Ermittlung von Gewichten und Schwellwerten erfolgt in der Trainingsphase durch den sogenannten Backpropagation-Algorithmus. Zu Beginn werden alle Gewichte und Schwellwerte auf zufällige Anfangswerte gesetzt. Während der Trainingsphase werden dem Netzwerk Muster beider Klassen präsentiert, die Netzantwort berechnet und mit der gewünschten Ausgabe verglichen. Dazu wird für eine feste Anzahl N_p von Beispielmustern eine Fehlerfunktion berechnet, die während des Trainings minimiert werden soll. Typische Fehlerfunktionen sind die summierte quadratische Abweichung vom Sollwert,

$$E = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} (O^p - t^p)^2, \tag{4.11}$$

und die Entropie–Fehlerfunktion,

$$E = \sum_{p=1}^{N_p} \{(1 - t^p) ln(1 - O^p) - t^p ln(O^p)\}. \tag{4.12}$$

t^p und O^p bezeichnen hierin die Soll – und Istwerte für das Beispielmuster p. Die Änderungen $\Delta\omega_i$ der Gewichte sind dabei durch

$$\Delta\omega_i = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega} + \alpha \Delta\omega_i.$$

gegeben. Der Verlauf der Trainingsphase wird durch die Lernrate η und den Momentfaktor α gesteuert.

Während jeder Trainingsepoche werden dem Netzwerk alle Beispielmuster einmal gezeigt. Die Anzahl der notwendigen Epochen hängt von der Lernrate η ab. Wird sie zu groß gewählt, konvergiert das Netz nicht; ist sie zu klein, dauert das Training zu lange oder das Hauptminimum wird nicht gefunden. Oft ist es günstig, mit einer großen Lernrate zu beginnen und diese im Laufe des Trainings zu reduzieren, so daß sich das Netz stabilisieren kann. Um eine hohe Generalisierungsfähigkeit zu erzielen, müssen dem Netzwerk genügend viele verschiedene Beispielmuster beider Klassen präsentiert werden. Die Mindestanzahl von Beispielen hängt von der Anzahl der freien Parameter des Netzes und damit mit der Anzahl der Knoten zusammen. Zu wenige Beispiele oder ein zu großes Netzwerk in Verbindung mit einer zu langen Trainingsphase kann zu einem Auswendiglernen der gegebenen Beispiele führen. Um vor Effekten durch eine zu lange Trainingsphase sicher zu sein, werden bei der Bestimmung der Effizienz des Verfahrens keine Ereignisse benutzt, die dem Netzwerk bereits bei der Trainingsphase gezeigt wurden. Stehen genügend viele Beispielmuster zur Verfügung, kann man die beim Training benutzten Ereignisse in zwei Gruppen aufteilen, wobei die erste Gruppe zum eigendlichen Training und die zweite zum Überwachen der Generalisierungsfähigkeit benutzt wird. Wenn sich der Trainingsfehler für die Ereignisse der zweiten Gruppe in aufeinanderfolgenden Epochen nicht mehr verbessert oder sogar verschlechtert, wird das Training abgebrochen.

5

Die Suche nach neutralen Higgsbosonen im 4-Jet-Kanal

Die Produktion von neutralen Higgsbosonen führt im 4-Jet-Kanal auf Vierquarkendzustände der Art $b\bar{b}q\bar{q}$ für das Standardmodell-Higgsboson bzw. $b\bar{b}b\bar{b}$ bei der Paarproduktion von Higgsbosonen. Vierquarkendzustände können auch im Rahmen des Standardmodells auftreten, etwa durch elektroschwache Prozesse wie der Produktion von W oder Z-Boson-Paaren, oder auch durch QCD-Prozesse höherer Ordnung. Diese Ereignisse bilden daher eine wichtige Quelle von Hintergrund. Zu jedem Vierquarkendzustand gibt es viele zum Teil interferierende Beiträge. Man kann alle möglichen Vierfermionendzustände in zwei Klassen einteilen [11]:

- CC-Ereignisse, Ereignisse mit Fermionpaaren der Art $(U_i\bar{D}_i) + (D_j\bar{U}_j)$,
- NC Ereignisse, Ereignisse mit Fermion-Antifermion Paaren, $(f_i\bar{f}_i) + (f_j\bar{f}_j)$, $f = U, D$.

CC-Beiträge		
	du	$\bar{s}c$
$d\bar{u}$	43	11

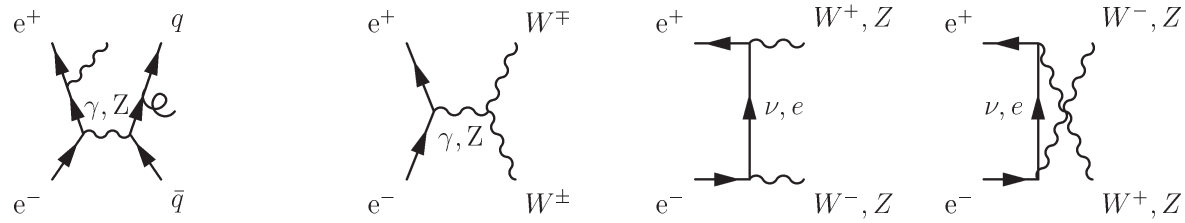
NC-Beiträge			
	$\bar{d}d$	$\bar{s}s$,$\bar{b}b$	$\bar{u}u$
$\bar{u}u$	43	43	4· 16
$\bar{d}d$	4· 16	32	43

Tabelle 5.1: *Anzahl der Feynman-Diagramme für Vierquarkendzustände bei LEP2 in der CC- und NC-Klasse [11].*

U und D bezeichnen dabei *up*- bzw. *down*-Typ Fermionen. Die Anzahl der zu den in dieser Arbeit relevanten Vierquarkendzuständen beitragenden Feynman-Diagramme in der CC- und der NC- Klasse sind in Tabelle 5.1 aufgeführt [11].

5.1 Hintergrundereignisse

Die bei Signalproduktion entstehenden vier farbgeladenen Teilchen im Endzustand bilden im Laufe der Fragmentation eine große Anzahl von Teilchen, die sich im Idealfall in vier Jets gruppieren. Typische Signalereignisse können leicht 40 geladene Spuren und mehr



(a) QCD (b) WW und ZZ^*

Abbildung 5.1: *Hintergrundereignisse für die Suche nach neutralen Higgsbosonen im 4-Jet-Kanal kommen von Quarkpaarerzeugung (a) mit QCD-Prozessen höherer Ordnung wie der Abstrahlung harter Gluonen im Endzustand, sowie der Produktion von WW- und ZZ^*-Paaren (b).*

enthalten. Auch die Größe der sichtbaren neutralen und geladenen Energie ist charakteristisch. Durch geeignet gewählte Schnitte auf solche Größen lassen sich signalähnliche Ereignisse anreichern. Neben einer zum Teil erheblichen Reduktion der zu analysierenden Datenmenge wird auch die Anzahl der zu betrachtenden Prozesse durch die Vorselektion reduziert. Die einzelnen Schnitte werden weiter unten aufgeführt. Zudem sind Interferenzeffekte zwischen Vierfermionendzuständen nach der Vorselektion klein, so daß sich die Hintergrundabschätzung vereinfacht. Für den 4-Jet-Kanal ist es ausreichend, sich auf die in Abb. 5.1 dargestellten Prozesse zu beschränken.

Durch QCD-Prozesse höherer Ordnung können Endzustände entstehen, die Signalereignissen sehr ähnlich sein können. So führt die Abstrahlung zweier harter Gluonen im Endzustand zu einer 4-Jet-Struktur. Durch Abstrahlung eines harten Gluons, das in zwei Quarks übergeht, ergeben sich Vierquarkendzustände. Daneben können Jets durch Abstrahlung weicher Gluonen, oder durch den Zerfall kurzlebiger Teilchen verbreitert werden. Die Gruppierung der Endzustandsteilchen zu Teilchenjets kann in solchen Ereignissen zur Vortäuschung einer Multi-Jet-Struktur führen. Da der Wirkungsquerschnitt für QCD-Prozesse um etwa zwei Größenordnungen höher ist als der Wirkungsquerschnitt für die Higgsproduktion, spielen diese an sich seltenen Prozesse eine gewichtige Rolle. Zur Abschätzung der Größe des erwarteten Hintergrundes durch QCD-Prozesse wurden mit dem PYTHIA- Generator [21] insgesamt etwa 10.000pb^{-1} QCD-Monte-Carlo-Ereignisse (Wirkungsquerschnitt 107,5 pb) erzeugt und durch die Detektorsimulation prozessiert. Weitere 520 pb^{-1} QCD-Ereignisse wurde mit dem KORALZ- Generator [44] erzeugt, um Unsicherheiten durch verschiedene Monte-Carlo- Generatoren zu studieren.

Von den rein elektroschwachen Prozessen, die auf Vierquarkendzustände führen, sind die WW- und die ZZ^*- Produktion mit anschließendem hadronischen Zerfall der Eichbosonen die wichtigsten. So ist ab $\sqrt{s} \approx 161$ GeV die Paarproduktion reeller W-Bosonen möglich, und ab $\sqrt{s} \approx 183$ GeV können auch reelle Z-Bosonen in Paaren produziert werden. Die beitragenden Feynman-Diagramme sind in Abb. 5.1(b) dargestellt [45]. Diese Prozesse wurden ebenfalls mit dem PYTHIA-Generator [21] simuliert. Insgesamt wurden

2.800 pb^{-1} W^+W^- (Wirkungsquerschnitt 14,82 pb) und 13.500 pb^{-1} ZZ^* (Wirkungsquerschnitt 1,25 pb) erzeugt und mit der Detektorsimulation prozessiert.

Um den Einfluß von Interferenzeffekten bei Vierfermionereignissen abzuschätzen, wurden zudem etwa 2.400pb^{-1} Vierfermionereignisse mit dem EXCALIBUR-Generator [46] erzeugt (Wirkungsquerschnitt 18,46 pb). Die angegebenen Wirkungsquerschnitte beziehen sich jeweils auf eine Schwerpunktsenergie von 183 GeV [41]. Andere Prozesse wie 2-Photon-Prozesse werden durch die Vorselektionsschnitte derart reduziert, daß sie für die weitere Analyse keine Rolle spielen. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnit-

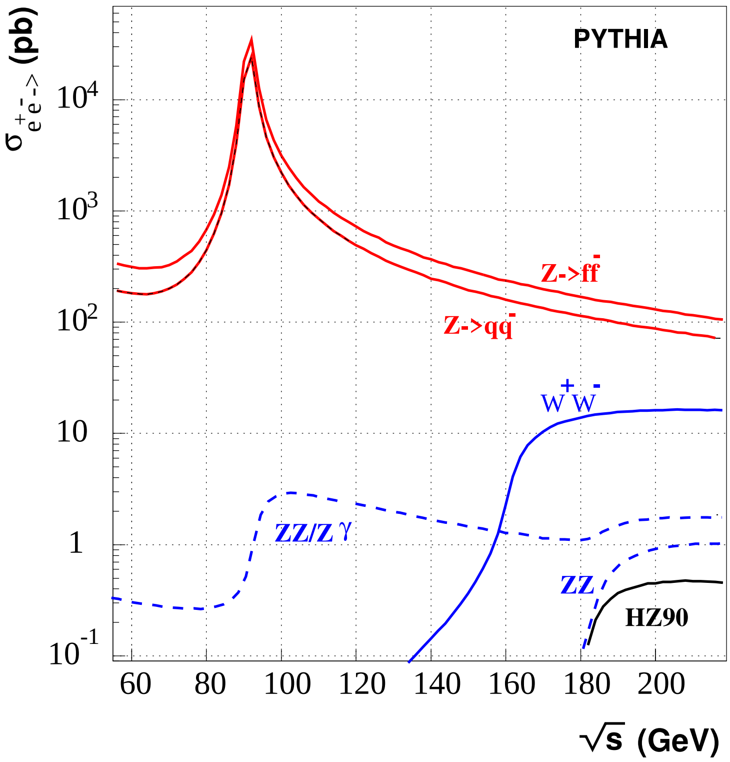


Abbildung 5.2: *Hier ist ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte einiger Hintergrundprozesse und eines Standardmodell-Higgsboson mit 90 GeV Masse gezeigt. Die Wirkungsquerschnitte wurde mit PYTHIA bestimmt.*

te verschiedener Prozesse bei LEP2 mit dem Wirkungsquerschnitt für ein 90 GeV Standardmodell-Higgsboson ist in Abb. 5.2 gezeigt. Daneben wurden große Mengen Monte-Carlo-Ereignisse anderer Prozesse generiert wie Bhabha-Elektronen und 2-Photon-Prozesse, die durch die Vorselektionskriterien soweit reduziert werden, daß sie innerhalb dieser Arbeit keine Rolle spielen.

5.2 Die Suche nach $e^+e^- \to hA \to b\bar{b}b\bar{b}$

Wie in Kapitel 2.3.4 beschrieben, führt die Paarproduktion von neutralen Higgsbosonen zum überwiegenden Teil zu $b\bar{b}b\bar{b}$-Endzuständen. Daneben spielen auch $b\bar{b}\tau^+\tau^-$- und $\tau^+\tau^-b\bar{b}$- Endzustände eine kleine Rolle. Kanäle mit τ-Leptonen im Endzustand wurden in der DELPHI Kollaboration von einer separaten Analyse abgedeckt. Die hier vorgestellte Analyse ist speziell auf den Vierquarkendzustand optimiert. Die höchste Effizienz wird erreicht, wenn beide Higgsbosonen etwa gleich schwer sind.

5.2.1 Spur- und Ereignisselektion

Um den Einfluß durch Rauschen der Detektorkomponenten zu verringern, wurden neutrale Schauer in den elektromagnetischen Kalorimetern nur dann berücksichtigt, wenn sie mindestens 200 MeV Energie hatten. Energiedepositionen im Hadronkalorimeter mit weniger als 500 MeV wurden ebenfalls verworfen. Geladene Spuren wurden berücksichtigt, wenn sie

I) einen Impuls oberhalb 100 MeV und

II) einen Impaktparameter in $R\Phi$ kleiner als 4 cm und

III) einen Impaktparameter in z kleiner als 10 cm

hatten. Die Schnitte auf die Impaktparameter stellen sicher, daß die Spuren aus dem Wechselwirkungspunkt kommen. Auf diese Weise lassen sich Spuren, die von kosmischen Myonen oder Strahl-Restgasreaktionen kommen, oder schlecht rekonstruiert wurden, weitgehend beseitigen. Dadurch wird die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo verbessert.

Es wurde bereits erwähnt, daß eine lockere Ereignisvorselektion durchgeführt wurde, bei der unter Beibehaltung einer möglichst hohen Signalselektionseffizienz bereits große Anteile von Hintergrund beseitigt werden. Um multihadronische Ereignisse herauszufiltern, wurden folgende Schnitte angebracht:

I) mindestens 18 geladene Spuren und

II) mindestens 60% $\sqrt{s}$ sichtbare Energie im Detektor

III) weniger als 50% $\sqrt{s}$ neutrale Energie

Der Anteil von QCD-Ereignissen mit starker Anfangsstrahlung wurde mit den folgenden Schnitten reduziert:

I) Ereignisse mit einem sichtbaren Photon mit einer Energie über 30 GeV werden verworfen

II) Die effektive Schwerpunktsenergie muß $\sqrt{s} - 30$ GeV übersteigen.

Geladene und neutrale Teilchen wurden in den verbleibenden Ereignissen mit Hilfe des DURHAM - Algorithmus [47] zu vier Teilchenjets gruppiert. Um experimentellen Unsicherheiten Rechnung zu tragen, wurden die verbleibenden Ereignisse einer kinematischen Rekonstruktion unterworfen unter Annahme globaler Energie- und Impulserhaltung, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben. Fehler und Mittelwerte der Jetparameter wurden aus Signal-Monte-Carlo Ereignissen in Abhängigkeit des Polarwinkels der Jets gewählt, um dem unterschiedlichen Auflösungsvermögen des Detektors in unterschiedlichen Richtungen Rechnung zu tragen. Ereignisse mit Jets

I) ohne geladene Teilchen

II) oder einer Masse kleiner 1,5 GeV

wurden verworfen.

Durch einen weiteren Schnitt im Ereignisthrust ($T < 0,92$) läßt sich insbesondere der QCD-Hintergrund reduzieren, ohne die Signaleffizienz stark zu mindern. Relevante Beiträge zum Hintergrund nach diesen Schnitten kommen nur noch von QCD-, WW- und ZZ^*-Ereignissen. In Tabelle 5.2 sind die Anzahl der erwarteten Hintergrundereignisse nach diesen Schnitten und die Anzahl der in den Daten gefundenen Ereignisse aufgeführt. Für die totale Anzahl erwarteter Ereignisse nach der Vorselektion wurde ein systematischer Fehler von etwa 4% ermittelt [41]. In diesem wurden neben Unsicherheiten in den Wirkungsquerschnitten auch Unterschiede durch verschiedene Monte-Carlo-Generatoren und Unsicherheiten durch die Vorselektionskriterien berücksichtigt. In Tabelle 5.3 sind Signaleffizienzen nach den Vorselektionsschnitten für verschiedene Massen aufgelistet.

Hintergrund	QCD	WW	ZZ^*	Daten
686± 3±27	311 ±1	355± 2	20±1	655

Tabelle 5.2: *Anzahl erwarteter Ereignisse von QCD-, WW- und ZZ^*-Produktion nach den Vorselektionsschnitten bei der Suche nach hA-Produktion für die analysierte Datenmenge von 53,95 pb^{-1}. Der erste Fehler ist statistischer Natur. Der zweite Fehler im gesamten Hintergrund ist systematischer Natur.*

	Effizienz in %						
Masse [GeV]	55	60	65	70	75	80	85
$\tan\beta = 20$	86	88	91	93	94	95	93
$\tan\beta = 2$	83	87	88	90	92	93	94

Tabelle 5.3: *Signaleffizienzen für verschiedene Massen und zwei Werte von $\tan\beta$ nach den Vorselektionsschnitten.*

5.2.2 Auswahl diskriminierender Größen

Die weitere Analyse erfolgt mit Hilfe eines neuronalen Netzwerkes. In einer Reihe von Vorstudien wurden mit Hilfe einer nicht-linearen Diskriminanzanalyse [40] folgende vierzehn Größen als Eingabegrößen ausgewählt:

- $\log(6+y_{hA})$, kombinierte b-Variable für vier Jets
- $\log(5+y_{hZ})$, kombinierte b-Variable für zwei Jets
- $-\log(y_1)$, kombinierte b-Variable des Jets mit höchster b-Signifikanz
- $-\log(y_3)$, kombinierte b-Variable des Jets mit dritthöchster b-Signifikanz
- Anzahl sekundärer Vertizes im Ereignis
- Ereignis - Thrust
- Fox-Wolfram-Momente, $2 - H_{20}$-H_{40}
- geladene Multiplizität des Jets mit der kleinsten geladenen Multiplizität
- $-\log_{10} y_{34}$ (Durham)
- minimale Dijet-Masse
- minimaler Winkel zwischen dem energiereichsten Jet und den drei übrigen Jets, β_{min}
- höchste Jetenergie im Ereignis
- niedrigste Jetenergie im Ereignis
- minimaler Winkel zwischen je zwei Jets, α_{min}

Einige Größen wurden logarithmiert, um eine flachere Verteilung zu erzielen. Dem hohen b -Gehalt typischer Signalereignisse wird durch die ersten fünf Eingabegrößen Rechnung getragen. Sie messen die Signal-Ähnlichkeit des Ereignisses aufgrund der b-Signatur. Bei den ersten vier handelt es sich um kombinierte b- Merkmale, wie sie in Abschnitt 4.3 beschrieben wurden. y_{hA} berücksichtigt alle vier Jets (hA-Struktur), y_{hZ} dagegen nur die beiden mit der stärksten b-Signatur. Durch diese Größen kann WW-Hintergrund effizient unterdrückt werden. Die Summe der Fox-Wolfram-Momente H_{20} und H_{40} ist empfindlich für zigarrenförmige Ereignisse, wie sie in QCD-Ereignissen durch Abstrahlung weicher Gluonen von Quarkjets entstehen können. Die Einbeziehung von y_{34}, α_{min}, β_{min} dient der Unterdrückung von QCD-Ereignissen. ZZ^* Ereignisse lassen sich durch b-Erkennung unterdrücken. Sie enthalten aber eine irreduzible Komponente, wenn beide Z-Bosonen reell sind und in b-Quarks zerfallen. Solche Ereignisse sehen experimentell aus wie die gesuchten Signalereignisse mit einer Higgsbosonmasse von rund 90 GeV. Die Verteilungen der diskriminierenden Größen nach der Vorselektion sind im Anhang A beigefügt.

5.2.3 Netzwerktraining

Es wurde ein dreilagiges Netzwerk mit 14 Knoten in der Eingabelage, 15 Knoten in der versteckten, und einem Knoten in der Ausgabelage verwendet. Die Netzwerktopologie ist in Abb. 5.3 angedeutet. Alle Eingabegrößen wurden linear transformiert, so daß sie zwischen

Null und Eins liegen. Zum Training wurden insgesamt 3000 vorselektierte QCD-, 3000 WW- und 1000 ZZ^*- Ereignisse verwendet. Außerdem wurden insgesamt 5400 Signalereignisse benutzt, die zu gleichen Anteilen aus M_A=60 GeV, 65 GeV, 70 GeV, 75 GeV, 80 GeV und 85 GeV ($\tan\beta = 20$) Signalsimulationen bezogen wurden. Die Simulation von Signalereignissen erfolgte mit Hilfe des HZHA-Generators [48]. Die Trainingsereignisse wurden in zwei Untergruppen aufgeteilt, wobei der erste Teil zum eigentlichen Training verwendet wurde. Mit dem zweiten Teil wurde die Generalisierungsfähigkeit des Netzwerkes beobachtet. Für Signalereignisse wurde eine Netzwerkausgabe von 1, für jede Art Hintergrundereignisse eine Netzwerkausgabe von 0 verlangt. Der Netzwerkfehler wurde nach jeder Trainingsepoche nach Gl. 4.11 für Trainings- und Testereignismenge getrennt berechnet. Nach etwa 200 Epochen konnte keine Verbesserung des Ergebnisses mehr beobachtet werden, und das Training wurde gestoppt. In Abb. 5.4(a) ist links die Netzwerkausgabe für eine natürliche Mischung von Hintergrundereignissen[1] gezeigt. Typische Hintergrundereignisse ergeben eine niedrige Netzwerkausgabe, Signalereignisse ergeben Netzwerkausgaben nahe eins. Dies ist in Abb. 5.4(a) rechts exemplarisch für ein 70 GeV ($\tan\beta$=20) Signal gezeigt. Die Daten sind mit der Erwartung von Standardmodellhintergrundprozessen im Einklang, es gibt keine Anhaltspunkte für Produktion von Signalereignissen.

5.2.4 Bestimmung des Arbeitspunktes

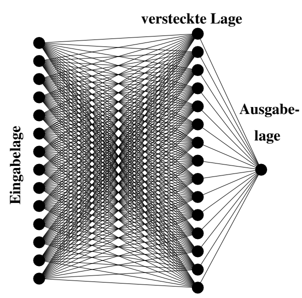
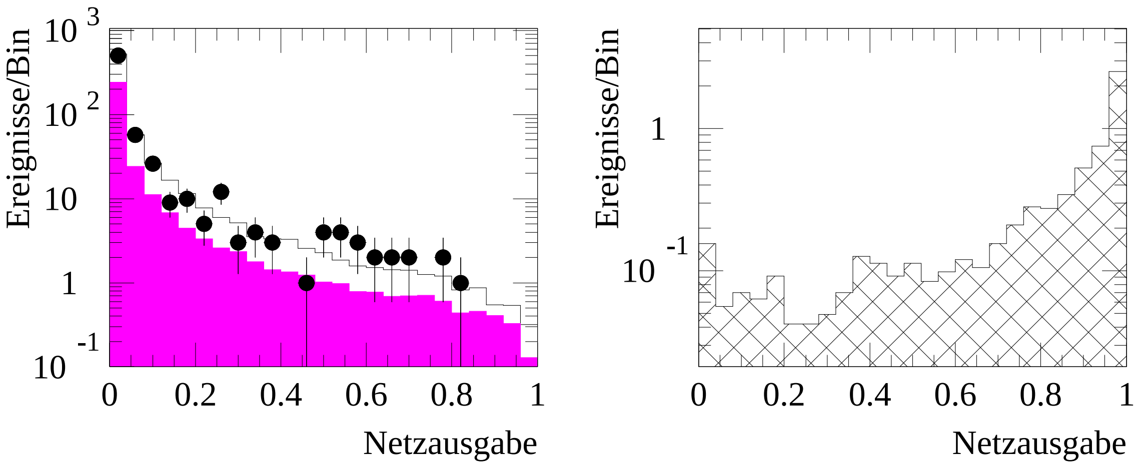


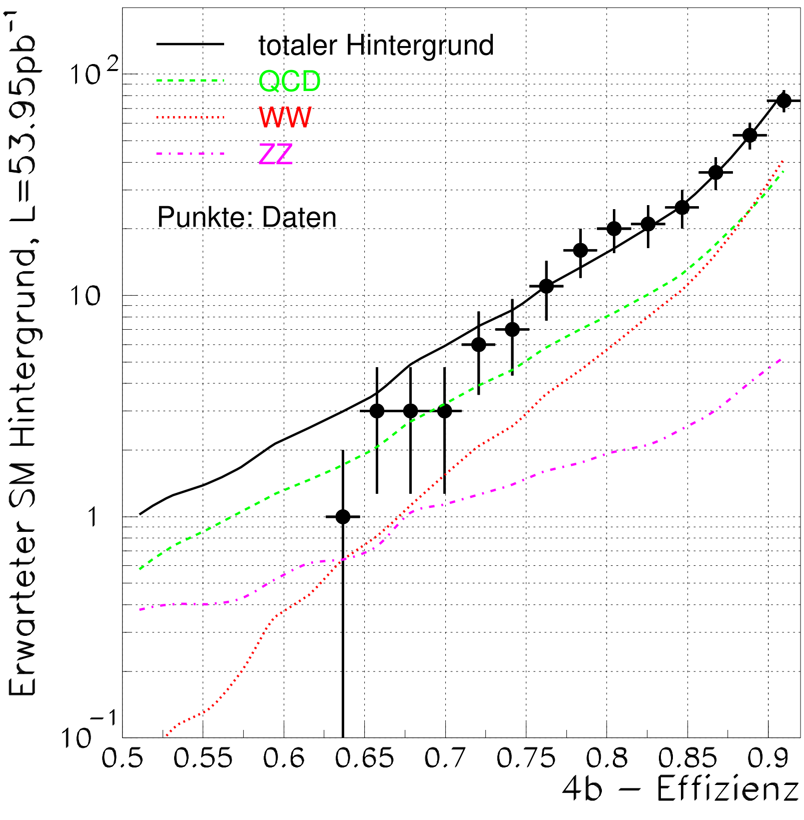
Abbildung 5.3: *Netzwerktopologie bei der 4b-Suche*

Abb. 5.4(b) zeigt den erwarteten Hintergrund als Funktion der Signaleffizienz für ein m_A=70 GeV Signal mit $\tan\beta = 20$. In diesem speziellen Fall ist $m_h \approx m_A$. Man erhält diese Kurve durch Variation eines Schnittes in der Ausgabe des neuronalen Netzwerks. Die Wahl eines bestimmten Schnittes legt den Arbeitspunkt der Analyse fest. Dieser wurde ohne Kenntnis eventueller Kandidatenereignisse festgelegt. Die Wahl des Arbeitspunktes wurde für ein $m_A \approx m_h = 70$ GeV durchgeführt, was etwa der Erwartung einer neuen Massenschranke bei Abwesenheit eines Signals entspricht. Dazu wurde die aufgrund der Hintergrunderwartung der Analyse berechnete erwartete Massenschranke als Funktion des Arbeitspunktes der Analyse optimiert. Der Beitrag des Suchkanals mit τ-Leptonen wurde dabei mitberücksichtigt. Das Optimum wird für eine Effizienz von 55% erreicht. Der zugehörige Schnitt bei 0,877 ergibt einen erwarteten Hintergrund von 1,46$\pm$ 0,13(stat.)$\pm$0,18(syst.). Der Gesamthintergrund wird mit 0,906$\pm$0,07(stat.) von QCD-Ereignissen dominiert. 0,155$\pm$0,058(stat.) Ereignisse sind auf WW-, und 0,4$\pm$0,1(stat) Ereignisse auf ZZ^*-Hintergrund zurückzuführen. In den Daten wurden keine Ereignisse selektiert. Die Massenverteilungen für Signal- und Hintergrunderwartung am Arbeitspunkt sind in Abb. 5.5 gezeigt. Die Effizienz der Analyse für verschiedene Massen und zwei Werte von $\tan\beta$ ist in Tabelle 5.4 zusammengefaßt.

[1] Zum Testen wurden nur statistisch unabhängige Ereignismengen verwendet.



(a) Netzwerkausgabe



(b) Effizienz

Abbildung 5.4: *Oben ist die Netzwerkausgabe des Netzwerkes für die Suche nach $e^+e^- \to hA \to b\bar{b}b\bar{b}$ für eine natürliche Mischung von Hintergrund (links) und für ein $m_A = 70$ GeV ($\tan\beta = 20$) Signal (rechts) gezeigt. Daten sind durch dicke schwarze Punkte gekennzeichnet. QCD-Hintergrund ist dunkel eingefärbt. Das Histogramm links entspricht WW und ZZ^* Hintergrund. Abb. (b) zeigt den erwarteten Hintergrund als Funktion der Signaleffizienz für ein 70 GeV ($\tan\beta = 20$) Signal.*

Masse	Effizienz [%]	
m_A [GeV]	$\tan\beta = 20$	$\tan\beta = 2$
55	43,1± 1,1 ±1,2	40,2± 1,1±1,2
60	48,3± 1,6 ±0,9	45,3± 1,1±1,2
65	52,6± 1,6 ±1,2	49,0± 1,1±0,9
70	55,0± 1,6 ±0,9	50,5± 0,8±1,3
75	55,8± 1,1 ±1,4	53,4± 0,9±1,2
80	54,3± 1,1 ±1,3	52,8± 0,9±1,3
85	53,4± 1,6 ±1,4	55,4± 0,8±1,3

Tabelle 5.4: *Effizienz der Analyse am Arbeitspunkt für verschiedene Massen und zwei Werte von* $\tan\beta$. *Der erste angegebene Fehler ist statistischer, der zweite systematischer Natur. Die angegebenen Effizienzen beziehen sich auf den Prozeß* $e^+e^- \to hA \to b\bar{b}b\bar{b}$.

5.2.5 Systematische Fehler

Die Verteilungen der Eingabegrößen stimmen innerhalb der statistischen Fehler gut mit der Monte-Carlo Erwartung überein. Sie sind im Anhang aufgeführt. In der Verteilung von y_1 ist eine kleine Diskrepanz für kleine Werte außerhalb der Signalregion zu beobachten. Ein zusätzlicher Schnitt in dieser Verteilung, der diese Region beseitigt, hat die Selektionseffizienzen für Signal und Hintergrund nicht beeinträchtigt.

Zur Abschätzung systematischer Unsicherheiten wurden alle Eingabegrößen um die Differenz der Mittelwerte der Verteilungen in Daten und Monte-Carlo verschoben und fünfzig mal um den neuen Wert innerhalb des Fehlers des Mittelwertes der Datenverteilung verändert. Korrelationen zwischen den einzelnen Größen wurden aus Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt und bei der Variation berücksichtigt. Die mittlere Veränderung der Effizienz bei der Variation wurde als Maß für systematische Unsicherheiten genommen.

Um Unsicherheiten des erwarteten Hintergrundes durch die begrenzte Statistik beim Training des Netzes abzuschätzen, wurde das Netzwerk mit vertauschten Trainings- und Vergleichsereignissen erneut trainiert. Dies ergab eine Unsicherheit im bestimmten Hintergrund von 4%. Unsicherheiten durch die Vorselektionschnitte, verschiedene Hintergrundereignisgeneratoren sowie Unsicherheiten bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Hintergrundprozesse belaufen sich auf weitere 4%. Alle genannten Quellen systematischer Unsicherheiten bei der Bestimmung des totalen Hintergrundes ergeben eine systematische Unsicherheit von 12%.

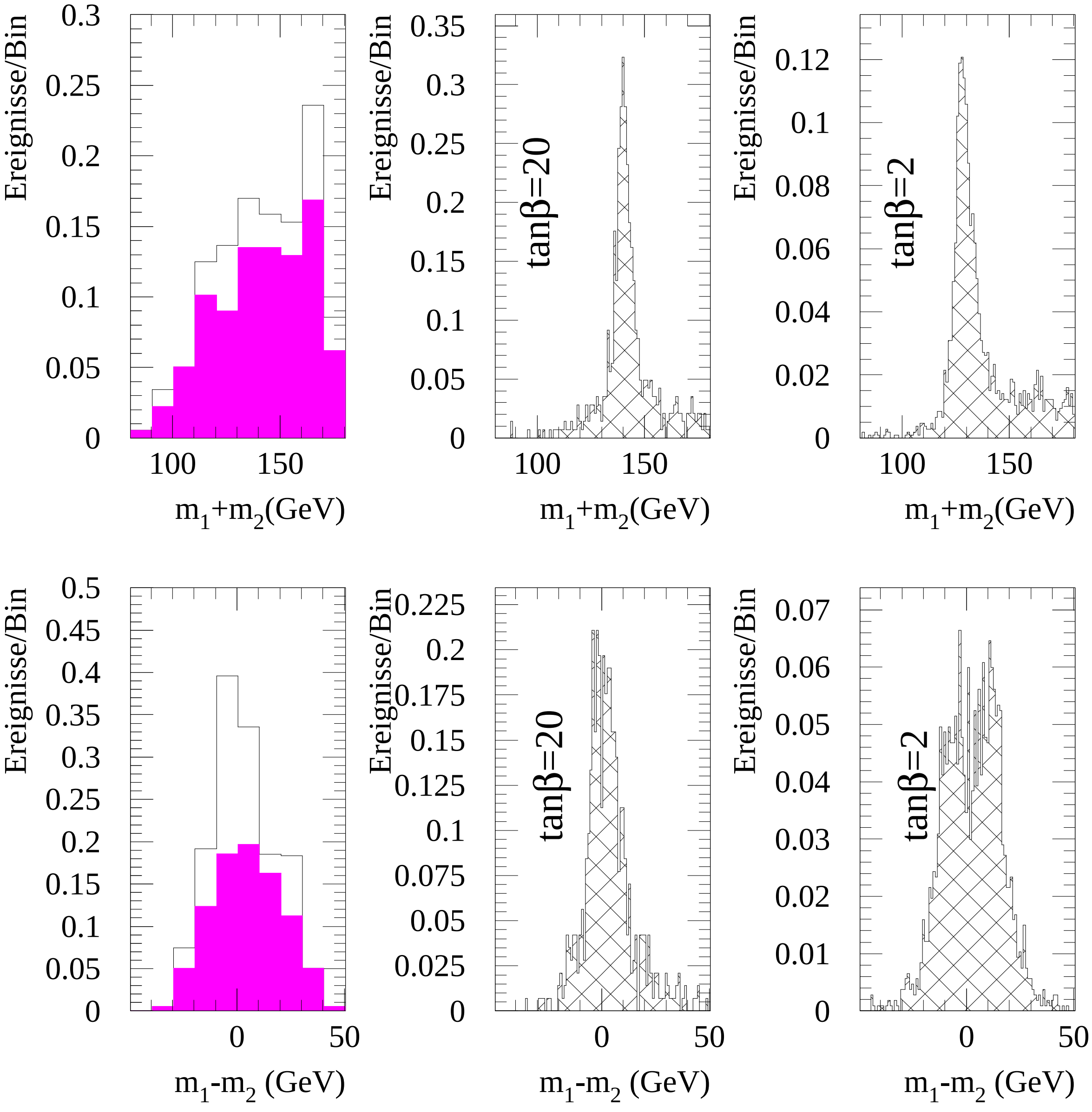


Abbildung 5.5: *Summe der Dijetmassen (oben) für das Jetpaar mit minimaler Massendifferenz (unten) für ein m_A=70 GeV Signal für zwei verschieden Werte von* $\tan\beta$*. Bei dem kleineren Wert von* $\tan\beta$ *sind die Massen der beiden Higgsbosonen leicht verschieden, daher wird die Verteilung breiter.*

5.3 Die Suche nach $e^+e^- \rightarrow hZ$

Die Suche nach dem Higgsstrahlungsprozeß $e^+e^- \rightarrow hZ$ läßt sich auf das SM - Higgsboson oder auf die beiden skalaren Higgsbosonen des MSSM anwenden. Im 4-Jet-Kanal zerfällt das Z-Boson hadronisch. Zerfälle des Higgsbosons in τ-Leptonen wurden in der DELPHI-Kollaboration in einer separaten Analyse behandelt. Der Einfluß der übrigen Zerfallskanäle wurde bei der Bestimmung der Effizienzen berücksichtigt. Der Hauptbeitrag kommt von den Vierquarkendzuständen $q\bar{q}b\bar{b}$.

5.3.1 Spur- und Ereignisselektion

Für die Spur- und Ereignisvorselektion gilt im wesentlichen das in Kapitel 5.2.1 gesagte. Es hat sich in diesem Fall als günstig erwiesen, den Schnitt im Ereignisthrust auf $T < 0,95$ zu lockern. Zur Unterdrückung von QCD-Hintergrundereignissen wurde die Vorselektion durch einen Schnitt in der Summe der Fox-Wolfram-Momente H_{20} und H_{40} ergänzt [49]. Wie bei der vorangegangenen Analyse wurden die Ereignisse mit einem 4c-Fit unter Annahme globaler Energie-Impulserhaltung rekonstruiert. Die Behandlung der Fehler der Jetparameter entspricht Ref. [34].

Die Anzahl erwarteter WW-, ZZ^*- und QCD-Ereignisse nach den Vorselektionsschnitten ist in Tabelle 5.5 aufgeführt. Die Vorselektionseffizienz für Higgssignale ist typischerweise 90%. Sie ist für unterschiedliche Massenhypothesen in Tabelle 5.6 aufgeführt. Bei niedrigen Higgsmassen fällt sie durch die veränderte Ereignistopologie ab.

Hintergrund	QCD	WW	ZZ^*	Daten
739 ±3 ± 30	379 ±2	341± 2	18±0,3	708

Tabelle 5.5: *Anzahl erwarteter Ereignisse von QCD-, WW- und ZZ^*-Produktion nach den Vorselektionsschnitten bei der Suche nach hZ-Produktion für die analysierte Datenmenge von 53,95 pb^{-1}. Die ersten Fehler sind statistischer Natur, der zweite im totalen Hintergrund systematisch.*

Masse [GeV]	50	60	65	70	75	80	85	90	95
Effizienz %	85,8 ± 1,0	89,3 ± 0,7	90,4 ± 0,7	91,5 ± 0,5	92,5 ± 0,6	92,5 ± 0,5	92,6 ± 0,5	93,1 ± 0,5	91,6 ± 0,6

Tabelle 5.6: *Signaleffizienzen für verschiedene Massen nach den Vorselektionsschnitten. Die angegebenen Fehler sind statistischer Natur.*

5.3.2 Jetidentifikation

Charakteristisch für die Produktion von Higgsbosonen durch Higgsstrahlung ist die Anwesenheit eines reellen Z-Bosons. Die aus seinem Zerfall hervorgehenden Teilchenjets haben eine hohe invariante Masse in der Nähe von M_Z. Mit vier Jets im Endzustand ergeben sich insgesamt sechs verschiedene Kombinationsmöglichkeiten für dieses Jetpaar. Die Kenntnis des korrekten Paares ist nicht nur für die Rekonstruktion der Higgsbosonmasse wichtig, man kann daraus auch wertvolle Information zur Hintergrundunterdrückung beziehen. Zur Identifikation des Higgs-Jetpaares wurden folgende Informationen benutzt:

I) die b-Markierungen zweier Jets

II) die Summe der b-Markierungen der beiden verbleibenden Jets

III) die invariante Masse der beiden verbleibenden Jets

Zudem wurde für jedes mögliche Higgs-Jetpaar ein kinematischer Fit durchgeführt, wobei als zusätzliche Zwangsbedingung die Annahme gemacht wurde, daß die Masse des übrigen Jetpaares der Z-Bosonmasse entspricht. Traten dabei Probleme auf, wurde die betreffende Kombinationsmöglichkeit verworfen.

In simulierten Signalereignissen kann man in etwa 80% der Fälle eine eindeutige Zuordnung zwischen primär produzierten Higgs- und Z-Bosonen und den Jets des Endzustandes treffen. Für diese Menge Ereignisse wurden die Verteilungen der oben genannten Größen für das mit dem Higgsboson assoziierte Jetpaar bestimmt. Zur Bestimmung der Referenzverteilungen wurden Signalereignisse mit Higgsmassen zwischen 60 GeV und 80 GeV herangezogen. Die Mittelung über verschiedene Massenhypothesen reduziert die Abhängigkeit des Verfahrens von der (unbekannten) Higgsmasse. Aus den kumulativen Verteilungen der Referenzverteilungen lassen sich χ^2 verteilte Größen gewinnen, die sich zur Jetpaaridentifikation heranziehen lassen.

Zur Identifikation des Higgs-Jetpaares in einem beliebigen Ereignis wurden zunächst die sensitiven Größen für jedes mögliche Jetpaar bestimmt. Mit Hilfe der vorher bestimmten Referenzverteilungen wurden daraus χ^2-Beiträge ermittelt und aufsummiert. Dasjenige Jetpaar, für das sich das niedrigste χ^2 ergab, wurde als Higgs-Jetpaar markiert. Für Higgsmassenhypothesen zwischen 50 GeV und 90 GeV konnte mit diesem Verfahren in 60% bis 63% der Fälle, in denen eine Assoziation der Jets mit den primären Higgs - und Z-Bosonen möglich war, das richtige Paar gefunden werden.

Die Paaridentifikation kann auch zur Trennung von Signal und Hintergrund genutzt werden. Dazu wurden die χ^2 Werte für jedes Jetpaar unter Annahme einer χ^2- Verteilung [2] mit vier Freiheitsgraden in Wahrscheinlichkeiten P_i umgerechnet und multipliziert. Der

[2] Die eingehenden Größen wurden so gewählt, daß Korrelationen klein sind. Auf eine Hauptachsentransformation der eingehenden Größen wurde verzichtet, da diese keine durchschlagende Verbesserung der Ergebnisse erbrachte.

Logarithmus

$$P_{HZ} = \ln(\prod_{i=1}^{N} P_i) \tag{5.1}$$

ist sensitiv auf Unterschiede zwischen Signal und Hintergrund, und wurde als zusätzliche Eingabegröße bei der weiteren Analyse mit einem neuronalen Netz benutzt. Das Produkt erstreckt sich über alle Jetpaare, für die ein χ^2 berechnet werden konnte. Die Verteilung der Größe 5.1 nach der Vorselektion findet sich in Anhang B.

5.3.3 Auswahl diskriminierender Größen

Auch bei dieser Analyse wurde ein neuronales Netz zur Suche eingesetzt. Die folgenden zwölf diskriminierenden Größen wurden benutzt:

- P_{HZ}, wie in Gl. 5.1 definiert
- log(5+y_{hZ}), kombinierte b-Variable
- Ereignis - Thrust
- Fox-Wolfram-Moment H_{20}
- Fox-Wolfram-Moment H_{40}
- -log y_{34} (Durham)
- minimale Dijet-Masse
- minimaler Winkel zwischen dem energiereichsten Jet und den drei übrigen Jets, β_{min}
- höchste vorkommende Jetenergie
- niedrigste vorkommende Jetenergie
- totale geladene Energie im Ereignis
- minimaler Winkel zwischen je zwei Jets, α_{min}

Der überwiegende Teil dieser Größen wurde bereits in Abschnitt 5.2.2 erläutert. Im Vergleich zu der dort vorgestellten Suche nach $4b$-Quarkendzuständen liegt das Gewicht bei der Auswahl sensitiver Größen weniger auf der b-Erkennung als dort. Der Großteil der Information über den b-Gehalt des jeweiligen Ereignisses wurde in der Jetidentifikationsvariablen P_{HZ} absorbiert.

5.3.4 Training und Wahl des Arbeitspunktes

Es wurde ein dreilagiges Netzwerk mit zwölf Knoten in der Eingabelage, dreizehn Knoten in der ersten versteckten, vier in der zweiten versteckten und einem Knoten in der Ausgabelage verwendet, wie in Abb. 5.6 angedeutet. Durch Einfügen einer zweiten versteckten Lage konnte eine etwas bessere Klassentrennung erzielt werden. Trainiert wurde mit 4.700 Signalereignissen, entsprechend Higgsmassenhypothesen zwischen 75 GeV und 90 GeV. Zudem wurden 12.000 vorselektierten Hintergrundereignisse beim Training verwendet, bestehend aus 6.000 QCD-, 5.000 WW- und 1.000 ZZ^*-Ereignissen. Signalartige ZZ^*-Ereignisse, bei denen wenigstens ein Z-Boson in b-Quarks zerfällt, wurden beim Training nicht benutzt, weil sie vom Signal nicht unterscheidbar sind und das Training stören. In der Trainingsphase wurden dem Netzwerk immer nacheinander ein Signal- und ein Hintergrundereignis präsentiert. Pro Epoche wurden dem Netzwerk je 4.700 Signal- und Hintergrundereignisse präsentiert. Die benutzten Hintergrundereignisse wurden alle 10 Epochen aus den 12.000 zur Verfügung stehenden Ereignissen zufällig neu zusammengestellt. Insgesamt wurden 500 Epochen trainiert. Wie im Fall der Suche nach hA-Produktion wurde keines der im Training verwendeten Ereignisse bei der anschließenden Bestimmung der Effizienzen mehr verwendet.

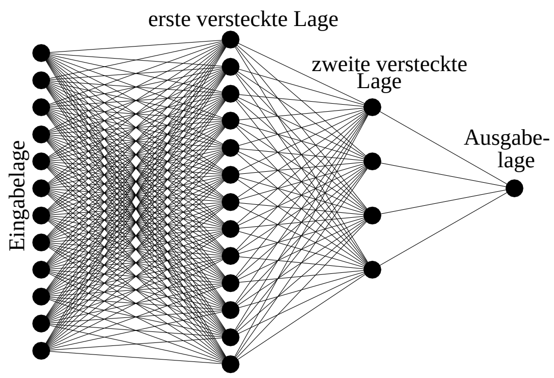
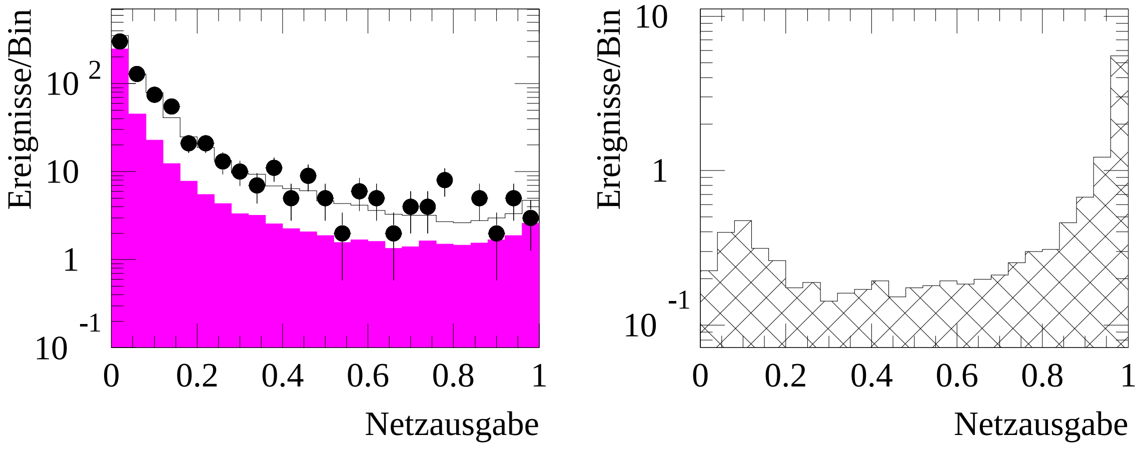
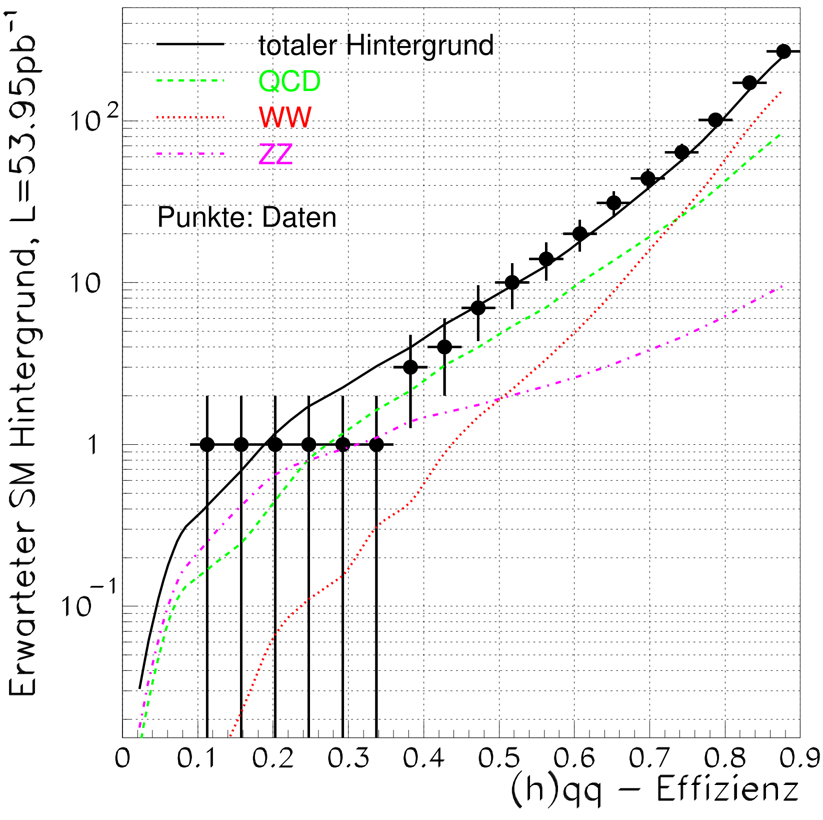


Abbildung 5.6: *Netzwerktopologie bei der $(h)q\bar{q}$-Suche*

Links in Abb. 5.7(a) ist die Netzwerkausgabe für eine natürliche Mischung von Hintergrundereignissen im Vergleich zur Netzantwort auf Daten gezeigt. Die Datenverteilung entspricht der Erwartung durch Standardmodellhintergrund. Die Erwartung für ein 85 GeV schweres Higgsboson ist im rechten Teil von Abb. 5.7(a) gezeigt. Abb. 5.7(b) zeigt den erwarteten Hintergrund als Funktion des Signaleffizienz für ein 85 GeV schweres Higgsboson. Die Wahl des Arbeitspunktes wurde für diese Massenhypothese unter Berücksichtigung der erwarteten Massenverteilung für Signale durchgeführt. Die Optimierung der erwarteten Massenschranke ergibt eine schwache Abhängigkeit vom Schnitt für Effizienzen zwischen 40% und 50%. Der beste Wert wird bei einer Effizienz der Analyse von 44,7% erreicht. Eine zweite Optimierung unter Berücksichtigung weiterer Suchkanäle führte auf dasselbe Ergebnis. Am ausgewählten Punkt beträgt der erwartete Hintergrund 6,05±0,24(stat.)±0,69(syst.). Dabei entfallen 3,40±0,15(stat.) Ereignisse auf QCD-Prozesse, 1,02±0,15(stat.) auf WW- und 1,63±0,12(stat.) auf ZZ^*-Ereignisse. Abb. 5.8 zeigt exemplarisch die erwartete Massenverteilung für SM-Hintergrund (links) und ein 85 GeV Higgsboson (rechts). In den Daten wurden 6 Ereignisse gefunden. Tabelle 5.7 zeigt die gemessenen Signaleffizienz am Arbeitspunkt für verschiedene Massenhypothesen.



(a) Netzwerkausgabe



(b) Effizienz

Abbildung 5.7: *Oben ist die Netzwerkausgabe des Netzwerkes für die Suche nach* $e^+e^- \to hq\bar{q}$ *für eine natürliche Mischung von Hintergrund (links) und für ein* $m_H = 85$ *GeV Signal (rechts) gezeigt. Daten sind durch dicke schwarze Punkte gekennzeichnet. QCD-Hintergrund ist dunkel eingefärbt, das Histogramm entspricht der Erwartung durch* WW*- und* ZZ^**-Hintergrund. Abb. (b) zeigt den erwarteten Hintergrund als Funktion der Signaleffizienz für ein 85 GeV Signal.*

Masse [GeV]	50	60	65	70	75	80	85	90	95
Effizienz %	25,8 $\pm$ 1,3 $\pm$ 1,5	29,2 $\pm$ 1,1 $\pm$ 2,4	31,5 $\pm$ 1,1 $\pm$ 2,1	34,7 $\pm$ 0,9 $\pm$ 2,5	40,4 $\pm$ 0,9 $\pm$ 2,0	41,4 $\pm$ 0,9 $\pm$ 1,7	44,7 $\pm$ 0,9 $\pm$ 1,7	47,9 $\pm$ 0,9 $\pm$ 1,4	42,5 $\pm$ 1,1 $\pm$ 1,9

Tabelle 5.7: *Signaleffizienzen am Arbeitspunkt für verschiedene Massen Higgsbosonmassenhypothesen bei der Suche nach dem Standardmodell-Higgsboson. Der erwartete Hintergrund von Standardmodellprozessen beträgt 6,05±0,24(stat.)±0,69(syst.). In der Tabelle sind zuerst der statistische und dann der systematischer Fehler angegeben. In den Daten wurden 6 Ereignisse selektiert.*

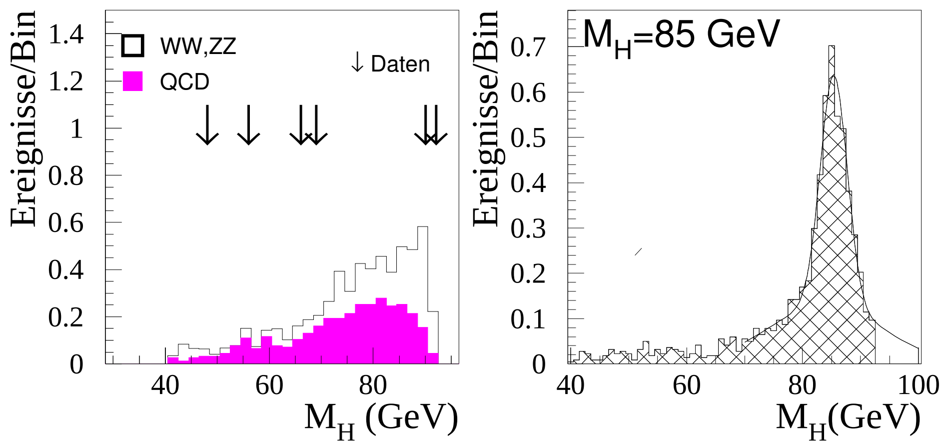


Abbildung 5.8: *Links ist die Massenverteilung des erwarteten Hintergrundes und der selektieren Ereignisse zu sehen. Rechts ist die erwartete Massenverteilung bei Signalproduktion am Beispiel eines 85 GeV Higgsbosons gezeigt. Die Ereignisse wurden rekonstruiert unter der Zwangsbedingung, daß die Masse des Z-Jetpaares der Z-Bosonmasse entspricht. An die Signalmassenverteilung wurde die Summe einer Gaußfunktion und einem Polynom zur Modellierung des kombinatorischen Untergrundes angepaßt. Die Breite der Gaußfunktion ist σ=2,33 GeV. (64,6±1,3)% der Signalereignisse mit m_H=85 GeV liegen in einem Bereich von $\pm 2\sigma$.*

5.3.5 Systematische Fehler

Zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten wurden analog Abschnitt 5.2.5 bestimmt. Die größten Unsicherheiten kommen von der Größe P_{HZ} (Gl. 5.1), die die Struktur des Ereignisses testet und den größten Teil der b -Information enthält. Systematische Fehler auf die Signaleffizienzen sind in Tabelle 5.7 als zweiter Fehler aufgetragen. Der systematische Fehler auf den erwarteten Hintergrund durch Standardmodellprozesse beläuft sich auf 11,4%.

6

Ergebnisse

Das negative Ergebnis der Suche nach neutralen Higgsbosonen im 4-Jet-Kanal wird in diesem Kapitel benutzt, um Massenschranken auf die Higgsbosonmassen im SM und im MSSM abzuleiten. Die Schranke wird so festgelegt, daß die Wahrscheinlichkeit, daß die Hypothese „Higgsproduktion" verworfen wird, obwohl sie in der Tat richtig ist[1], 5% nicht übersteigt. Im Falle eines positiven Suchergebnisses würde man umgekehrt die Wahrscheinlichkeit, daß man die Hypothese „Higgsproduktion" akzeptiert, obwohl sie in der Tat falsch ist [2], möglichst klein halten wollen. Die vier LEP-Experimente benutzen zur Ableitung von Massenschranken unterschiedliche Verfahren, die aber kompatible Ergebnisse liefern. Die Methoden werden in Ref. [51] beschrieben und verglichen. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse folgt Ref. [52]. In dieser Arbeit wurde die von der DELPHI-Kollaboration favorisierte Methode angewendet. Diese basiert auf dem Likelihood-Quotienten

$$Q(m_H) = \frac{\prod_{i=1}^{N_{Kan}} \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{n_i}}{n_i!}}{\prod_{i=1}^{N_{Kan}} \frac{e^{-b_i} b_i^{n_i}}{n_i!}} \cdot \frac{\prod_{j=1}^{n_i} \frac{s_i S_i(x_{ij}) + b_i B_i(x_{ij})}{s_i+b_i}}{\prod_{j=1}^{n_i} B_i(x_{ij})}. \tag{6.1}$$

Neben den reinen Anzahlen der beobachteten Ereignisse wird die gemessene Higgsbosonmasse als zusätzliche Information verwendet. Durch die Einbeziehung der Massenverteilungen bekommen Kandidatenereignisse mit Massen außerhalb des Suchbereiches ein kleineres Gewicht. N_{Kan} ist die Anzahl der einbezogenen Suchkanäle, n_i die Anzahl der beobachteten Ereignisse im Kanal i. s_i und b_i sind die totalen Signal- und Untergrundraten im Kanal i, und x_{ij} bezeichnet die Größe der zusätzlichen diskriminierenden Größe des Kandidaten j im Kanal i. S_i und B_i sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der diskriminierenden Größe für Signal und Hintergrund. Die Verwendung des Likelihoodquotienten Gl. 6.1 gewährleistet die gleichzeitige Minimierung von Fehlern erster und zweiter Art und liefert daher optimale Ergebnisse auch im Falle eines positiven Suchergebnisses [50].

Aus dem Likelihood-Quotienten wird eine Teststatistik $X_{obs} = 2\ln(Q_{obs})$ berechnet, die umso höher ist, je signalähnlicher die Messung ausfällt. Die Wahrscheinlichkeitsvertei-

[1]Dies wird auch als Fehler erster Art bezeichnet [50]
[2]Dies wird gelegentlich auch als Fehler zweiter Art bezeichnet [50]

lung der Teststatistik $X = 2\ln(Q_{obs})$ läßt sich mit Hilfe einer Vielzahl von Monte-Carlo Experimenten unter Annahme einer bestimmten Hypothese bestimmen.

Abziehen des bekannten Standardmodellhintergrundes von den Meßwerten kann bei niedrigen oder abwesenden Signalraten zu unphysikalischen Ergebnissen führen. Dieses Problem kann man umgehen, indem man die Vertrauensniveaus für die Hypothesen „Signal+Hintergrund“ (CL_{s+b}) und „nur Hintergrund“ (CL_b) getrennt berechnet, und den Quotienten von CL_{s+b} und CL_b als Approximation des Vertrauensniveaus für die Hypothese „Signal“(CL_s) verwendet:

$$CL_s = CL_{s+b}/CL_b. \tag{6.2}$$

Diese Methode der Behandlung des bekannten Hintergrundes[3] wird von allen vier LEP-Experimenten benutzt. Die Vertrauensniveaus CL_{s+b} und CL_b ergeben sich durch Integration aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Teststatistik X unter Annahme der entsprechenden Hypothesen,

$$CL_{s+b} = \int_0^{X_{Obs}} \frac{dP_{s+b}}{dX} dX \tag{6.3}$$

$$CL_b = \int_0^{X_{Obs}} \frac{dP_b}{dX} dX. \tag{6.4}$$

Die Integration geschieht durch Auszählen derjenigen Monte-Carlo Experimente, die die Bedingung $X < X_{obs}$ erfüllen. Diese Methode bietet zudem den Vorteil, daß die Fehler der Effizienzen von Signal und Hintergrund in der Monte-Carlo Simulation berücksichtigt werden können, indem man Signal- und Hintergrunderwartungen im Rahmen ihrer Fehler variiert.

Das hier beschriebene Verfahren wird gelegentlich auch als „Modified Frequentist Likelyhood Ratio“ (MFLR) bezeichnet. Die verwendete Methode ist im Detail in [53] beschrieben. Für einen einzelnen Kanal und wenn die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Massen für Signal und Hintergrund nicht gemessen wurden, ergibt sich [53]

$$1 - CL = 1 - \frac{\sum_{n=0}^{n_{obs}} \frac{e^{-(b+s)}(b+s)^n}{n!}}{\sum_{n=0}^{n_{obs}} \frac{e^{-b}b^n}{n!}}. \tag{6.5}$$

Diese Gleichung stimmt mit der aus Ref. [54] überein.

6.1 Das Higgsboson des Standardmodells

Zur Ableitung einer Massenschranke innerhalb der Standardmodells [53] wurde die Größe CL_s aus Gl. 6.2 als Funktion der Higgsbosonmasse bestimmt. Aufgrund der Hintergrunderwartung am Arbeitspunkt statt der tatsächlichen Beobachtung läßt sich zudem

[3] gelegentlich als „Modified Frequentist“ bezeichnet

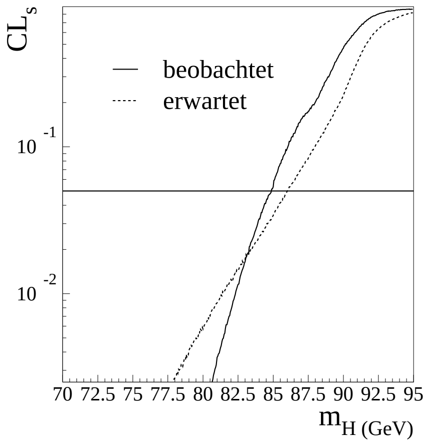


Abbildung 6.1: *Hier ist der Quotient $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ für verschiedene Higgsmassenhypothesen im Standardmodell gezeigt. Die Ergebnisse der vorgestellten Suche nach dem Higgsboson des Standardmodells im 4-Jet-Kanal wurde hier mit anderen DELPHI-Resultaten bei Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV kombiniert. Der Schnittpunkt der durchgezogenen Linie mit 0,05 ergibt eine 95%CL Massenschranke von 84,9 GeV. Die gestrichelte Linie entspricht der Erwartung vom Hintergrund. Die erwartete Massenschranke liegt mit 86 GeV über dem beobachteten. Der Grund hierfür ist eine Anhäufung der beobachteten Ereignisse im Massenbereich oberhalb 80 GeV.*

eine erwartete Massenschranke ableiten. Das in dieser Arbeit vorgestellte Ergebnis der Suche wurde mit den Ergebnissen der DELPHI Kollaboration in den übrigen Suchkanälen bei der gleichen Schwerpunktsenergie [41] kombiniert. Auch die Ergebnisse bei niedrigerer Schwerpunktsenergie [55] wurden einbezogen, obwohl diese nur einen sehr kleinen Einfluß auf das Endergebnis haben[4]. Insgesamt wurden 13 Ereignisse in den Daten beobachtet. Die Erwartung durch Standardmodellhintergrund beträgt 13,1±0,5(stat.)±0,7(syst.). Einen Überblick über alle verwendeten Daten gibt Tab. 6.1. Das Ergebnis der Kombination ist in Abb. 6.1 aufgetragen. Es ergibt sich

$$m_H \quad > \quad 84,9 \text{ GeV} \quad (95\%\text{CL}) \tag{6.6}$$

Das erwartete Limit liegt mit 86 GeV 1,1 GeV über der Beobachtung. Der Grund für diesen Unterschied ist in der Massenverteilung der beobachteten Ereignisse zu suchen, die sich im Massenbereich zwischen 80 GeV und 90 GeV häufen. Dies ist aus Abb. 6.2 zu erkennen, wo die Verteilung der Massen aller 13 beobachteten Ereignisse im Vergleich mit der Hintergrunderwartung gezeigt ist.

6.2 Higgsbosonen im MSSM

Die Ableitung von Massenschranken im MSSM [53] gestaltet sich wegen des komplizierteren Higgssektors des Modells und der großen Anzahl freier Parameter schwieriger. Aus den vorgestellten Analysen lassen sich Massenschranken auf das leichte skalare Higgsboson und das pseudoskalare Higgsboson ableiten. Üblicherweise werden „Benchmark-Limits“ auf die Massen dieser beiden Teilchen angegeben, die von folgenden Vereinfachungen ausgehen [11]:

- m_t = 173,9 GeV [57]

[4]Die Änderung des Ergebnisses durch Einbeziehung dieser Suchen liegt im Bereich 0,1 GeV.

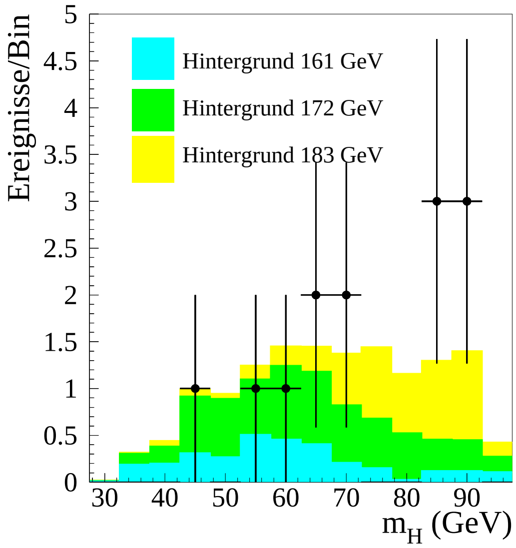


Abbildung 6.2: *Verteilung der Kandidatenmassen aller Suchkanäle für DELPHI Daten bei Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV im Vergleich mit der Hintergrunderwartung. Oberhalb einer Masse von 80 GeV ist eine leichte Häufung von Ereignissen zu beobachten.*

- Skala für die Massen der supersymmetrische Teilchen $M_s = 1$ TeV
- drei verschiedene Mischungs-Szenarien im Stop-Sektor:
  - A=0 und $|\mu| \ll M_s$ (keine Mischung)
  - A=$\sqrt{6}M_s$ und $|\mu| \ll M_s$ (maximale Mischung)
  - A=$M_s = -\mu$ (typische Mischung)

In jedem Punkt in der m_A, $\tan\beta$- Ebene ist damit der Parameterbereich des MSSM bestimmt, so daß sich die Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhältnisse für Signalproduktion berechnen lassen. Analog zum Standardmodell wird in jedem Punkt der Ebene die Größe CL_s aus Gl. 6.2 bestimmt. Wie im Falle des Standardmodellimits wurden auch hier die Ergebnisse der vorgestellten Analysen mit Ergebnissen der DELPHI Kollaboration für Schwerpunktsenergien zwischen 133 GeV und 184 GeV [55, 56] kombiniert. Die 95% CL Ausschlußgrenze ergibt sich als 5% Höhenlinie von CL_s als Funktion von m_A und $\tan\beta$. Dies ist in Abb. 6.3 gezeigt. Aus der Abbildung liest man eine Massengrenze von

$$m_A \quad > \quad 75,1 \text{ GeV} \quad (95\%\text{CL}) \tag{6.7}$$

Die erwartete Massenschranke liegt in diesem Fall mit 71 GeV deutlich unter dem beobachteten Wert. Der Unterschied zwischen erwarteten und gesehenem Wert erklärt sich durch das Fehlen eines Kandidaten bei der Suche nach Higgspaarproduktion. Da mit m_A und $\tan\beta$ auch die Masse der leichten Higgsbosonen festliegt, kann man das Ergebnis auch in der m_h und $\tan\beta$ Ebene interpretieren. Dies ist in Abb. 6.4 gezeigt. Bei dieser Auftragung ist zu beachten, daß nicht alle Kombinationen von m_h und $\tan\beta$ möglich sind. Diese Bereiche sind in der Figur dunkel eingezeichnet. Die Größe der unzugänglichen Bereiche ist dabei von der Parameterwahl abhängig und in den verschiedenen betrachteten Mischungsszenarien unterschiedlich. Bereiche des Parameterraumes mit $m_A < 20$ GeV werden durch die Suche nicht abgedeckt. Diese Bereiche sind ebenfalls in der Figur für den Fall maximaler Mischung gekennzeichnet. In kleinen Bereichen des Parameterraumes, im Bereich niedriger Werte von $\tan\beta$, öffnet sich der Kanal $h \to AA$ und ist dann dominant. Der Zerfall $A \to b\bar{b}$ bleibt aber für $\tan\beta > 1$ dominant. Die Effizienz der Standardanalysen für die Suche nach hZ Produktion wurde für einige solche Punkte gemessen und bei der Berechnung der Massengrenze eingbezogen [41]. Aus der Figur liest man eine Massengrenze des leichten skalaren Higgsbosons von

$$m_h \quad > \quad 74,3 \text{ GeV} \quad (95\%\text{CL}) \tag{6.8}$$

ab. Diese Massengrenze gilt nur, wenn $m_A > 20$ GeV ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, kann keine Aussage gemacht werden. Die erwartete Massenschranke liegt in diesem Falle bei etwa 70,1 GeV. Bei kleinen Werten von $\tan\beta$ ergibt sich der im Standardmodell abgeleitete Wert.

Im Grenzfall verschwindender Mischung im Stopsektor läßt sich erstmalig auch eine Grenze auf den zulässigen Bereich von $\tan\beta$ ableiten:

$$\tan\beta \quad > \quad 1,9. \tag{6.9}$$

Die Kombination mit den Resultaten der übrigen LEP-Experimente vermindert die Modellabhängigkeit dieser Schranke.

Die hier dargestellten Ergebnisse erlauben erhebliche Einschränkungen auf den erlaubten Parameterbereich supersymmetrischer GUTs. Aus der Forderung nach Vereinigung der $b-$ und $\tau-$ Yukawakopplungen bei einer Massenskala M_{GUT} und der Messung der t-Quark Masse am Tevatron [2] ergeben sich in diesen Modellen zwei mögliche Bereiche, die hohen und niedrigen Werten von $\tan\beta$ entsprechen. In Ref. [3] wurde die Kompatibilität dieser Lösungen mit aktuellen exerimentellen Ergebnissen mit Hilfe einer χ^2 - Analyse untersucht. In diesem Modell sind alle Higgsbosonen außer dem leichten skalaren Higgsboson schwer, so daß dieses dem Standardmodell-Higgsboson gleicht. Es werden obere Massenschranken von 97 ± 6 GeV (120 ± 2 GeV) für niedrige (hohe) Werte von $\tan\beta$ angegeben. Mit der in dieser Arbeit angegebenen Massenschranke von $m_H >$84,9 GeV kann die in Ref. [3] angegebene Lösung bei $\tan\beta = 1,65$ mit $\mu < 0$ bei einer t-Quark Masse von 175 GeV bis auf einen kleinen Bereich oberhalb $m_{1/2} > 800$ GeV ausgeschlossen werden. Bei Berücksichtigung des Fehlers der t-Quark Masse bleibt dieses Ergebnis bestehen, wenn man die DELPHI-Ergebnisse mit denen der anderen LEP-Experimente kombiniert [3].

		$\sqrt{s} = 161$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_H = 65 GeV/c^2)
he^+e^-	0,13$\pm$0,04	9,96	0	0,09
h$\mu^+\mu^-$	0,04$\pm$0,01	9,96	0	0,16
h$\nu\bar{\nu}$	0,65$\pm$0,19	9,74	1	0,57
h$q\bar{q}$	0,30$\pm$0,10	9,96	0	1,10
(h $\to q\bar{q})\tau^+\tau^-$	0,31$\pm$0,10	9,96	0	0,05
(h $\to \tau^+\tau^-)q\bar{q}$	0,32$\pm$0,09	9,96	0	0,08
		$\sqrt{s} = 172$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_H = 65 GeV/c^2)
he^+e^-	0,20$\pm$0,06	10,0	0	0,12
h$\mu^+\mu^-$	0,13$\pm$0,03	10,0	0	0,22
h$\nu\bar{\nu}$	0,61$\pm$0,12	10,0	0	0,89
h$q\bar{q}$	0,50$\pm$0,15	10,0	1	1,65
(h $\to q\bar{q})\tau^+\tau^-$	0,22$\pm$0,07	10,0	0	0,06
(h $\to \tau^+\tau^-)q\bar{q}$	0,91$\pm$0,14	10,0	0	0,12
		$\sqrt{s} = 183$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_H = 85 GeV/c^2)
he^+e^-	0,68$\pm$0,12$^{+0,09}_{-0,10}$	52,3	1	0,26
h$\mu^+\mu^-$	0,49$\pm$0,06 $\pm$ 0,17	54,0	2	0,43
h$\nu\bar{\nu}$	0,50$\pm$0,08 $\pm$ 0,10	50,6	1	1,25
h$q\bar{q}$	6,05$\pm$0,24 $\pm$ 0,69	54,0	6	6,08
(h $\to q\bar{q})\tau^+\tau^-$	0,34$\pm$0,07 $\pm$ 0,04	54,0	0	0,12
(h $\to \tau^+\tau^-)q\bar{q}$	0,74$\pm$0,09 $\pm$ 0,08	54,0	1	0,24
		$\sqrt{s} = 133$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	
h$A \to bbbb$	1,10$\pm$0,10	6,00	0	
		$\sqrt{s} = 161$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_A = 65 GeV/c^2)
h$A \to \tau^+\tau^- q\bar{q}$	0,20$\pm$0,09	9,96	0	0,06
h$A \to b\bar{b}b\bar{b}$	0,60$\pm$0,21	9,96	0	0,73
		$\sqrt{s} = 172$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_A = 65 GeV/c^2)
h$A \to \tau^+\tau^- q\bar{q}$	0,42$\pm$0,09	10,0	0	0,07
h$A \to b\bar{b}b\bar{b}$	1,20$\pm$0,12	10,0	0	0,84
		$\sqrt{s} = 183$ GeV		
Kanal	Hintergrund	Luminosität	Ereignisse	Signal (m_A = 70 GeV/c^2)
h$A \to \tau^+\tau^- q\bar{q}$	0,47$\pm$0,07 $\pm$ 0,05	54,0	0	0,28
h$A \to b\bar{b}b\bar{b}$	1,45$\pm$0,13 $\pm$ 0,18	54,0	0	3,96

Tabelle 6.1: *Überblick über Hintergrund- und Signalerwartungen in allen Kanälen für die Suche nach neutralen Higgsbosonen für Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV. Die Daten wurden, soweit sie nicht im Rahmen dieser Arbeit abgeleitet wurden, den Referenzen [55] und [56] entnommen.*

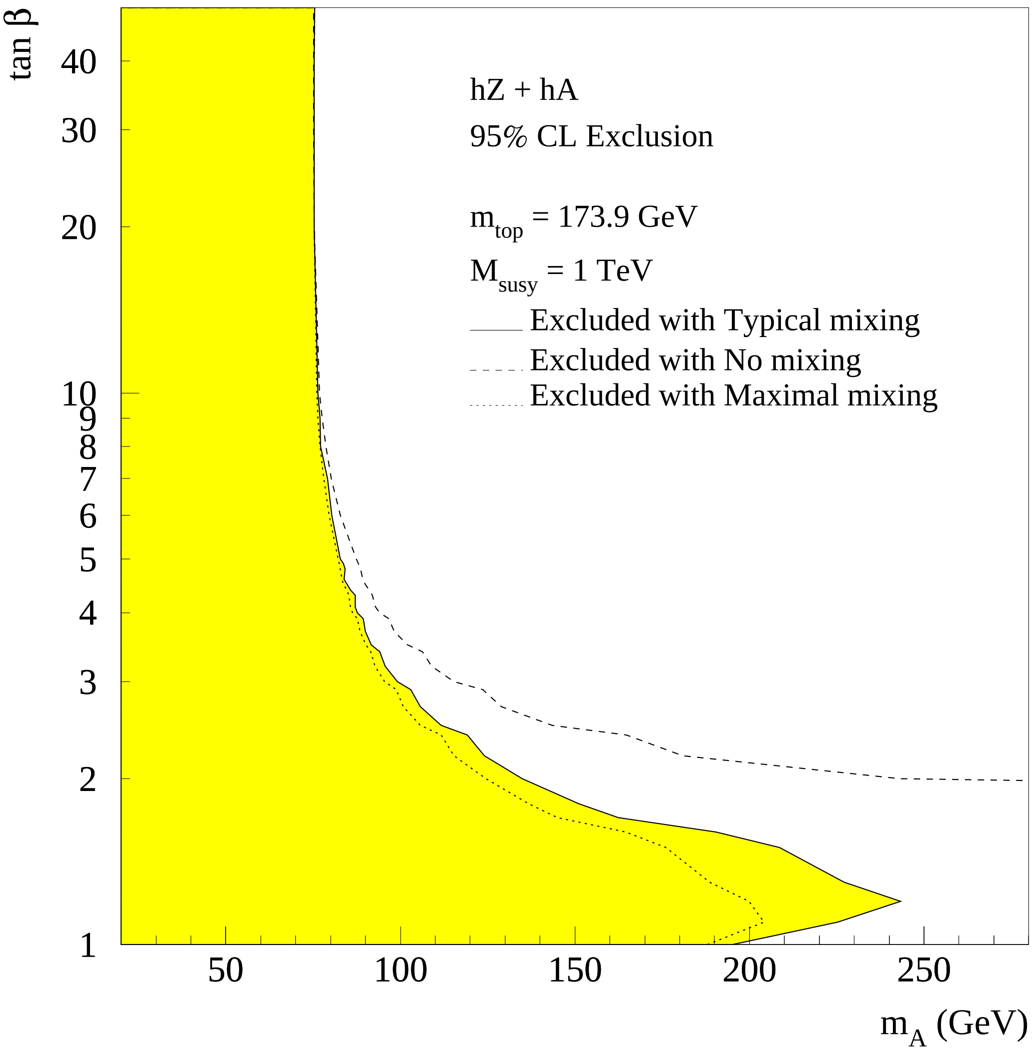


Abbildung 6.3: *95%CL Ausschlußgrenzen im MSSM auf die pseudoskalare Higgsmasse m_A. Aus der Figur folgt $m_A > 75,1$ GeV (95%CL). Bei der Ableitung der gezeigten Ausschlußgrenzen wurden DELPHI Daten für Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV kombiniert.*

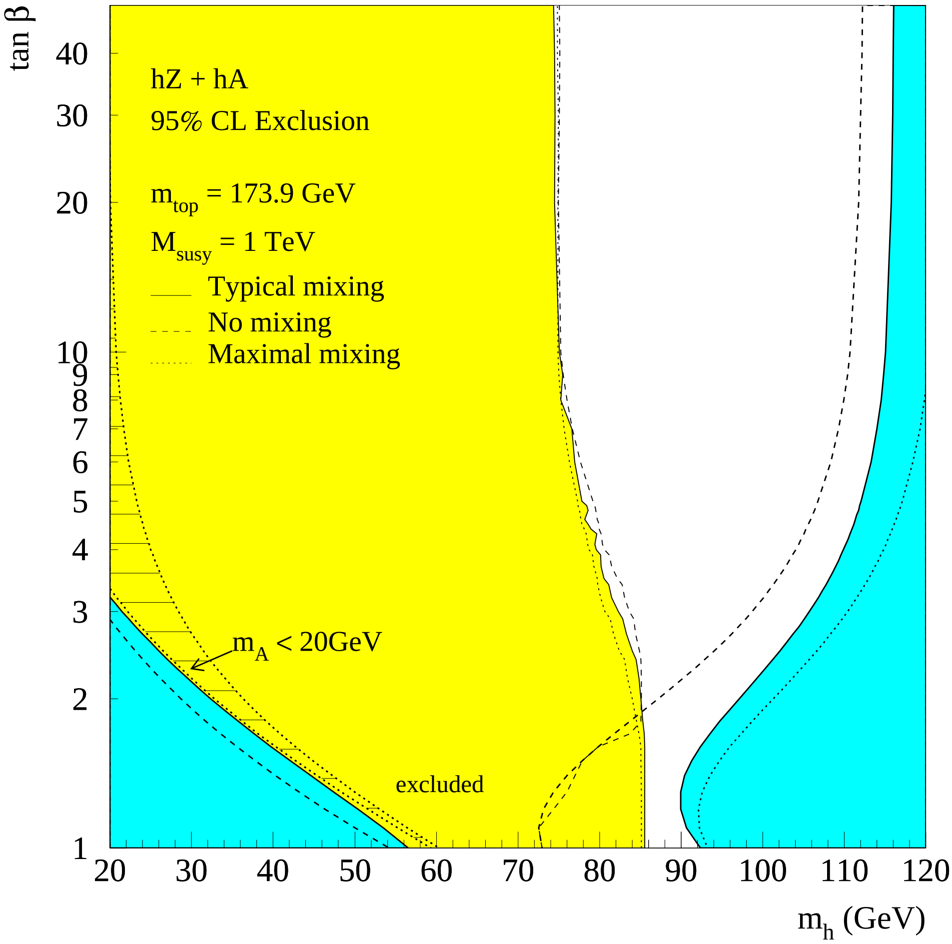


Abbildung 6.4: *95%CL Ausschlußgrenzen im MSSM auf die leichte skalare Higgsmasse m_h. Aus der Figur folgt $m_h > 74,3$ GeV (95%CL). Die Kombinationen von m_h und $\tan\beta$ in den dunklen Bereichen sind im MSSM verboten. Bei der Ableitung der gezeigten Ausschlußgrenzen wurden DELPHI Daten für Schwerpunktsenergien zwischen 161 GeV und 183 GeV kombiniert. Bereiche mit $m_A < 20$ GeV werden durch die Suche nicht abgedeckt. Diese Bereiche sind in der Figur für den Fall maximaler Mischung gestreift eingezeichnet.*

7

Zusammenfassung

In den Daten, die vom DELPHI Detektor im Jahr 1997 bei einer Schwerpunktenergie von 183 GeV gesammelt wurden, wurde nach Produktion von neutralen Higgsbosonen im 4-Jet-Kanal gesucht. Es konnten keine Hinweise für die Produktion von Higgsbosonen gefunden werden. Die Ergebnisse der Suche wurden im Rahmen des Standardmodells und des Minimalen Supersymmetrischen Standard-Modells (MSSM) interpretiert, und mit Ergebnissen der DELPHI-Kollaboration in weiteren Suchkanälen sowie den Ergebnissen der DELPHI Kollaboration bei niedrigeren Schwerpunktsenergien kombiniert. Im Standardmodell ist

$$m_H \quad > \quad 84,9\ \mathrm{GeV} \quad (95\%\mathrm{CL})$$

Die Angabe dieser Massengrenze bedeutet eine Verbesserung von 18 GeV gegenüber der früheren DELPHI Veröffentlichung [55]. Im MSSM ergibt sich für das leichte skalare Higgsboson

$$m_h \quad > \quad 74,3\ \mathrm{GeV} \quad (95\%\mathrm{CL}).$$

und für das pseudoskalare Higgsboson

$$m_A \quad > \quad 75,1\ \mathrm{GeV} \quad (95\%\mathrm{CL}).$$

Diese Benchmark-Massengrenzen gelten für $\tan\beta > 1$ und $M_A > 20$ GeV. Die Massengrenze des leichten skalaren Higgsbosons konnte damit gegenüber [55] um 15 GeV, die des pseudoskalaren Higgsbosons sogar um 24,1 GeV verbessert werden. Neben der erhöhten Schwerpunktsenergie und der großen gesammelten Datenmenge haben hierzu auch der Einsatz verbesserter experimenteller Methoden beigetragen. Im Grenzfall verschwindender Mischung im Stop-Sektor des MSSM läßt sich erstmalig eine experimentelle Einschränkung auf die Größe von $\tan\beta$ gewinnen:

$$\tan\beta \quad > \quad 1,9.$$

Diese Resultate bedeuten insbesondere eine starke Einschränkung auf Modelle supersymmetrischer GUTs. Diese Modelle zeichnen sich durch ein leichtes skalares Higgsboson aus, welches sich in den noch nicht ausgeschlossenen Bereichen wie ein Standardmodell-Higgsboson verhält. Diese speziellen Modelle ergeben obere Massengrenzen von 97 ± 6 GeV(120 ± 2 GeV) für niedrige (hohe) Werte von $\tan\beta$ [3], so daß sich der noch erlaubte Parameterbereich insbesondere im Bereich niedriger $\tan\beta$ durch die Ergebnisse dieser Arbeit stark einschränkt. Sollte bei den zukünftigen Datennahmen am LEP kein Higgsboson gefunden werden, wird man supersymmetrische GUTs mit niedrigen Werten von $\tan\beta$ verwerfen müssen.

Literaturverzeichnis

[1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1967) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, (1967) 1264; S. Salam in „Elementary Particle Theory“, Stockholm (1968).

[2] CDF Coll., „Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV“, FERMILAB-PUB-94/097-E;
CDF Coll., „Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the CDF Detector at Fermilab“, FERMILAB-PUB-95/022-E;
$D\emptyset$ Coll., „Observation of Top Quark“, FERMILAB-PUB-95/028-E.

[3] W. de Boer, H.-J. Grimm, A.V. Gladyshev, D.I. Kazakov, Phys. Lett. **B438** (1998) 281.

[4] J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, „Dynamics of the Standard Model“, Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology.

[5] Francis Halzen, Alan D. Martin, „Quarks and Leptons, An introductory Course in Modern Particle Physics“, John Wiley Verlag, 1984.

[6] M. Spira, P. Zerwas, „Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics“, CERN-TH/97-379; P. Zerwas, „HIGGS-Physik und Supersymmetrie“, 30. Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria-Laach (1998).

[7] Dean Karlen, Electroweak Review writeup, Vancouver, Sommer 1998;
Martin Grünewald, Electroweak Review writeup, Vancouver, Sommer 1998;
CERN-EP/99-15.

[8] J.F. Gunion, H.E. Haber, G. Kane, S. Dawson, „The Higgs Hunter's Guide “, Addison-Wesley Publishing Company, ISBN 0-201-50935-0.

[9] U. Schwickerath, SILAFAE 98, „Higgs Boson Searches at LEP2“, 8-11 April 1998, San Juan (Puerto Rico), AIP Conference Proceedings 444, 237.

[10] A. Djouadi, J. Kalinowski, P.M. Zerwas, Z. Phys. **C70** (1996) 435.

[11] G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner, „Physics at LEP2“, CERN 96-01.

[12] Particle Data Group, „Review of Particle Physics“, The European Physical Journal C, Particles and Fields, Springer-Verlag Heidelberg, 1998.

[13] U. Amaldi, W. de Boer, H. Fürstenau, Phys. Lett. **B260** (1991) 447.

[14] W. de Boer et al., hep-ph/9603350;
W. de Boer et al., Z. Phys. **C67** (1995) 647;
W. de Boer et al., hep-ph/9603346 und darin enthaltene Referenzen;
R. Ehret, „Die Bestimmung der Kopplungskonstanten α_s am LEP-Speicherring und Tests von großen Vereinigungstheorien“, Dissertationsarbeit, IEKP-KA/95-13.

[15] M. Drees„„An Introduction to Supersymmetry“, hep-ph/9611409;
H.E. Haber, G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75;
M.F. Sohnius, Phys. Rep. 128 (1985) 39;
X. Tata, hep-ph/9706307.

[16] U. Schwickerath, Nuc. Phys. B(Proc. Suppl.) 66 (1998) 71-74 ;
W. de Boer, A. Dabelstein, W. Hollik, W. Mösle, U. Schwickerath, Z. Phys. **C75** (1997) 627-640.

[17] S. Dawson, „The MSSM and why it works“, hep-ph/9712464.

[18] S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, Phys. Lett. **B440** (1998) 296 und Referenzen.

[19] C. F. Vollmer, Diplomarbeit, in Vorbereitung.

[20] S. Heinemeyer, W. Hollik, Nucl. Phys. **B474** (1996) 32.

[21] T. Sjöstrand, Computer Physics Commun. **82** (1994) 74.

[22] *SPRIME: A Package for Estimating the Effective* $\sqrt{s'}$ *Centre of Mass Energy in* $q\bar{q}\gamma$ *Events* DELPHI Note 96-124 PHYS-632.

[23] DELPHI Coll., Z. Phys. **C73** (1996) 11;
M. Reinert, IEKP-KA/94-5;
U. Schwickerath, IEKP-KA/95-6.

[24] C. Weiser, Dissertationsarbeit, IEKP-KA/98-5.

[25] G.C. Fox, S. Wolfram, Nucl. Phys. **B149** (1979) 413.

[26] DELPHI Coll., „The DELPHI detector at LEP“, Nucl. Instr. Meth. **A303** (1991) 233-276;
DELPHI Coll., „Performance of the DELPHI Detector“, Nucl. Instr. Meth. **A378** (1996) 57.

[27] C.Kreuter„„Longitudinal Shower Development in the DELPHI Electromagnetic Caloriemeter HPC“, Diplomarbeit, IEKP-KA/93-9.

[28] *The ZEBRA System*, CERN Program Library entries Q100 and Q101, CERN, Genf 1993.

[29] *DELPHI Data Analysis (DELANA) Program User's Guide* DELPHI Note 89-44 PROG 137.

[30] *DELPHI Extended ShortDST Content* DELPHI Note 97-147 PROG-222

[31] Yu. L. Dokahitzer, G. D. Leder et al., Cavendish-HEP (1997) 6.

[32] N.J. Kjaer, R. Moller, „Reconstruction of Invariant Masses in Multi-Jet Events“, DELPHI 91-17 PHYS 88.

[33] T. Allmendinger, Diplomarbeit, in Vorbereitung.

[34] DELPHI Coll., CERN-PPE 97-160, Sec. 5.2.

[35] D. Brown, M. Frank, „Tagging b Hadrons using track impact parameters“, MPI Munic, ALEPH note 92-135, 24.8.1992.

[36] G. V. Borisov, „Lifetime Tag of Events $Z^0 \to b\bar{b}$“ with the DELPHI Detector“, DELPHI Note 94-125 PROG 208.

[37] G. V. Borisov, C. Mariotti, „Fine Tuning of Track Impact Parameter Resolution of the DELPHI Detector“, DELPHI-Note 95-142 PHYS 567.

[38] G. V. Borisov, „Combined b-tagging“, DELPHI-Note 97-94 PHYS 716.

[39] M. G. Kendall and A. Stuart, „The Advanced Theory of Statistics“, Volume 3.

[40] T. G. M. Malmgren, K. E. Johansson,
„Discriminant analysis for background reduction in the H^0 search at LEP2“
DELPHI 96-164 PHYS 653;
T. G. M. Malmgren, K. E. Johansson, „Use of discriminant analysis in search of a neutral Higgs-boson“, DELPHI 97-59 PHYS 709;
T. G. M. Malmgren, K. E. Johansson, „An Iterative Discriminant Analysis Method to Search for the Higgs Particle at LEP2“, Nuc. Inst. Meth. **A403** (1998) 481.

[41] DELPHI Coll., „Search for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{s}$=183 GeV“, CERN-EP 99-06.

[42] J. B. Metzler, Linder Biologie, ISBN 3 476 20347 6, oder andere Lehrbücher der Biologie.

[43] C. Peterson, Th. Rognvaldsson and L. Lonnblad,
„JETNET 3.0 - A Versatile Artificial Neural Network Package“,
LU TP 93-29, CERN-TH-7135 94.

[44] S. Jadach et. al., Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[45] E. Eichten et. al., Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 579; Rev. Mod. Phys. **58** (1985) 1065.

[46] F. A. Berends et. al., Comp. Phys. Comm. **85** (1995) 437.

[47] S. Catani et al., Phys. Lett. **B269** (1991) 432;
N.Brown, W.J. Stirling, Z. Phys. **C53** (1992) 629.

[48] P. Janot, in CERN Report 96-01, Vol. 2, 309.

[49] S. Hoorelbeke, Université de Mons-Hainaut, Belgien, private Diskussionen; W. Adam et. al, „Search for Neutral Higgs Bosons at $\sqrt(s) = 183$ GeV in the multi-jet channel", DELPHI-Note 98-19 PHYS 765.

[50] A. G. Frodesen, O. Skjeggestad, „Probability and Statistics in Particle Physics", Universitetsforlaget Bergen, ISBN 82-00-01906-3.

[51] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Coll., CERN-EP/98-046, April 1, 1998.

[52] E. Gross, B.A. Kniehl, G. Wolf, Z. Phys. **C63** (1994) 417; erratum **C66** (1995) 32; A. Djouadi, M. Spira, P.M. Zerwas, Z. Phys. **C70** (1996) 427; A. Djouadi, J. Kalinowski, P.M. Zerwas, DESY Report 95-211.

[53] A.L. Read, DELPHI 97-158 PHYS 737; A.L. Read, Fortran-Programm zur Berechnung von Massenschranken nach der MFLR Methode; V. Ruhlmann-Kleider, Fortran-Programme zur Berechnung von Massenschranken im SM und MSSM.

[54] Particle Data Group (PDG), 'Review of Particle Properties', Phys. Rev. **D50** (1994) 1272.

[55] DELPHI Coll., E. Phys. **C2** (1998) 1.

[56] DELPHI Coll., Z. Phys. **C73** (1996) 1.

[57] S. Blusk, „Top quark mass measurement" in Proceedings der „XXXIII Rencontres de Moriond about QCD and high energy hadronic interactions", Les Arcs, März 1998.

Anhang

Verteilungen für $e^+e^- \to 4b$ nach der Vorselektion

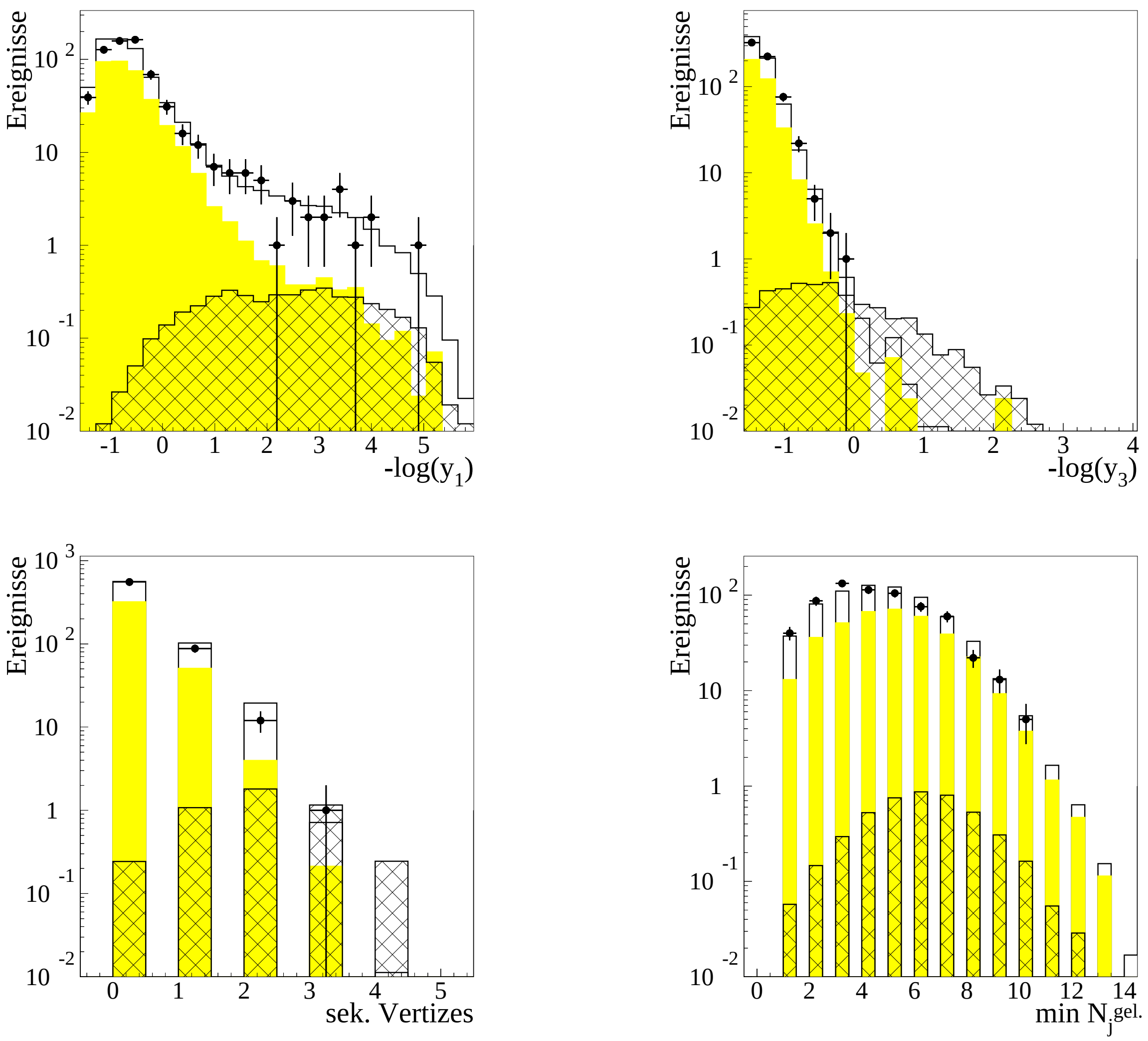


Abbildung A.1: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to 4b$, siehe Kapitel 5.2.2. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal ($M_A = 75$ GeV, $\tan\beta = 20$) ist schraffiert eingezeichnet.*

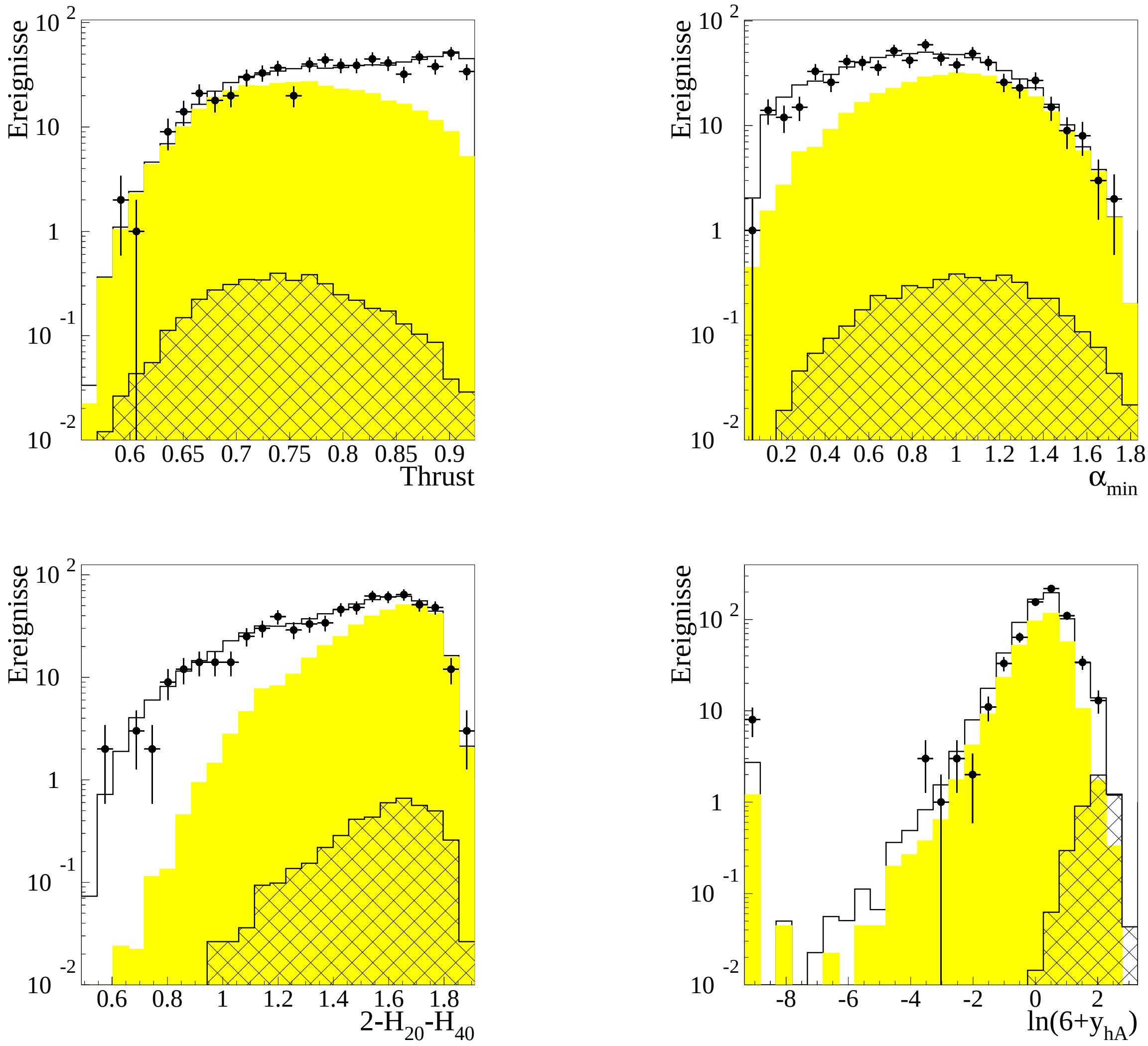


Abbildung A.2: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to 4b$, siehe Kapitel 5.2.2. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal ($M_A = 75$ GeV, $\tan\beta = 20$) ist schraffiert eingezeichnet.*

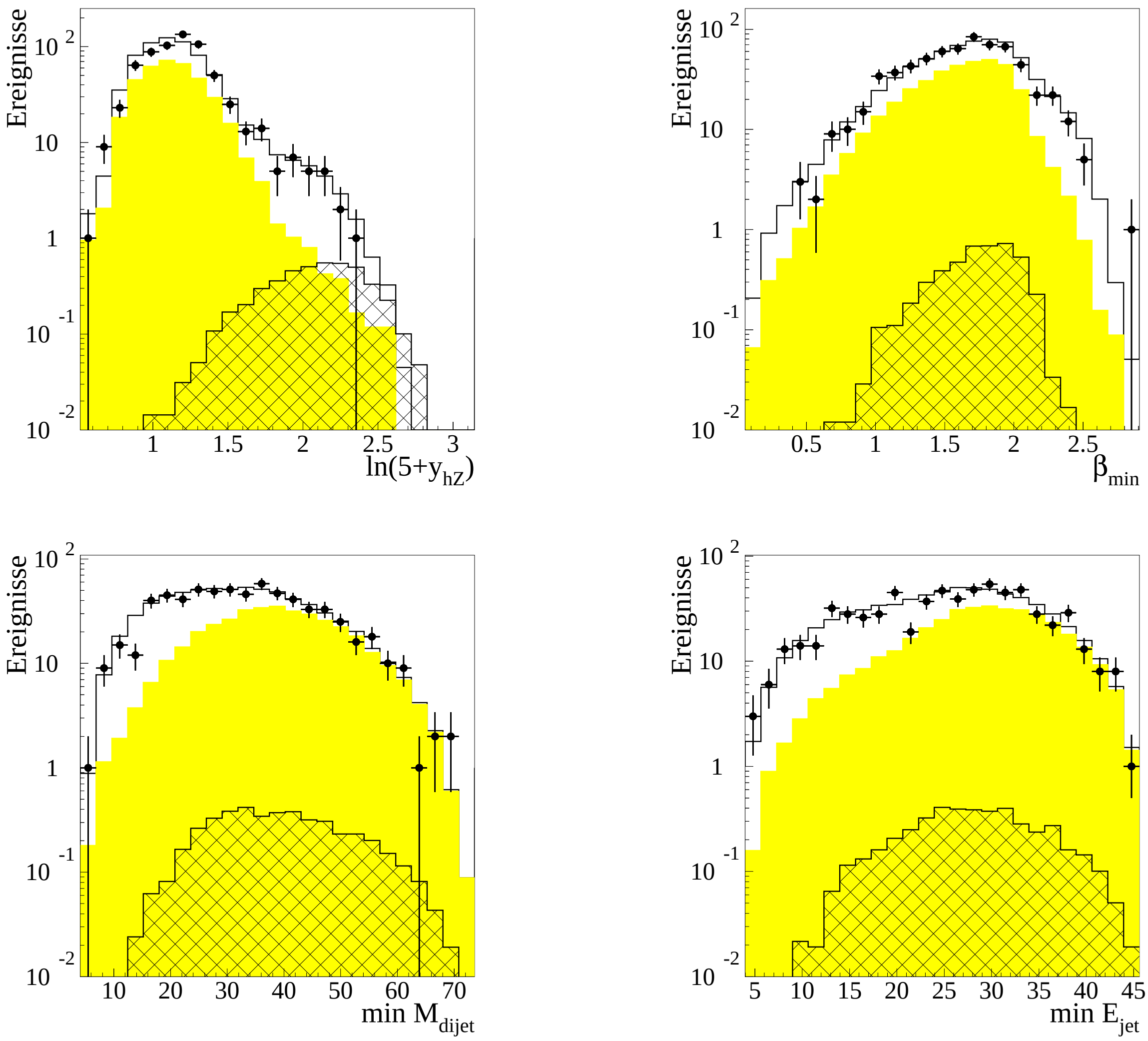


Abbildung A.3: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to 4b$, siehe Kapitel 5.2.2. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal ($M_A = 75$ GeV, $\tan\beta = 20$) ist schraffiert eingezeichnet.*

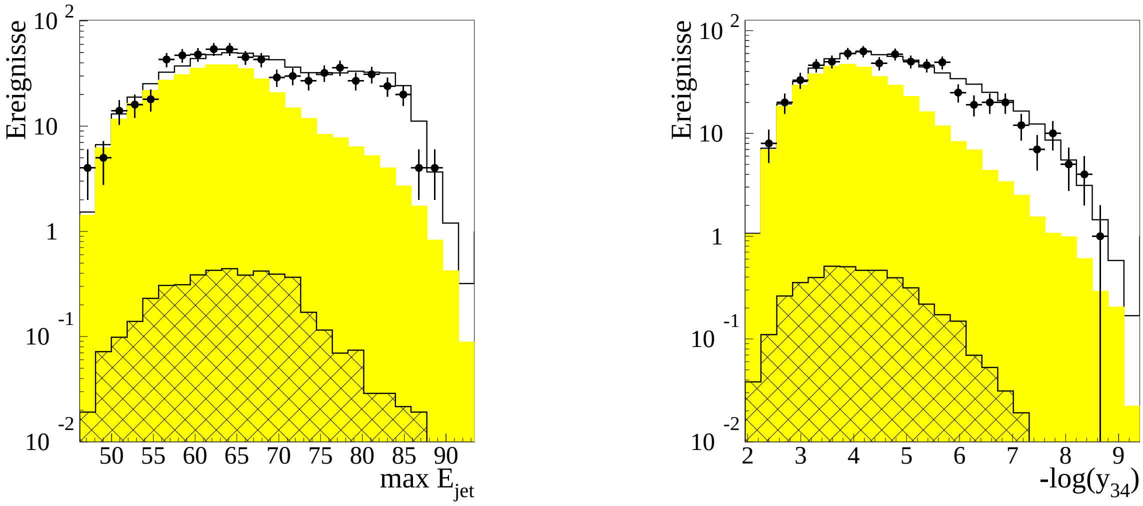


Abbildung A.4: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to 4b$, siehe Kapitel 5.2.2. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal ($M_A = 75$ GeV, $\tan\beta = 20$) ist schraffiert eingezeichnet.*

Verteilungen für $e^+e^- \to (h)q\bar{q}$ nach der Vorselektion

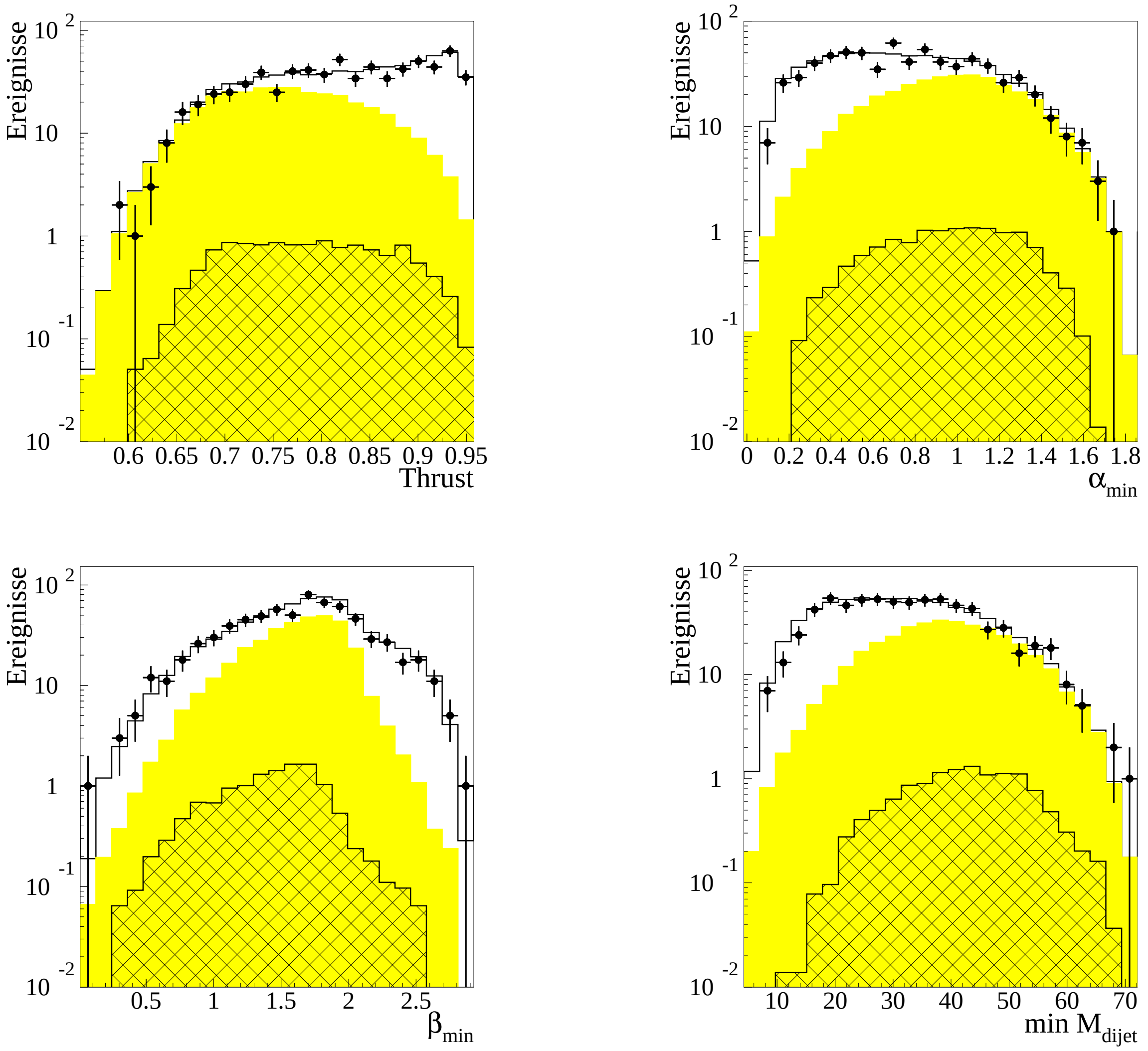


Abbildung B.1: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to (h)q\bar{q}$, siehe Kap. 5.3.3. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal (M_h = 85 GeV) ist schraffiert eingezeichnet.*

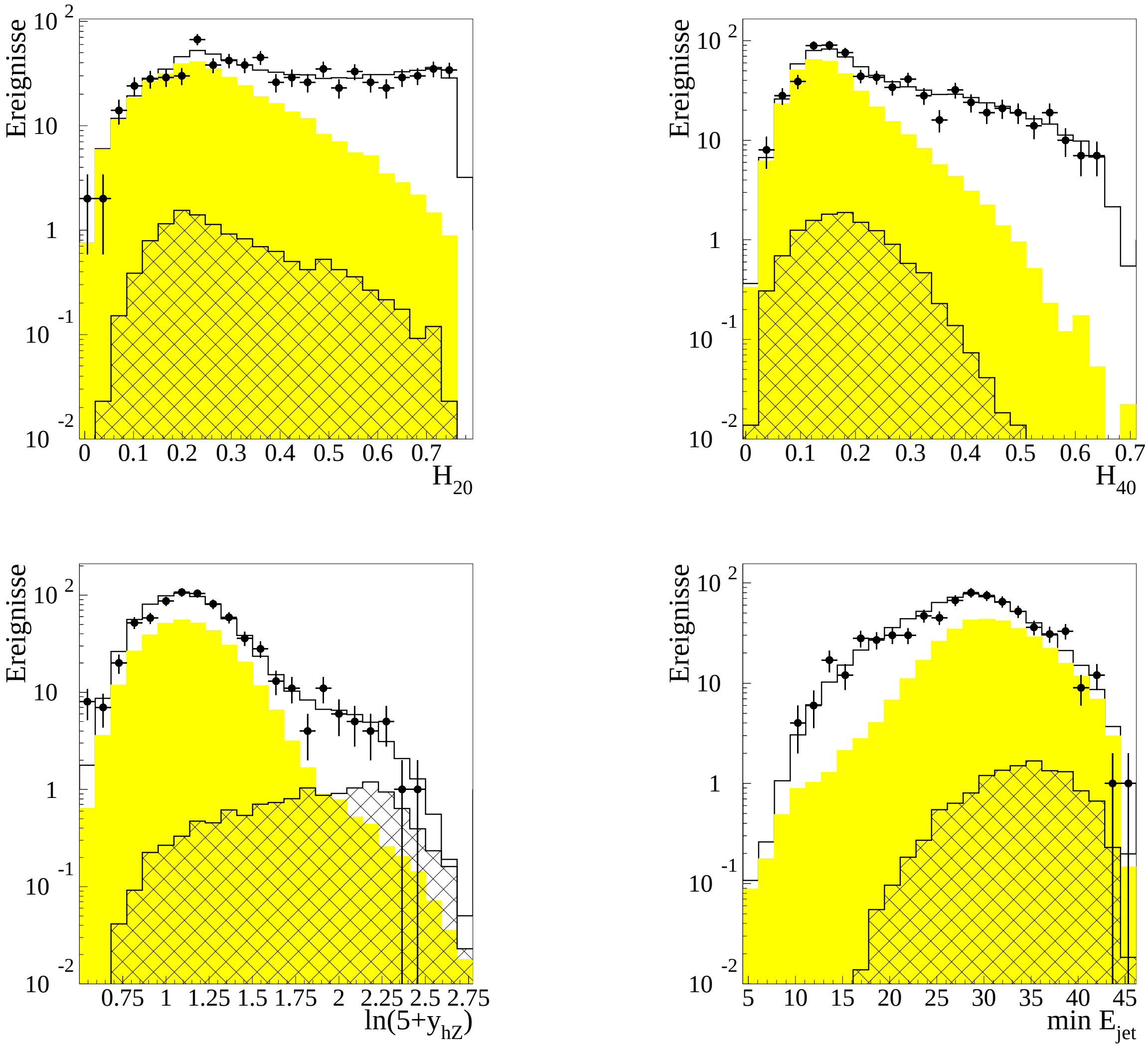


Abbildung B.2: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \rightarrow (h)q\bar{q}$, siehe Kap. 5.3.3. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal (M_h = 85 GeV) ist schraffiert eingezeichnet.*

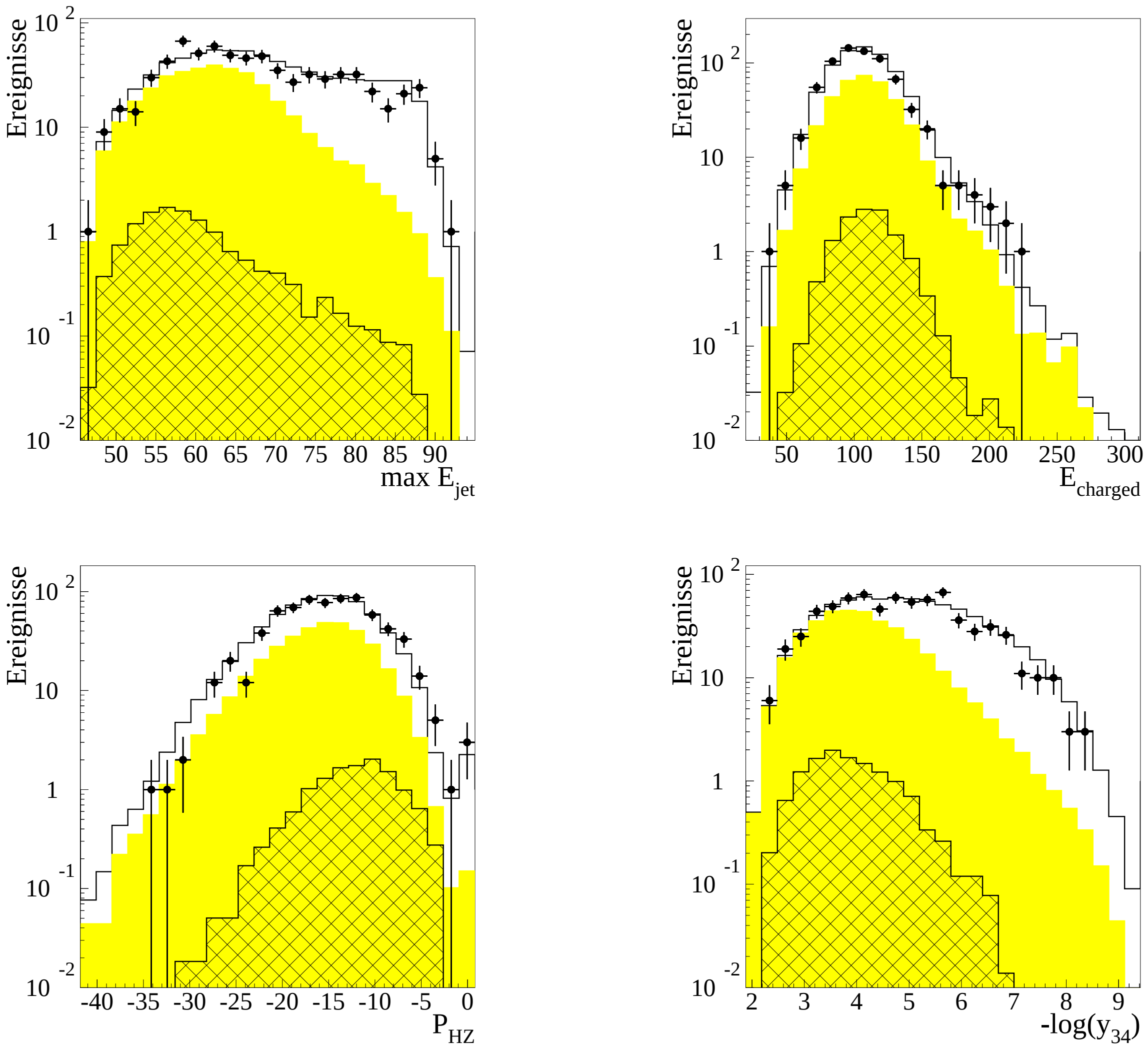


Abbildung B.3: *Verteilungen diskriminierender Größen nach der Vorselektion für die Suche nach $e^+e^- \to (h)q\bar{q}$, siehe Kap. 5.3.3. Das Histogramm entspricht der Erwartung durch WW, ZZ und QCD-Hintergrund, grau unterlegt ist Hintergrund von WW- und ZZ- Produktion. Die schwarzen Punkte sind Daten. Die Verteilung für ein Signal (M_h = 85 GeV) ist schraffiert eingezeichnet.*

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. Wim de Boer, der mir diese Arbeit am Institut für Experimentelle Kernphysik ermöglichte. Durch einen 18-monatigen Aufenthalt am CERN bei Genf war es mir möglich, mich innerhalb der DELPHI-Arbeitsgruppen aktiv an der Suche nach neuen Teilchen zu beteiligen und Erfahrungen zu sammeln, die zur Erstellung dieser Arbeit sehr wichtig waren. Zudem wurde mir die Möglichkeit zur Teilnahme an verschiedenen internationalen Konferenzen gegeben.

Mein Dank gilt außerdem Prof. Dr. Michael Feindt für die Übernahme des Korreferats. Die zahlreichen Diskussionen mit ihm und seiner Arbeitsgruppe am CERN und auch später in Karlsruhe waren mir bei der Erstellung der Analysen von Nutzen. In diesem Zusammenhang möchte ich insbesondere auch Herrn Dr. R. Ehret, Herrn Dr. C. Kreuter, Herrn Dr. W. Oberschulte gen. Beckmann, Herrn Dr. O. Podobrin und Herrn Dr. C. Weiser, danken. Sie sorgten zudem für ein lockeres und angenehmes Arbeitsklima in meiner Zeit am CERN, wobei sich die Diskussionen nicht nur auf Physik beschränkten.

Weiterhin möchte ich allen Diplomanden, Doktoranden und wissenschaftlichen Angestellten am Institut für Experimentelle Kernphysik für die gute Arbeitsatmosphäre, das ausgelassene Klima und die zahlreichen nützlichen Diskussionen danken. Dieser Dank gilt auch allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Team C in der DELPHI-Kollaboration, die sich speziell mit 4-Jet-Ereignissen bei LEP2 befaßt. Neben den Leitern dieser Arbeitsgruppe P. Lutz, J. Marco und W. Murray möchte ich besonders M. A. Bizouard, S. Hoorelbeke und R. Marco für die gute Zusammenarbeit danken.

Ich danke weiterhin dem Land Baden-Württemberg und dem Graduiertenkolleg „Elementarteilchenphysik an Beschleunigern“ für die finanzielle Unterstützung sowie meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung und Ablenkung außerhalb der Physik.

Für die Durchsicht des Manuskiptes möchte ich weiterhin Herrn Thomas Allmendinger, Herrn Hans-Jakob Grimm, Herrn Dr. Sven Heinemeyer und Herrn Dr. Andre Sopczak besonders danken.