



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der Z-Resonanzparameter mit dem DELPHI-Detektor bei LEP

Klaus Mönig

Juni 1990
WUB 90 - 12



FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der Z-Resonanzparameter mit dem DELPHI-Detektor bei LEP

Klaus Mönig

Wuppertal
Juni 1990

Abstract

From 11000 hadronic Z -decays measured in 1989 with the DELPHI detector at 10 different centre-of-mass energies the Z -mass, width and peak cross section have been determined and the number of light neutrino species has been calculated. The following results were obtained:

$$\begin{aligned}M_Z &= 91.170 \pm 0.030(\text{exp}) \pm 0.030(\text{LEP}) \text{ GeV}, \\ \Gamma_Z &= 2.511 \pm 0.065 \text{ GeV}, \\ \sigma_0 &= 41.6 \pm 1.3 \text{ nb}, \\ N_\nu &= 2.97 \pm 0.26.\end{aligned}$$

Including the ratio of hadronic and leptonic cross sections the following numbers for the different partial widths have been calculated:

$$\begin{aligned}\Gamma_{had} &= 1741 \pm 61 \text{ MeV}, \\ \Gamma_l &= 85.1 \pm 2.9 \text{ MeV}, \\ \Gamma_{inv} &= 515 \pm 54 \text{ MeV}.\end{aligned}$$

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Das Standardmodell	3
2.1 Die Symmetriegruppe	3
2.2 Vorhersagen für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$	5
2.3 Strahlungskorrekturen	8
2.3.1 Schwache Korrekturen	8
2.3.2 Photonische Korrekturen	11
2.4 Vorhersagen für die Z^0 - Resonanzparameter	12
2.4.1 Die Z^0 -Breite	12
2.4.2 Die Z-Linienform	13
3. Das DELPHI Experiment	16
3.1 Der LEP Speicherring	16
3.2 Der DELPHI Detektor	16
3.3 Die Datennahme	20
3.4 Die Datenanalyse	23
3.5 Die Detektorsimulation	25
3.6 Der DELPHI Ereignis-Trigger	28
4. Der hadronische Wirkungsquerschnitt	30
4.1 Luminositätsmessung	30

4.2	Selektion hadronischer Ereignisse	36
4.3	Bestimmung der Trigger-Effizienz	39
4.4	Untergrund	42
4.4.1	Leptonische Z-Zerfälle	43
4.4.2	Strahl-Gas-Wechselwirkung	44
4.4.3	Zwei-Photon-Wechselwirkungen	45
4.5	Bestimmung der totalen Effizienz	47
4.6	Korrektur für halbe TPC	50
4.7	Alternative Analyse der hadronischen Wirkungsquerschnitte	51
4.8	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	52
5.	Ergebnisse	55
5.1	Fits an die Daten	55
5.2	Systematische Unsicherheiten	57
5.3	Überprüfung der Borelli Formel	59
5.4	Interpretation der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten	60
5.5	Messung der Partialbreiten	64
6.	Zusammenfassung	68

1. Einleitung

Elektronen und Positronen sind nach heutigem Verständnis elementare Teilchen, die sich in der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow X$ gegenseitig vernichten. Aus diesem Grund ist in $e^+ e^-$ -Speicherringen die Schwerpunktsenergie einer Reaktion sehr gut bekannt und braucht nicht aus den Zerfallsprodukten gemessen zu werden. Dieser Umstand wurde zum erstenmal 1974 mit dem Speicherring SPEAR am SLAC¹ bei der Entdeckung des J/Ψ , einer Quark-Antiquark-Resonanz, ausgenutzt [1].

Man kann jedoch nicht nur auf Grund der sehr gut bekannten Schwerpunktsenergie Masse und Breite von Resonanzen äußerst präzise bestimmen, sondern auch bestimmte Teilchen gezielt produzieren, indem man die Schwerpunktsenergie exakt auf eine vorher bekannte Resonanz einstellt, wie es in der Vergangenheit zum Beispiel mit großem Erfolg bei der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz geschehen ist [2].

Eine weitere Resonanz in $e^+ e^-$ -Reaktionen ist das Z^0 -Boson. Das Z^0 ist das neutrale Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, das 1967 von Glashow, Salam und Weinberg vorhergesagt wurde [3,4,5]. Erste Evidenz für seine Existenz wurde 1973 am CERN² in Blasenkammer-Reaktionen gefunden [6]. Der erste direkte Nachweis erfolgte 1983, ebenfalls am CERN, in der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow Z^0 X \rightarrow e^+ e^- X, \mu^+ \mu^- X$ [7,8].

Der Wirkungsquerschnitt $e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ auf der Z-Resonanz ist um etwa einen Faktor 1000 gegenüber dem Kontinuum überhöht und beträgt ungefähr $30nb$.

Seit 1982 wurde am CERN der Speicherring LEP³ gebaut und im Sommer 1989 fertiggestellt. Er soll in seiner ersten Phase bei Schwerpunktsenergien nahe der Z-Masse arbeiten⁴. Mit seiner geplanten Luminosität sollten sich etwa 30000 Z's pro Tag und Experiment produzieren lassen.

An LEP befinden sich vier Experimente (ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL), wobei eine Gruppe der BUGH Wuppertal am DELPHI⁵-Experiment beteiligt ist.

Parallel zu LEP wurde am SLAC der Linearbeschleuniger zu einem Linear-Collider (SLC) umgebaut, an dem sich auch reelle Z-Bosonen in $e^+ e^-$ -Reaktionen erzeugen lassen. Anfang 1989 konnte dort die erste präzisere Bestimmung der Z-Masse und die erste Messung der Z-Breite durchgeführt werden [9]. Wegen der niedrigen Luminosität des SLC sollte LEP aber auf Dauer die genaueren Ergebnisse liefern.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung der Daten, die in der Zeit von Oktober bis Dezember 1989 genommen wurden. In dieser Zeit wurde bei zehn ver-

¹SLAC = Stanford Linear Accelerator Centre

²CERN = Conseil Européen pour la Recherche Nucleaire

³LEP = Large Electron Positron collider

⁴Hier, wie in der ganzen Arbeit, wird immer $\hbar = c = 1$ angenommen

⁵DELPHI = DETector with Lepton, Photon and Hadron Identification

schiedenen Schwerpunktsenergien um die Z-Masse herum gemessen, wobei DELPHI ungefähr 11000 hadronische und 600 leptonische Z-Zerfälle registriert hat. Daraus konnten die Masse und Breite des Z^0 , die verschiedenen Partialbreiten, sowie die Anzahl der leichten Neutrinospezies bestimmt werden.

2. Das Standardmodell

2.1 Die Symmetriegruppe

Wechselwirkungen werden in der Elementarteilchenphysik heute im allgemeinen durch sogenannte Eichtheorien beschrieben [10]. Dabei beschreibt man eine Kraft durch den Austausch von Eichbosonen. Die Eigenschaften dieser Eichbosonen sind durch die Eigenschaften der Gruppe gegeben. Insbesondere ist die Anzahl der verschiedenen Eichbosonen gleich dem Rang der Gruppe. Nach heutigem Verständnis lassen sich die elektromagnetische, die starke und die schwache Kraft durch die Eichgruppe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ beschreiben.

Die Gruppe $SU(3)$ beschreibt in der QCD¹ die zwischen den Quarks wirkende starke Wechselwirkung. Dabei nimmt man an, daß jedes Quark als Triplet in drei "Farben" existiert. Die Kraft wird durch acht Gluonen vermittelt. Die fundamentalen Feynman-Graphen sind in Abb. 1 dargestellt. Der Parameter Farbe ist dabei ein echter Freiheitsgrad und nicht nur eine hypothetische Größe, wie sich zum Beispiel am Wirkungsquerschnitt $e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ messen läßt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung beträgt bei Impulsüberträgen gleich der Z-Masse $\alpha_s(91\text{GeV}) = 0.122 \pm 0.011$ ² [11].

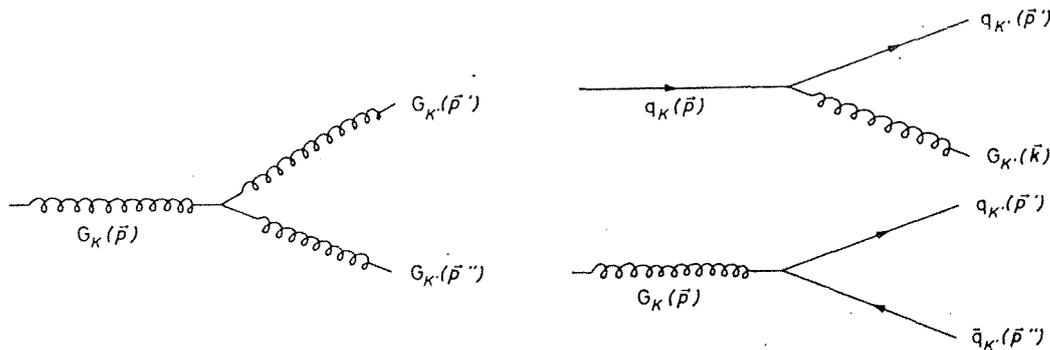


Abbildung 1: Feynman-Graphen der starken Wechselwirkung

Die Gruppe $SU(2) \times U(1)$ beschreibt die schwache und die elektromagnetische Kraft. Bezüglich $SU(2)$ gibt es Singlets mit schwachem Isospin $I = 0$ und Dubletts mit $I = \frac{1}{2}$, wobei alle linkshändigen Teilchen in Dubletts und alle rechtshändigen Teilchen in Singletts angeordnet sind. Bezüglich $U(1)$ haben alle Multipletts einen im Prinzip freien Kopplungsparameter, die sogenannte Hyperladung (Y). Die elektrische Ladung ergibt sich aus der z -Komponente des Isospins und der Hyperladung mit Hilfe der

¹QCD = Quanten Chromo Dynamik

²Dieser Wert stammt aus R Messungen bei PEP, PETRA und TRISTAN. Er sollte damit ohne theoretische Unsicherheiten auf die Messung der Z-Breite übertragbar sein.

Gell-Mann-Nishijima-Formel:

$$Q = i_3 + \frac{Y}{2}$$

Die Struktur für die drei bekannten Teilchenfamilien ist an Abb. 2 dargestellt.

I	i_3	Y			
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$
$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$
0	0	-2	$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$
0	0	$\frac{4}{3}$	$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$
0	0	$-\frac{2}{3}$	$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$

Abbildung 2: Teilchenmultipletts im Standardmodell

Die Kopplung für die $SU(2)$ hat die Struktur $V - A$, während die $U(1)$ eine reine Vektorkopplung hat. Als Eichbosonen hat man ein Triplet W^+, W^-, W^0 für die $SU(2)$ und ein Singlett B für die $U(1)$, die zunächst alle masselos sind. Im Gegensatz dazu beobachtet man jedoch die massiven Vektorbosonen $W^+, W^-, Z^0 = W^0 \cos \theta_W - B \sin \theta_W$ sowie das masselose Photon $A = W^0 \sin \theta_W + B \cos \theta_W$. Der Mischungswinkel θ_W wird als Weinberg-Winkel bezeichnet.

Aus der Tatsache, daß die Kopplung des Photons eine reine Vektorkopplung ist erhält man

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e,$$

wobei g, g', e die Kopplungskonstanten für die $SU(2)$, die $U(1)$ sowie die Elementarladung sind.

Die Massen für die anderen drei Vektorbosonen erzeugt man durch die spontane Symmetriebrechung. Dabei nimmt man an, daß es ein skalares komplexes Isospin-Dublett gibt, das sogenannte Higgs-Feld $\Phi = (\Phi^+, \Phi^0)$, welches einen Vakuum-Erwartungswert $\Phi(0) = (0, v)$ besitzt. Durch die Kopplung des Higgs-Feldes an die Vektorbosonen erhalten W^\pm und Z^0 eine Masse, das Photon bleibt masselos.

Dabei verschwinden drei der vier Freiheitsgrade des Higgs. Es bleibt ein neutrales Skalarteilchen (H^0), das man jedoch noch nicht gefunden hat. Seine Masse muß daher größer als 24 GeV sein [12].

Die Massen der Vektorteilchen hängen zusammen über die Relation

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2},$$

was heute im allgemeinen als Definition für $\sin^2 \theta_W$ angesehen wird. Diese Relation gilt jedoch nur, wenn der Higgs-Sektor nur aus Dubletts besteht. Für einen komplizierteren Higgs-Sektor gibt es jedoch keinerlei Evidenz.

Das Modell ist damit durch drei freie Parameter gegeben, z.B. $g, \sin^2 \theta_W$ und v . Da diese Größen jedoch nicht direkt meßbar sind, benutzt man im allgemeinen statt dessen die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$, die Müon-Zerfallskonstante $G_\mu = \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2} = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}$ und die Z-Masse M_Z , mit deren Messung sich diese Arbeit beschäftigt.

2.2 Vorhersagen für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$

Für Schwerpunktsenergien, die ungefähr gleich der Z-Masse sind erwartet man, daß der Prozeß $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$, $f \neq e$, durch den Austausch eines virtuellen Z-Bosons dominiert ist. Der Austausch von Photonen ist stark unterdrückt, andere Prozesse gibt es in Born'scher Näherung nicht³. Die beitragenden Feynman-Graphen sind in Abb. 3 dargestellt.

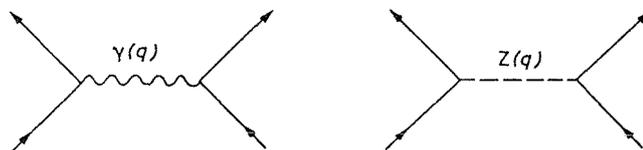


Abbildung 3: Feynman-Graphen für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$

Der Fall $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ ist komplizierter und wird in Kapitel 4.1 kurz behandelt. Wenn die Polarisation im Endzustand nicht beobachtet wird ergibt der differenzielle

³Im Prinzip gibt es noch den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow H^0 \rightarrow f \bar{f}$ der sich aber als völlig vernachlässigbar herausstellt.

Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Strahlen in Born'scher Näherung [13]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_C^f \sqrt{1 - 4\mu_f} G_1(s) (1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s) 2 \cos \theta$$

mit:

$$\begin{aligned} \mu_f &= \frac{m_f^2}{s} \\ G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 + 4\mu_f a_f^2) |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= -2a_e a_f Q_f \operatorname{Re} \chi_0(s) + 4a_e a_f v_e v_f |\chi_0(s)|^2 \\ a_f &= \frac{I_3^f}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ v_f &= \frac{I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \\ \chi_0(s) &= \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z^0} \\ \Gamma_Z^0 &= \sum_f \Gamma_f^0 \\ \Gamma_f^0 &= N_C^f \frac{\alpha}{3} M_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} (v_f^2(1 + 2\mu_f) + a_f^2(1 - 4\mu_f)) \end{aligned}$$

Dabei ist s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und θ der Streuwinkel des Fermions zur Elektronrichtung. N_C^f ist die Anzahl der möglichen Farbzustände und damit 1 für Leptonen und 3 für Quarks. Die Terme ohne $\chi_0(s)$ entstehen durch den Ein-Photon-Austausch und können im allgemeinen vernachlässigt werden. Die Terme proportional zu $\operatorname{Re} \chi_0(s)$ entstehen durch die γ -Z-Interferenz und verschwinden bei $s = M_Z^2$. Der dominierende Anteil wird durch den Z-Austausch gegeben und ist proportional zu $|\chi_0(s)|^2$.

Integriert man über den Raumwinkel so erhält man ($\mu_f = 0$):

$$\sigma(s) = \frac{2\alpha^2}{3s} N_C^f G_1(s)$$

und für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie:

$$A_{FB} = \frac{\sigma(\cos \theta > 0) - \sigma(\cos \theta < 0)}{\sigma} = \frac{3G_2(s)}{4G_1(s)}$$

Abb. 4 zeigt diese beiden Größen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie für $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Für $\sqrt{s} = M_Z$ hat A_{FB} , wenn man den Photon-Austausch vernachlässigt, die Form [14]:

$$A_{FB} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \quad \mathcal{A}_f = \frac{v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}$$

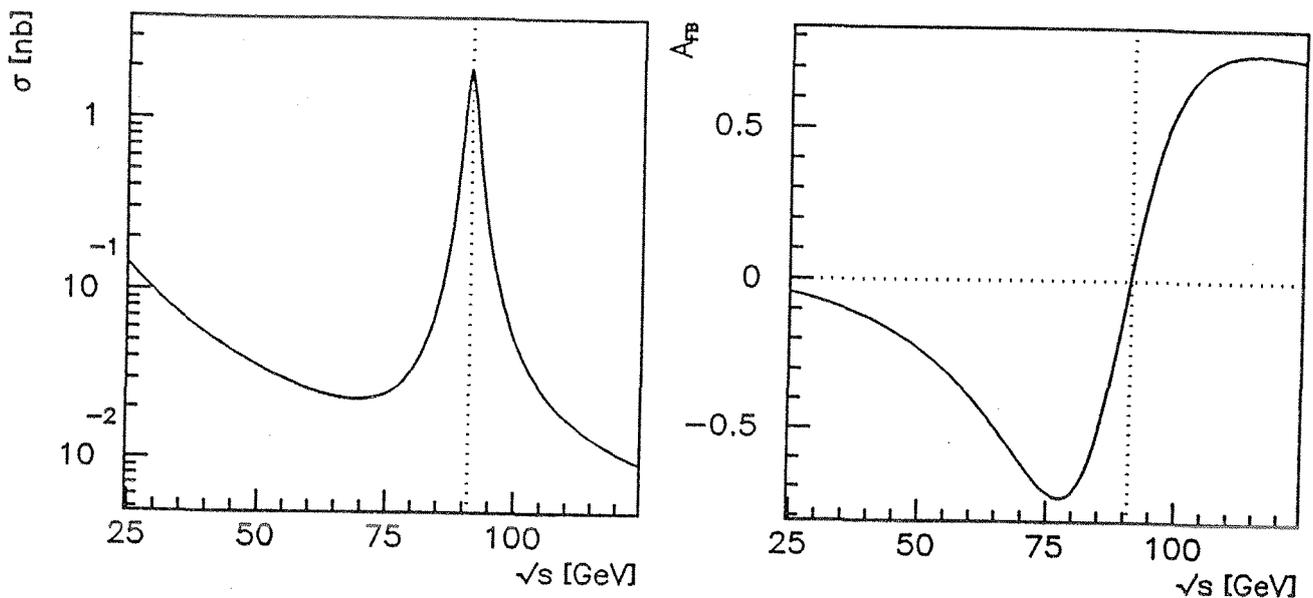


Abbildung 4: Wirkungsquerschnitt und Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Dies erlaubt im Prinzip die Messung von $\sin^2 \theta_W$. Da jedoch $\sin^2 \theta_W \approx 0.25$ ist, ist \mathcal{A}_e sehr klein.

Als Polarisation für die Fermionen im Endzustand erhält man:

$$A_{pol} = \mathcal{A}_f$$

Diese Größe ist jedoch nur für τ 's aus dem Energiespektrum der Zerfallsteilchen meßbar.

Ist der Elektron-Strahl abwechselnd mit dem Polarisationsgrad $P / -P$ longitudinal polarisiert⁴, so läßt sich die sogenannte links-rechts-Asymmetrie messen:

$$A_{LR} = \frac{1}{P} \frac{\sigma^{P>0} - \sigma^{P<0}}{\sigma^{P>0} + \sigma^{P<0}} = \mathcal{A}_e$$

Diese ist unabhängig von dem betrachteten Endzustand.

Als weitere Meßgröße hat man die polarisierte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie [15]:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{pol} &= \frac{1}{P} \frac{(\sigma_{\cos \theta > 0}^{P>0} - \sigma_{\cos \theta > 0}^{P<0}) - (\sigma_{\cos \theta < 0}^{P>0} - \sigma_{\cos \theta < 0}^{P<0})}{(\sigma_{\cos \theta > 0}^{P>0} + \sigma_{\cos \theta > 0}^{P<0}) + (\sigma_{\cos \theta < 0}^{P>0} + \sigma_{\cos \theta < 0}^{P<0})} \\ &= \frac{3}{4} \mathcal{A}_f \end{aligned}$$

⁴Äquivalent dazu kann auch abwechselnd der Elektron- und der Positron -Strahl mit P polarisiert sein

Sie ist die einzige Möglichkeit für andere Teilchen als τ 's die Kopplung im Endzustand zu messen und sollte neben A_{LR} die präziseste Möglichkeit zur Bestimmung von $\sin^2 \theta_W$ auf der Z-Resonanz sein [16].

2.3 Strahlungkorrekturen

Die bisher genannten Relationen gelten alle in der Born'schen Näherung, in der nur die Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung berücksichtigt werden. Bei der Genauigkeit, die bei LEP erreichbar ist, ist es jedoch fast immer notwendig, auch höhere Ordnungen zu berücksichtigen. In erster nicht führender Ordnung lassen sich die Korrekturen in eichinvarianter Weise in zwei Klassen einteilen [13]:

- "photonische Korrekturen",
- "schwache Korrekturen".

Als photonische Korrekturen bezeichnet man dabei Feynman-Graphen, die aus einem Born-Feynman-Graphen durch Hinzufügen eines Photons hervorgehen, als schwache Korrekturen bezeichnet man den Rest.

2.3.1 Schwache Korrekturen

Schwache Strahlungkorrekturen sind i.a. prozeßabhängig und müssen daher berücksichtigt werden, wenn man aus der Messung von einem Prozeß Vorhersagen über einen anderen machen will. Insbesondere fallen die auf dem Born-Niveau äquivalenten Definitionen von $\sin^2 \theta_W$ nicht mehr zusammen [17]:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (2.1)$$

$$\tan \theta_W = \frac{g}{g'} \quad (2.2)$$

$$\sin \theta_W = \frac{e}{g} \quad (2.3)$$

In Born'scher Näherung läßt sich 2.3 schreiben als

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} M_W^2 G_\mu} \quad (2.4)$$

Durch Hinzufügen aller Graphen erster Ordnung ergibt sich:

$$\sin^2 \theta_W = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2} M_W^2 G_\mu} \frac{1}{1 - \Delta r}$$

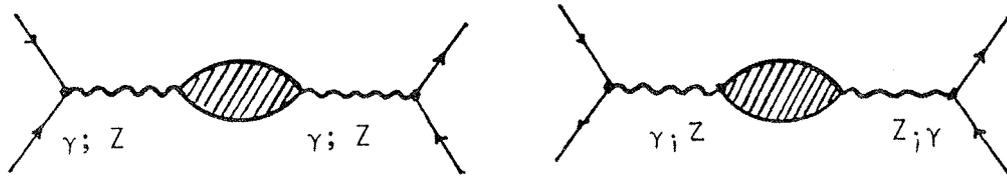


Abbildung 5: Feynman-Graphen für die Vakuumpolarisation

wobei numerisch insbesondere die Vakuumpolarisations-Graphen (Abb. 5) von Bedeutung sind.

Δr läßt sich schreiben als

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \Delta\rho + \Delta r_{rem}$$

$\Delta\alpha$ beschreibt dabei die Renormierung von α beim Übergang von $Q^2 = 0$ nach $Q^2 = M_Z^2$. $\Delta\alpha$ enthält im wesentlichen nur Beiträge von Teilchen die leichter als $\frac{M_Z^2}{2}$ sind. Die Beiträge zu $\Delta\alpha$ von geladenen Leptonen lassen sich analytisch berechnen. Auf Grund der Unsicherheit in den Quarkmassen und in der starken Wechselwirkung kann der Beitrag von leichten Quarks nur mit Hilfe des optischen Theorems aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt $e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ für $\sqrt{s} < M_Z$ berechnet werden, was den dominanten Fehler in Δr (0.0009) ausmacht [18].

$\Delta\rho$ enthält die Vakuumpolarisations Terme der W- und Z-Propagatoren, sowie die Mischterme von Z und γ . Die Beiträge leichter Fermionen zu $\Delta\rho$ sind vernachlässigbar, die Beiträge schwerer Teilchen können jedoch bedeutend werden, insbesondere, wenn die Massenaufspaltung in den Isospin-Dubletts groß ist. Für das Top-Quark z.B. ergibt sich [17]:

$$\Delta\rho_{top} = \frac{\sqrt{2}G_\mu}{16\pi^2} 3m_t^2$$

Der Beitrag des Higgs geht nur logarithmisch ein und ist damit klein. In Δr_{rem} sind alle Terme zusammengefaßt, die nicht aus Vakuumpolarisations-Diagrammen kommen. Δr_{rem} ist numerisch klein gegen $\Delta\alpha$ und $\Delta\rho$, jedoch größer als die theoretische Unsicherheit in Δr , so daß er berücksichtigt werden muß. Abb. 6 [17] zeigt Δr in Abhängigkeit von der Top-Masse für verschiedene Higgs-Massen.

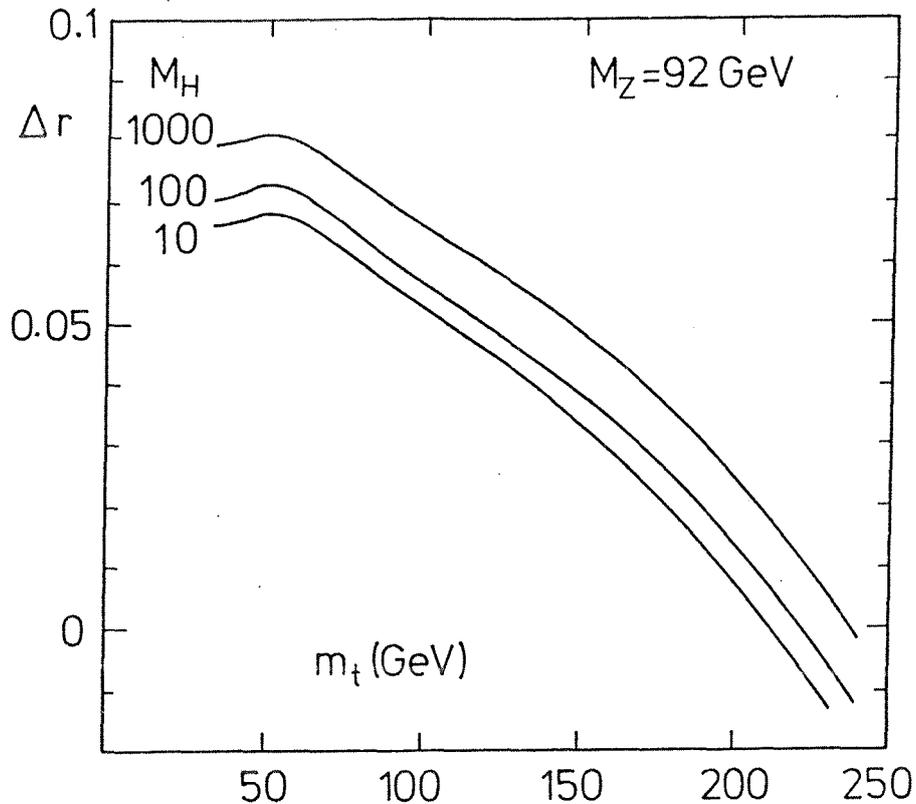


Abbildung 6: Δr als Funktion der Top-Masse

Wenn man in Gl. 2.4 mit Hilfe von Gl. 2.1 M_W durch M_Z ersetzt, erhält man

$$\sin^2 \theta_W = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2(1 - \Delta r)}} \right) \quad A = \sqrt{\frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}G_\mu}} \quad (2.5)$$

Mit Hilfe von $\sin^2 \theta_W$ -Messungen aus der ν -Nukleon Streuung bzw. von $p\bar{p}$ -Collidern und aus Messung der Z-Masse bei LEP kann somit Δr bestimmt und Information über die Top-Masse gewonnen werden.

Für Vorhersagen von Meßgrößen auf der Z-Resonanz ist die Definition 2.2 von $\sin^2 \theta_W$ relevant. Es zeigt sich, daß man fast alle Größen in guter Genauigkeit berechnen kann, wenn man in den Born-Formeln $\sin^2 \bar{\theta}$ statt $\sin^2 \theta_W$ einsetzt was man analog zu Gl. 2.5 definiert als:

$$\sin^2 \bar{\theta} = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2(1 - \Delta \bar{r})}} \right)$$

$$\Delta \bar{r} = \Delta \alpha - \Delta \rho + \Delta \bar{r}_{rem}$$

Man erkennt, daß $\Delta \bar{r}$ und damit alle Observablen auf der Z-Resonanz um einen Faktor $\frac{\cos^2 \theta_W}{\sin^2 \theta_W} \simeq 3.1$ weniger sensitiv auf die Top-Masse oder andere Effekte durch neue Physik sind als Δr . Diese Näherung gilt jedoch nicht für Größen mit b-Quarks im Endzustand. Hier müssen noch Vertexkorrekturen mit Top Quarks (Abb. 7) berücksichtigt werden.

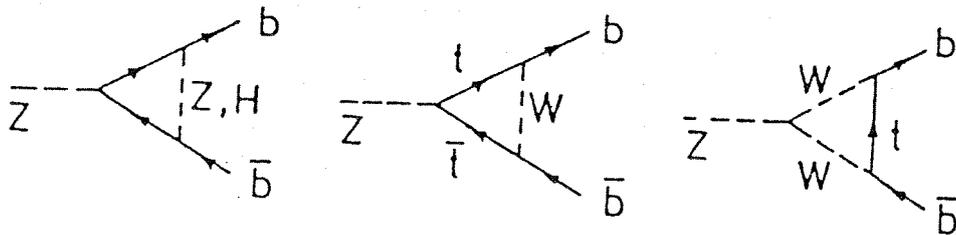


Abbildung 7: Zusätzliche Vertex Korrekturen bei b-Quarks

Aus diesem Grund ist es von Bedeutung, Größen wie z.B. A_{FB}^{pol} für b-Quarks oder Γ_b zu messen. Des weiteren sind neue Born-Level Effekte wie z.B. ein schweres Z' nicht notwendigerweise universell, so daß es generell von Bedeutung ist, \mathcal{A}_f für möglichst viele Fermionen zu messen [19].

2.3.2 Photonische Korrekturen

Die photonischen Korrekturen werden gebildet aus den Feynman-Graphen, die in Abb. 8 dargestellt sind.

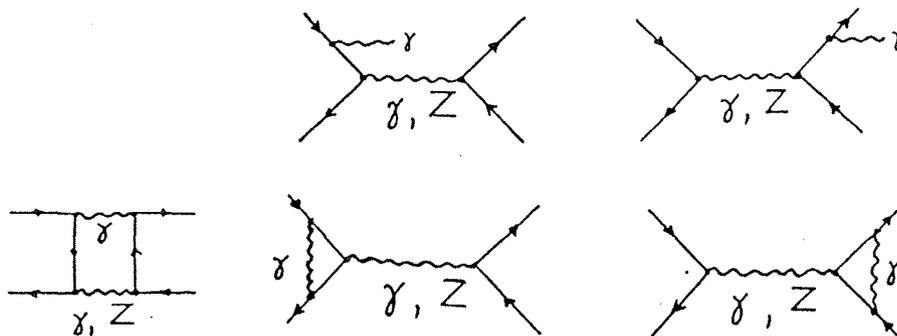


Abbildung 8: Photonische Strahlungskorrekturen

Bedeutend sind vor allem Korrekturen an den einlaufenden Elektronen. Durch Abstrahlen eines Photons im Anfangszustand ist die Schwerpunktsenergie im Z -Austausch nicht mehr gleich der zweifachen Strahl-Energie. Eine Meßgröße bei \sqrt{s} wird also beeinflusst durch den Wert dieser Größe bei allen kleineren Energien. Auch sind, da das Photon masselos ist, einige Terme infrarot divergent. Diese Divergenzen heben sich zwar untereinander auf, führen aber zu Termen der Ordnung $\alpha \ln \frac{\sqrt{s}}{m_e} \approx 0.1$ [20]. Man erwartet große Effekte bei allen Observablen, die stark von der Schwerpunktsenergie abhängen. Das sind bei LEP vor allem der totale Wirkungsquerschnitt

und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für unpolarisierte Strahlen. Da diese Korrekturen auch die Ereignis-Topologie verändern, sind sie nicht universell berechenbar, sondern abhängig von der jeweiligen Analyse. Von den Theoretikern wurden deshalb Computerprogramme entwickelt, in denen Ereignisse generiert werden, die dann mit dem Detektorsimulationsprogramm weiterverarbeitet werden können. Als Beispiel zeigt Abb. 9 die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in Abhängigkeit von dem Akolaritäts-Schnitt für die Endzustands-Fermionen berechnet mit dem Programm KORAL-Z [21].

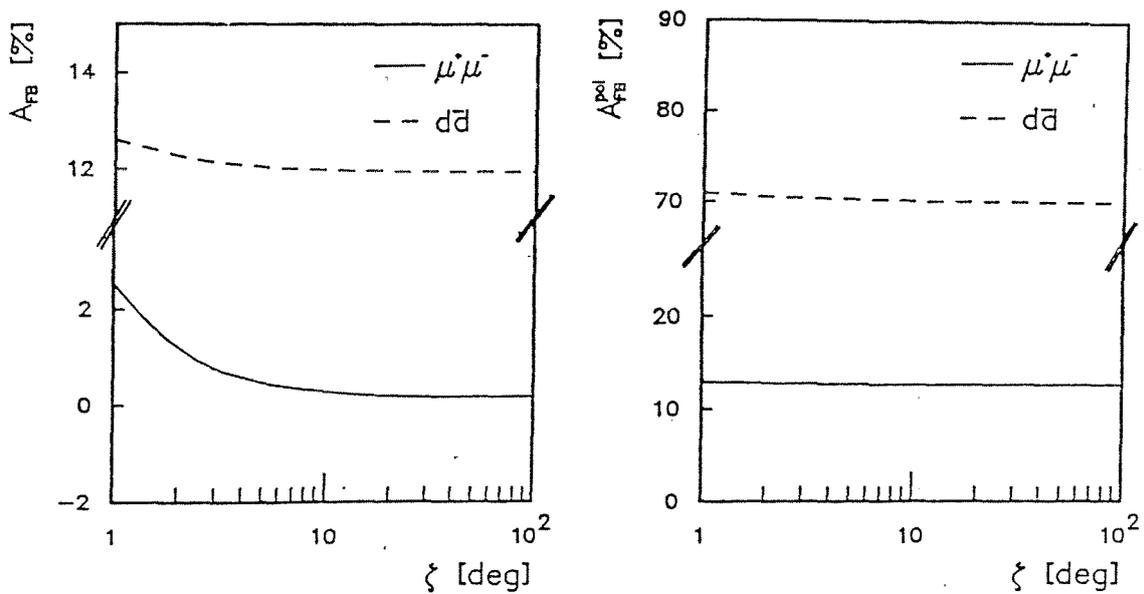


Abbildung 9: A_{FB} und A_{FB}^{pol} für Müonen und d-Quarks als Funktion des Akolaritäts- Schnitts

2.4 Vorhersagen für die Z^0 - Resonanzparameter

2.4.1 Die Z^0 -Breite

Mathematisch entsteht die Z-Breite aus dem Imaginärteil der Vakuumpolarisation des Z^0 . Sie läßt sich damit nach dem optischen Theorem aus den Born-Zerfallsamplituden berechnen. In erster Ordnung Störungstheorie ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der Z-Breite vom Quadrat der Schwerpunktsenergie. Dies läßt

sich berücksichtigen, indem man in der Born-Formel den Term $M_Z^2 \Gamma^2$ ersetzt durch $\frac{s^2}{M_Z^2} \Gamma^2$. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts verschiebt sich dadurch um etwa 35 MeV [53].

Die Partialbreiten lassen sich in guter Genauigkeit berechnen, indem man α durch $\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha^{(0)}}{1-\Delta\alpha} = 1.064\alpha$ und $\sin^2 \theta_W$ durch $\sin^2 \bar{\theta}$ ersetzt. Dies gilt jedoch nicht für b-Quarks auf Grund der schon erwähnten Vertex-Korrekturen. Hier muß man $\sin^2 \bar{\theta}$ durch $\sin^2 \bar{\theta}(1 + \frac{2}{3}\Delta\rho)$ ersetzen. Als Effekt wird Γ_b praktisch unabhängig von Topmassen Effekten. Es zeigt sich, daß diese Näherungen auf besser als 1% mit den kompletten 1-loop Rechnungen übereinstimmen [13]. Diese Rechnungen sind z.B. in [23] tabelliert. Die Computerprogramme dafür stehen aber auch als Programmbibliotheken zu Verfügung. Die QCD Korrekturen zur Z-Breite sind (wieder auf Grund des optischen Theorems) identisch zu den QCD Korrekturen für den Z-Zerfall. Bis auf einen Effekt von etwa 2 MeV auf Grund unterschiedlicher Korrekturfaktoren für Vektor- und Axialkopplung sind sie identisch zur Korrektur des Wirkungsquerschnitts für den Ein-Photon-Austausch wie er z.B. bei Petra gemessen wurde [24]. Für die partiellen Quark-Breiten sind sie

$$\Delta\Gamma_f^{(QCD)} = \Gamma_f \left[\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + 1.41 \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right)^2 \right]$$

und Null für die leptonischen Breiten. Die Korrektur beträgt etwa 4% der hadronischen Breite und ist nur sehr schwach abhängig von der Renormierungsskala. Eine formal ähnliche Korrektur existiert für Endzustands-Bremsstrahlung [23]:

$$\Delta\Gamma_f^{(QED)} = \Gamma_f \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi}$$

die jedoch weniger als 0.17% beträgt. In Tabelle 1 sind die partiellen und die totale Breite für $M_Z = 91.17 \text{ GeV}$ und für verschiedene Top- und Higgs-Massen zusammengestellt ($\alpha_s = 0.12$).

2.4.2 Die Z-Linienform

Der totale Wirkungsquerschnitt $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$ läßt sich in Born'scher Näherung auch schreiben als [25]:

$$\begin{aligned} \sigma_0(s) &= 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_f}{|D(s)|^2} \left[\frac{s}{M_Z^2} + R_f \frac{s - M_Z^2}{M_Z^2} \right] + \sigma_\gamma \\ D(s) &= s - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z^0 \frac{s}{M_Z^2} \\ R_f &= \frac{2Q_e Q_f v_e v_f}{(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)} \end{aligned}$$

Massen [GeV]		Breiten [MeV]					
m_t	m_H	$\Gamma_{e,\mu,\tau}$	Γ_ν	$\Gamma_{u,c}$	$\Gamma_{d,s}$	Γ_b	Γ_{tot}
90	40	83.4	166.2	295.1	380.9	379.1	2479
90	100	83.4	166.2	294.9	380.7	378.9	2478
90	1000	83.2	165.9	293.6	379.3	377.5	2470
130	40	83.6	166.6	296.5	382.5	378.7	2487
130	100	83.6	166.7	296.3	382.4	378.5	2486
130	1000	83.4	166.4	295.1	381.0	377.2	2478
230	40	84.5	168.5	302.1	389.2	376.5	2517
230	100	84.5	168.5	301.9	389.0	376.4	2517
230	1000	84.4	168.3	300.7	387.7	375.2	2509

Tabelle 1: Totale Breite und Partialbreiten des Z für verschiedene Top- und Higgs-Massen

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

Für den hadronischen Wirkungsquerschnitt ersetzt man dann Γ_f durch

$$\Gamma_{had} = \sum_{Quarks} \Gamma_f$$

und R_f durch

$$R_{had} = \sum_{Quarks} \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{had}} R_f.$$

In dieser Form sind die meisten Korrekturen berücksichtigt, wenn man statt der Γ_f aus der Born'schen Näherung die korrigierten Γ_f benutzt. Die schwachen Korrekturen zu R sind klein, lassen sich aber wieder leicht berücksichtigen, indem man $\sin^2 \bar{\theta}$ statt $\sin^2 \theta_W$ benutzt. Alle anderen Korrekturen sind numerisch vernachlässigbar.

Diese Formulierung des Wirkungsquerschnitts ist im Prinzip unabhängig vom Standard Modell, wenn man die Γ_f sowie R als freie Parameter betrachtet. Ein weiteres schweres neutrales Vektorboson Z' würde sich z.B. in einem unerwartet großen Wert von R äußern.

Wie schon erwähnt, sind QED Korrekturen für Bremsstrahlung im Anfangszustand bedeutend. Sie können geschrieben werden als [26]

$$\sigma(s) = \int_0^{1-\frac{s_0}{s}} dx \sigma_0(s(1-x)) k(x),$$

wobei s_0 die minimale Schwerpunktsenergie des $f\bar{f}$ Paares ist, bei dem ein Ereignis noch nachgewiesen werden kann. Das Photon Spektrum $k(x)$ muß in entsprechender Ordnung Störungstheorie berechnet werden. In erster Ordnung ergibt sich

eine Reduktion des Wirkungsquerschnitts um etwa 30% und eine Verschiebung des Maximums um etwa 200 MeV. Da dies ein Vielfaches der erwarteten experimentellen Genauigkeit ist, sind hier Korrekturen höherer Ordnung erforderlich. Das kann entweder durch explizites Berechnen der nächsten Ordnung oder durch Exponenzieren geschehen. Beim Exponenzieren berücksichtigt man neben den Termen der entsprechenden Ordnung die Terme der Form $(\alpha \ln \frac{\sqrt{s}}{m_e})^n$ in allen Ordnungen. Die Rechnungen in erster Ordnung exponenziert, zweiter Ordnung und zweiter Ordnung exponenziert stimmen gut überein. Das Maximum ist relativ zur Born Rechnung um ca. 100 MeV verschoben. Der Unterschied in der Position des Maximums zwischen erster und zweiter Ordnung exponenziert beträgt etwa 1 MeV und im maximalen Wirkungsquerschnitt etwa 1% [26].

Die Formeln für die Korrekturen $O(\alpha)$ exponenziert lassen sich analytisch integrieren [25]. Diese Ausdrücke können auf dem Computer sehr schnell berechnet werden, was insbesondere für Fit Programme von Bedeutung ist.

Abb. 10 zeigt die Z-Resonanzkurve für $e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ in Born'scher Näherung, sowie in $O(\alpha)$ und $O(\alpha^2)$ korrigiert.

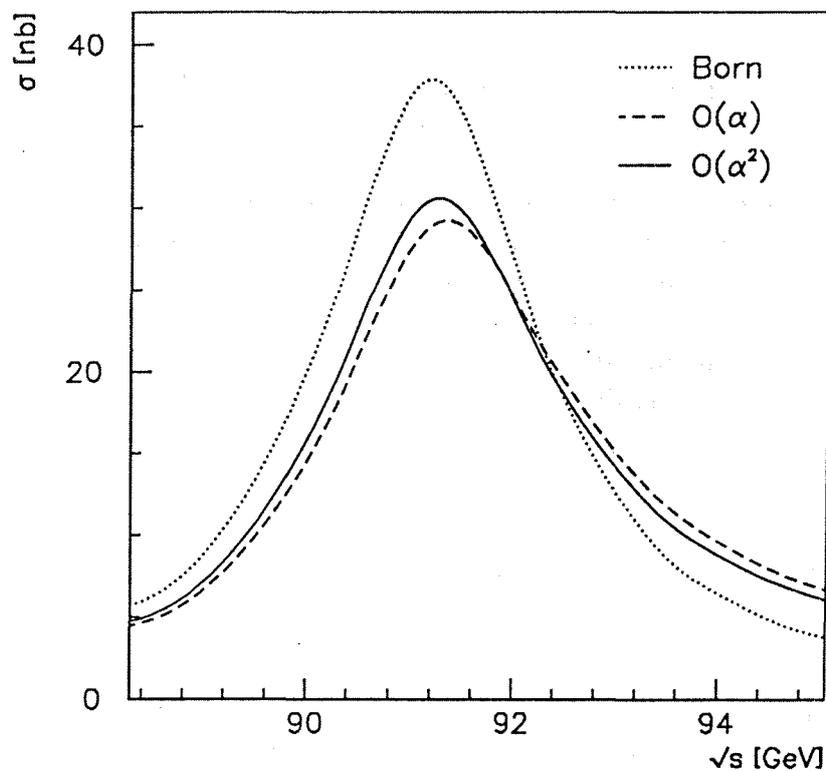


Abbildung 10:

Z-Resonanzkurve in Born'scher Näherung sowie in erster und zweiter Ordnung korrigiert

3. Das DELPHI Experiment

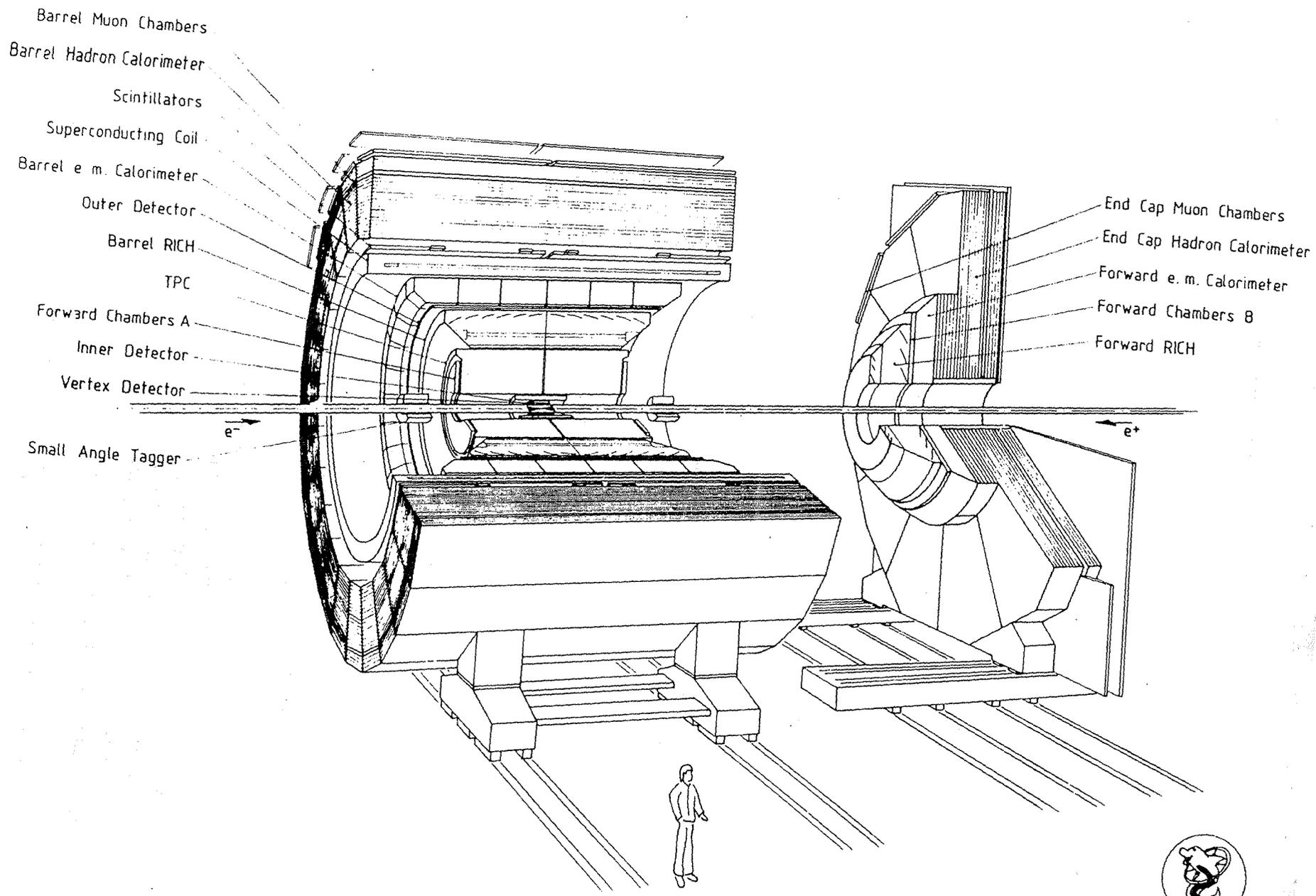
3.1 Der LEP Speicherring

In den Jahren 1982 bis 1989 wurde am CERN in Genf der große $e^+ e^-$ -Speicherring LEP gebaut. LEP besitzt 8 Wechselwirkungszone, von denen 4 mit Experimenten ausgestattet sind. In der ersten Ausbauphase, die 1989 fertiggestellt wurde, können mit Hilfe von Kupferresonatoren Schwerpunktsenergien von etwa 100 GeV erreicht werden, was ausreicht, um reelle Z-Bosonen zu erzeugen. LEP wurde am 14.7.1989 in Betrieb genommen und bis zum 14.8.1990 hatten alle Experimente die ersten $e^+ e^-$ -Annihilationsereignisse gemessen. Bis Ende 1989 lief LEP mit einer mittleren Luminosität von etwa $\mathcal{L} = 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ bei Schwerpunktsenergien von etwa $\pm 4 \text{GeV}$ um die Z-Masse herum, um den Experimenten die Messung der Z-Masse und Breite zu ermöglichen. Für 1990 sind weitere Messungen bei diesen Energien geplant, wobei die Design Luminosität von $\mathcal{L} = 1.4 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreicht werden soll. In einer weiteren Ausbaustufe sollen die Kupferresonatoren durch supraleitende Resonatoren ersetzt werden, um damit Schwerpunktsenergien von 200 GeV zu erreichen [27]. Dies ermöglicht die Produktion von $W^+ W^-$ -Paaren. Des Weiteren ist geplant, Spin-Rotatoren und Wiggler einzubauen und damit longitudinal polarisierte Strahlen zu erzeugen [28]. Auch kann auf der Z-Resonanz die durch die supraleitenden Resonatoren zur Verfügung stehende Hochfrequenzleistung dazu benutzt werden, statt der gegenwärtig vier Elektron- und Positronpakete je 36 Pakete in die Maschine zu füllen und damit die Luminosität um etwa einen Faktor 10 zu erhöhen. Die Studien hierfür sind jedoch noch nicht abgeschlossen. Insbesondere werden auf der Maschinenseite elektrostatische Separatoren benötigt, um die Pakete an den neu entstehenden Wechselwirkungspunkten aneinander vorbeizuleiten. Auch ist von experimenteller Seite noch nicht klar, inwieweit die auf ca. $2 \mu\text{s}$ verkürzte Zeit zwischen zwei "bunch crossings" für eine Trigger-Entscheidung ausreicht.

3.2 Der DELPHI Detektor

Der DELPHI Detektor [29] wurde darauf optimiert, möglichst viel Information über alle geladenen Spuren in einem Ereignis zu erhalten. Insbesondere wurden RICH Zähler zur Identifikation von Teilchen eingebaut. Abb. 11 zeigt eine Übersichtszeichnung des Detektors.

Das Magnetfeld zur Impulsmessung wird erzeugt durch eine supraleitende Spule. Sie besteht aus einer Hauptspule die mit einem Strom von bis zu 5000 A betrieben werden kann und zwei Kompensationsspulen an den Enden zur Verbesserung



Barrel Muon Chambers
 Barrel Hadron Calorimeter
 Scintillators
 Superconducting Coil
 Barrel e.m. Calorimeter
 Outer Detector
 Barrel RICH
 TPC
 Forward Chambers A
 Inner Detector
 Vertex Detector
 Small Angle Tagger

End Cap Muon Chambers
 End Cap Hadron Calorimeter
 Forward e.m. Calorimeter
 Forward Chambers B
 Forward RICH

Abbildung 11: Der DELPHI Detektor



der Feldqualität. Das Design-Magnetfeld beträgt 1.2 T. Auf Grund eines technischen Defekts mußte jedoch etwa ein Drittel der Daten des Jahres 1989 mit einem reduzierten Feld von 0.7 T genommen werden.

Direkt im Anschluß an das Vakuumrohr befindet sich der **Vertex-Detektor (VD)**. Er besteht aus zwei Lagen Silizium-Micro-Strip Detektoren. Er liefert Information über die $r\phi$ -Koordinate geladener Teilchen und hat eine Ortsauflösung von ca. $5\ \mu\text{m}$. Der Vertex-Detektor dient im wesentlichen zur Analyse sekundärer Vertices in D- und B-Meson Zerfällen. Für die Datenanalyse der Meßperiode 1989 wurde er noch nicht verwendet.

Der **Inner Detector (ID)** besteht aus zwei Teilen, einer Jet Kammer und dem "Trigger Layer". Dabei ist die Jet Kammer aufgebaut aus 24 identischen Sektoren mit je 24 Drähten. Sie erstreckt sich von $r=11.8\ \text{cm}$ bis $r=22\ \text{cm}$. Die Ortsauflösung pro Draht beträgt ca. $100\ \mu\text{m}$. Das elektrische Feld innerhalb der Kammer ist so gewählt, daß die Driftzeiten für Pulse, die von einem Teilchen vom Koordinatenursprung ausgelöst werden, ungefähr gleich sind. Das ermöglicht einen schnellen Trigger auf geladene Spuren.

Der Trigger Layer besteht aus fünf Lagen Proportionalkammern von $r=22.3\ \text{cm}$ bis $r=28\ \text{cm}$. Zum einen wird er verwendet, um die rechts-links Ambiguitäten in der Jet Kammer zu lösen. Im wesentlichen dient er aber als Komponente zum DELPHI Spur-Trigger. Zusätzlich zu $r\Phi$ wird hier mittels Kathodenauslese auch die z -Koordinate der Teilchen gemessen. Teilchen mit einem Polarwinkel zwischen 29° und 151° werden von allen Lagen des Inner Detectors akzeptiert.

Der zentrale Spur-Detektor des DELPHI Experiments ist eine Zeit-Projektionskammer (TPC). Sie erstreckt sich von $r = 28\ \text{cm}$ bis $r = 122\ \text{cm}$ in radialer und von $z = -150\ \text{cm}$ bis $z = 150\ \text{cm}$ in longitudinaler Richtung. Die TPC besteht aus zwei separaten Hälften, die aus je zwei Sektoren aufgebaut sind. Jeder Sektor hat 16 Reihen Kathodenpads und 183 Anodendrähte, die alle mit FADCs ausgelesen werden. Die $r\phi$ -Projektion einer Teilchenspur wird dabei über den Ladungsschwerpunkt auf den Pads und die z -Koordinate mit Hilfe der Driftzeit gemessen. Aus den Pulsamplituden auf den Drähten wird die spezifische Ionisation (dE/dx) bestimmt, die bei kleinen Impulsen zur Teilchenidentifikation beiträgt.

Die Ortsauflösung der TPC für einen Raumpunkt beträgt $250\ \mu\text{m}$ in der $r\phi$ -Koordinate und $800\ \mu\text{m}$ in der z -Koordinate.

Der **Outer Detector (OD)** besteht aus 20 Modulen Driftkammern, die im "limited streamer mode" arbeiten. Jedes Modul hat fünf Ausleseebenen in denen die $r\phi$ -Koordinate mit einer Genauigkeit von ca. $150\ \mu\text{m}$ gemessen wird. In drei Lagen wird zusätzlich über Ladungsteilung die z -Koordinate mit einer Genauigkeit von einigen cm gemessen. Sie dient zur Triggerinformation und unterstützt die Assoziation von

OD- zu TPC-Spurelementen.

Zur Verbesserung der Impulsaufösung im Vorwärtsbereich und zur besseren Extrapolation von Spuren in den Forward RICH besitzt DELPHI zwei weitere Driftkammerpakete in den Endkappen. Direkt auf den beiden TPC Endplatten sind die Vorwärtskammern A (FCA) montiert. Sie bestehen aus je drei Doppelebenen von Streamerrohren, wobei jede Doppelebene aus zwei Ebenen mit parallel verlaufenden Signaldrähten aufgebaut ist. Zur Auflösung von rechts-links Ambiguitäten sind dabei die Signaldrähte in den beiden Ebenen um einen halben Driftabstand gegeneinander verschoben. Die Drahtrichtungen in den drei Doppelebenen sind um jeweils 60° gegeneinander gedreht. Dieses Verfahren ermöglicht auch bei hoher Spurmultiplicität eine Assoziation der Spuren aus den verschiedenen Projektionen zueinander.

Der zweite Satz Vorwärtskammern (FCB), der von einer Gruppe der BUGH Wuppertal gebaut wurde [30], befindet sich bei einer z-Koordinate von $\pm 274\text{cm}$. Die Kammern bestehen aus je zwölf Signaldrahtebenen, von denen je zwei parallel verlaufen, wobei die Signaldrähte wieder um je einen halben Signaldrahtabstand versetzt sind. Die Drahtorientierung der ersten sechs Ebenen ist wie bei FCA und wiederholt sich in den Ebenen sieben bis zwölf. Auf diese Weise kann nicht nur der Teilchendurchgangsort, sondern auch die Steigung präzise gemessen werden. Das verbessert zusätzlich zur Impulsmessung auch die lokale [31] und globale Spurerkennung. Die Ortsauflösung pro Ebene betrug für die 1989'er Daten etwa $350\mu\text{m}$ pro Ebene. Sie sollte sich aber durch Modifikationen in der Elektronik deutlich verringern lassen.

Zur Identifikation von Hadronen befinden sich zwischen der TPC und dem OD sowie zwischen FCA und FCB ringabbildende Cherenkov-Zähler. Da sie für diese Analyse nicht verwendet werden, sei auf eine Beschreibung an anderer Stelle verwiesen [32,33].

Im Barrelbereich wird als elektromagnetisches Kalorimeter eine **High Density Projection Chamber** (HPC) verwendet. Sie besteht aus 160 Modulen, die in 8 Ringen a 20 Modulen angeordnet sind. Eine HPC ist ein Blei-Gas Samplingkalorimeter wobei jedes Modul durch eine TPC-artige Kammer mit FADCs ausgelesen wird. Dies erlaubt eine hervorragende Ortsauflösung von 10 mm in $r\phi$ und 3 mm in z, jedoch nur eine mäßige Energieauflösung von $\frac{\delta E}{E} = \frac{20\%}{\sqrt{E}}$.

Nach fünf Strahlungslängen ist eine Lage Szintillationszähler eingebaut. Diese dient als schneller Trigger für elektromagnetische Energie.

Im Vorwärtsbereich dient ein Bleiglas Zähler (EMF) als elektromagnetisches Kalorimeter. Es besteht aus 2×4500 Blöcken mit einer Granularität von $1^\circ \times 1^\circ$. Seine Energieauflösung beträgt $\frac{\delta E}{E} = \sqrt{\left(0.35\% + \frac{5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{6\%}{E}\right)^2}$.

Im Barrelbereich befinden sich direkt außerhalb der Spule und im Vorwärtsbereich

hinter dem Eisenabsorber je eine Lage Szintillationszähler (**TOF**, **HOF**). Beide dienen als schnelle Trigger. Der TOF hilft zusätzlich durch seine Zeitinformation Untergrund durch kosmische Strahlung zu unterdrücken.

Das Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses ist mit Streamer-Rohren ausgerüstet und dient somit als Hadron-Kalorimeter **HAB**, **HAF**. Seine Auflösung beträgt $\frac{\delta E}{E} = \frac{100\%}{\sqrt{E}}$.

Zur Identifikation von M μ onen befinden sich im Vorwärtsbereich zwei Lagen von Driftkammern (**MUF**). Die innere Driftkammer ist 20 cm vor dem hinteren Ende des Absorbers, die äußere hinter dem Absorber eingebaut. Im Barrel-Bereich gibt es zwei ähnliche Lagen Driftkammern (**MUB**), sowie eine dritte Lage, die die toten Bereiche der zweiten Lage überdeckt.

Auf beiden Seiten zwischen Strahlrohr und Vorwärtskammern befindet sich der **Small Angle Tagger (SAT)**. Er dient zur Luminositätsmessung und wird deshalb in Kapitel 4.1 beschrieben.

3.3 Die Datennahme

Die Datenauslese des DELPHI Experiments erfolgt über Rechnersysteme, die durch FASTBUS miteinander verbunden sind. Eine genaue Beschreibung des Auslese- und Kontrollsystems befindet sich z.B. in [34]. Abb. 12 zeigt dieses System schematisch. Während der Datennahme in 1989 war es erst unvollständig realisiert. Das Auslesesystem funktionierte im wesentlichen wie vorgesehen. Allerdings wurden die Daten über eine Mikrovax auf Magnetbänder oder Platte geschrieben, anstatt über die VAX 8700 auf Cassetten. Die Hochspannungssteuerung und Überwachung mußte bei den meisten Detektoren noch manuell durchgeführt werden.

An Stelle eines vierstufigen Triggersystems, das auf Fastbus Prozessoren läuft, wurde ein einstufiges System verwendet, das mit NIM Elektronik realisiert wurde und in Abschnitt 3.6 näher beschrieben wird.

1989 wurden im wesentlichen in drei Perioden Daten genommen. Der "Pilot Run" (13.8. - 18.8.) diente im wesentlichen als Test für LEP und die Experimente. Während dieser Zeit hat DELPHI 6 Z^0 -Ereignisse gemessen. Abb. 13 zeigt das erste davon.

In einer weiteren Periode vom 22. 9. bis zum 8. 10. wurde ein erster Scan über die Z^0 -Resonanz durchgeführt, in dem DELPHI ca. 1000 Ereignisse gemessen hat. Alle vier LEP Experimente haben hierzu Ergebnisse veröffentlicht [35,36,37,38]. Abb. 14

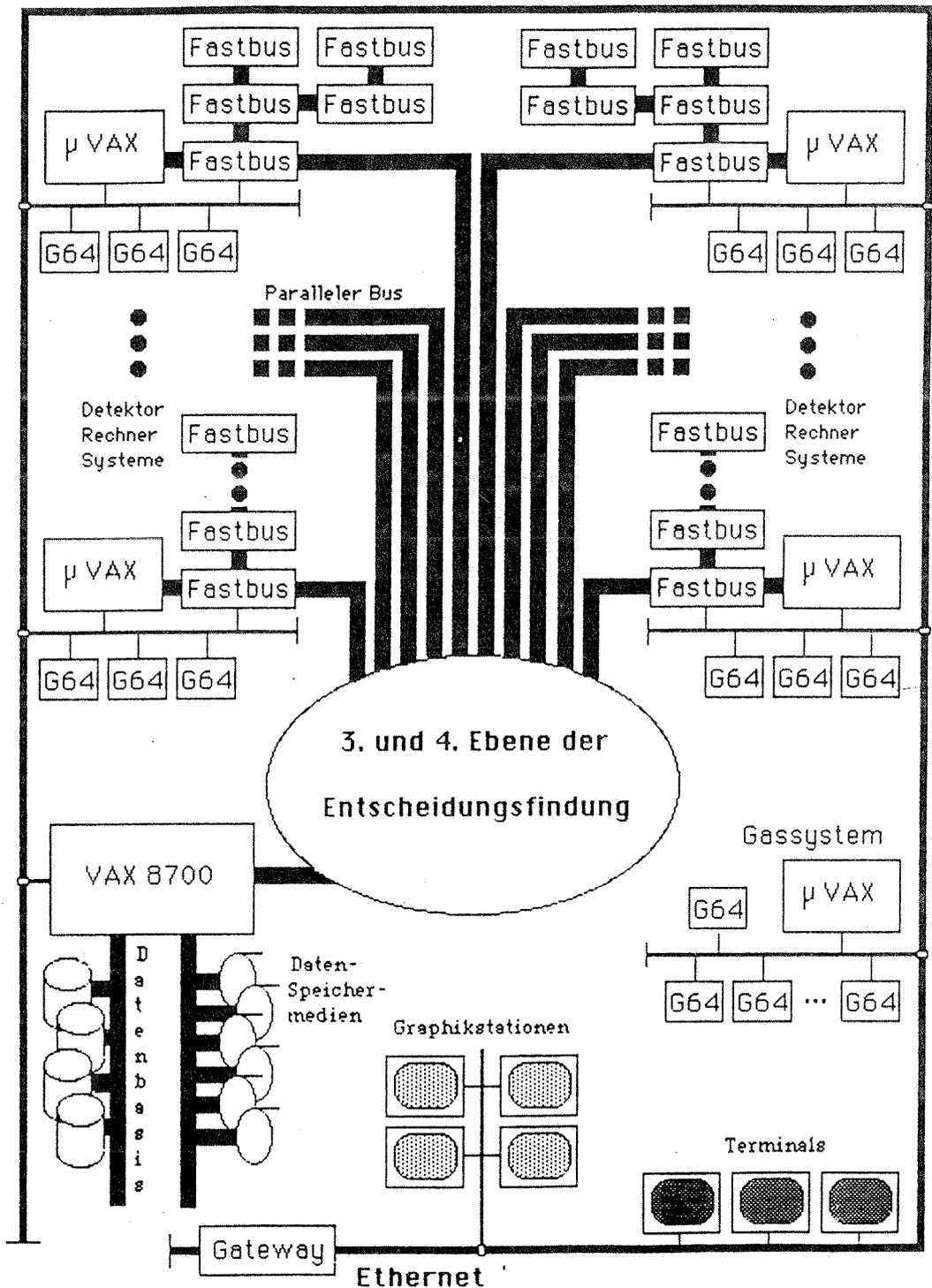


Abbildung 12: Das DELPHI Datennahme System

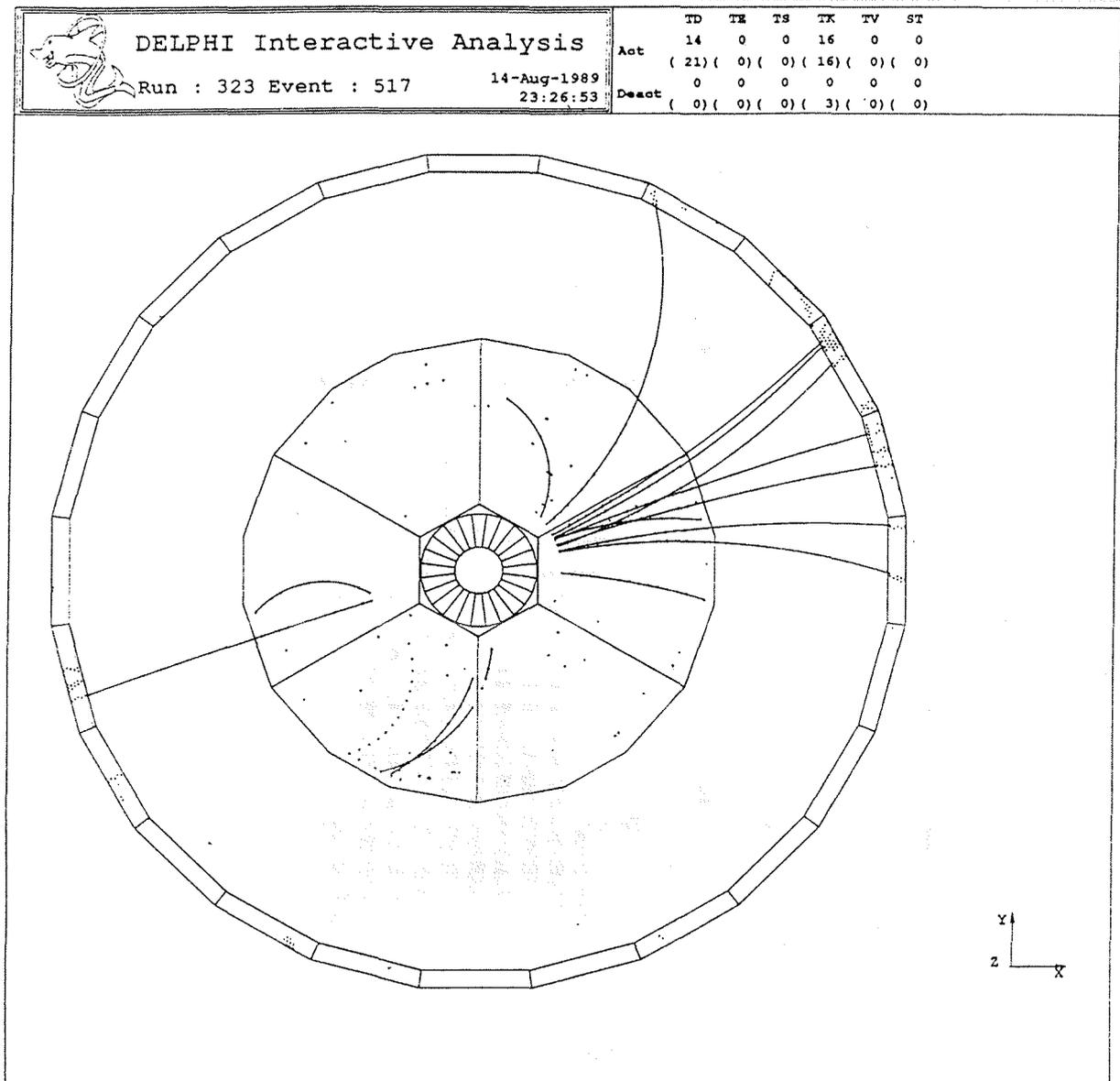


Abbildung 13: Das erste von DELPHI gemessene Z^0 -Ereignis

zeigt die Z^0 -Linienform, wie sie sich bei DELPHI in der Auswertung dieser Periode ergab.

In einer dritten Periode vom 22. 10. bis zum 20. 12. wurden in einem weiteren Scan ca. 11000 hadronische Ereignisse gemessen. Diese Daten sollen im weiteren näher behandelt werden. Auf Grund von Verbesserungen im Triggersystem für die dritte Periode wurden die Daten aus dem ersten Scan nicht zu diesem Datensatz hinzugefügt.

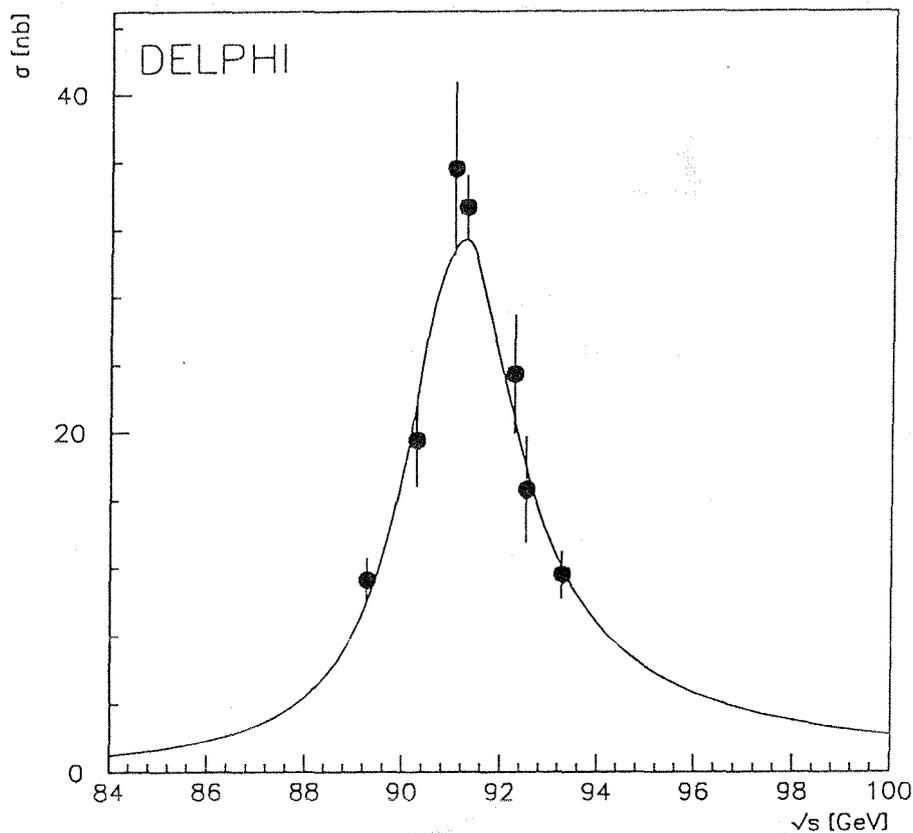


Abbildung 14: Z^0 -Linienform aus der ersten Meßperiode

3.4 Die Datenanalyse

Unmittelbar nach der Datennahme wurden die Ereignisse zum erstenmal prozessiert. Diese Daten standen der Kollaboration für erste Physik-Analysen sowie für Detektor-Studien zur Verfügung. Nach abgeschlossener Kalibration aller Detektor-komponenten wurde in einem weiteren Durchgang der endgültige Datensatz erstellt. Sämtliche Information über Kalibrierungskonstanten und Geometrie des Detektors ist in einem Datenbank-System abgespeichert. Diese werden über das Programmpaket DDAPP [39] sowohl von den Datenanalyseprogrammen als auch von den Simulationsprogrammen benutzt.

Zur Analyse der Daten wird das Programm DELANA [40] verwendet. Die Rekonstruktion erfolgt dabei in mehreren Schritten (s. Abb. 15).

Die Resultate der einzelnen Schritte werden mit Hilfe des Programmpakets TANAGRA [41] in einem normierten Format abgespeichert. Im ersten Schritt ("first stage pattern recognition") werden die Rohdaten kalibriert und es wird versucht für jeden Detektor ohne Zuhilfenahme der Information anderer Detektoren Spurstücke zu finden. Die kalibrierten Rohdaten werden in sogenannten TD-Bänken, die Spurerkennungsergebnisse in TE-Bänken abgelegt. Im nächsten Schritt versucht man, mit einem globalen Spurerkennungs-Programm die TE-Bänke der verschiedenen Detek-

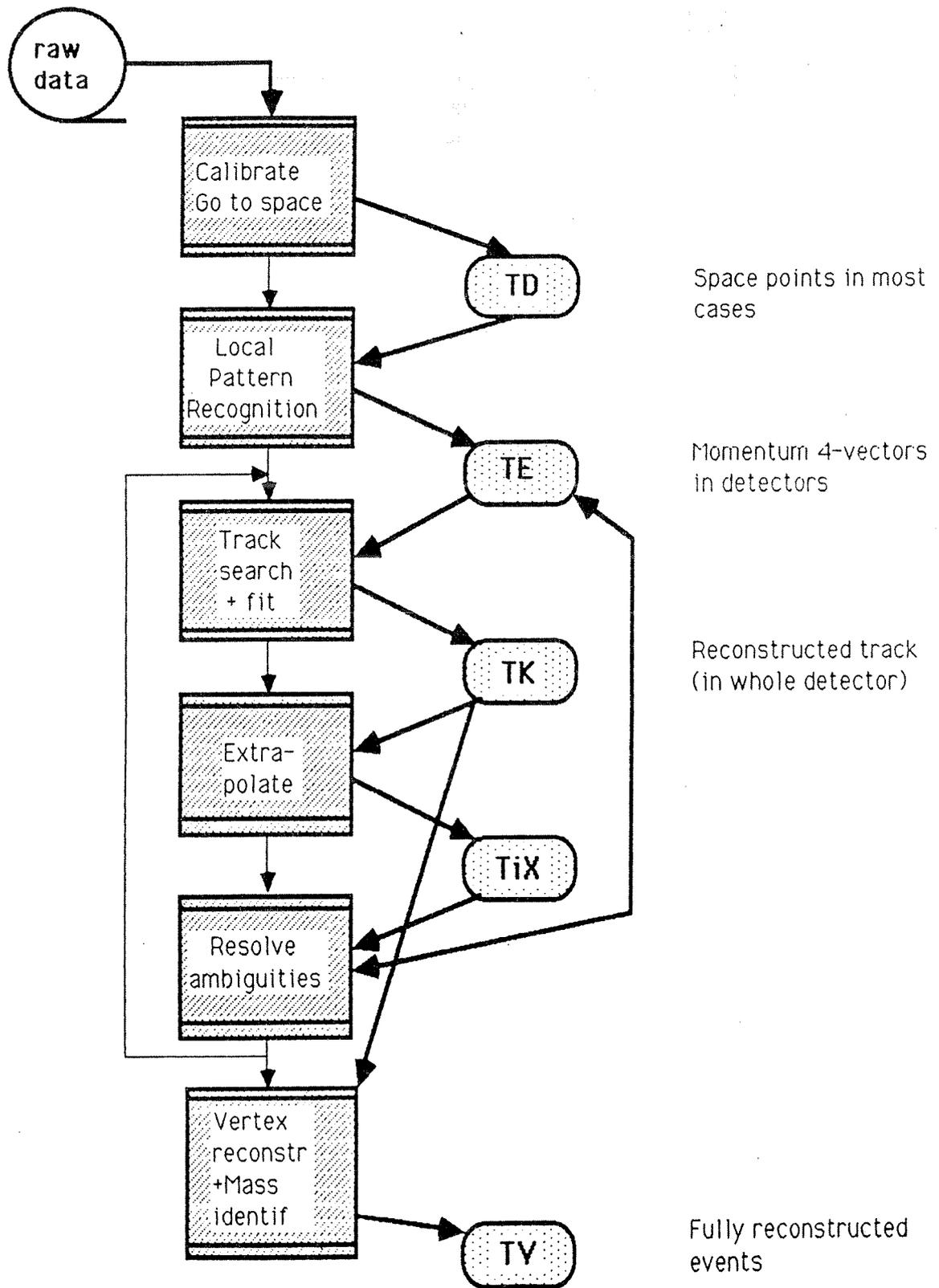


Abbildung 15: Flußdiagramm der DELPHI-Datenanalyse

toren zueinander zu assoziieren (\rightarrow TS-Bänke). Anschließend wird mit einem Spurfitprogramm versucht, diese Kombinationen zu einer Spur zu fitten (TK-Bänke).

Im "second stage pattern recognition" werden sämtliche gefundenen Spuren sowie nicht assoziierte Spurstücke aus der TPC zu allen Detektoren extrapoliert und mit Hilfe dieser Information wird versucht, in den Detektoren weitere Spurstücke zu finden. Anschließend wird die Spursuche und der Fit aus der ersten Stufe für alle bis hierhin unassozierten Spurelemente wiederholt.

Die Kalorimeterinformation wird nicht im Spurfit berücksichtigt. In der zweiten Spurerkennungsstufe versucht man jedoch, Ergebnisse der elektromagnetischen und der Hadron- Kalorimeter miteinander zu verbinden und gefundene Schauer mit geladenen Spuren zu assoziieren.

In einem letzten Schritt bemüht man sich, aus den Spuren Vertizes zu rekonstruieren (TV-Bänke) und mit Hilfe aller zur Verfügung stehender Information die Teilchen zu identifizieren.

Als Ergebnis werden dann sogenannte "Master DSTs"¹ geschrieben, die sowohl die Rohdaten als auch die TANAGRA Information enthalten.

Die TANAGRA Information kann dann mit dem Programm DELGRA [42] graphisch dargestellt werden. Dabei läßt sich jede Stufe der Analyse separat visualisieren. Als Beispiel zeigt Abb. 16 ein hadronisches Ereignis im Zentralbereich und Abb. 17 ein Ereignis $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ im Vorwärtsbereich des Detektors.

Da die Information auf den Master-DSTs zu umfangreich ist, um eine große Anzahl von Ereignissen zu analysieren, kann man sie anschließend mit dem Programm PXDST in ein Format komprimieren, das nur noch die für eine Physikanalyse notwendige Information enthält.

3.5 Die Detektorsimulation

Zum besseren Verständnis der Daten wird das komplette Experiment mit dem Programm DELSIM [43] simuliert. Im ersten Teil werden dabei $e^+ e^-$ -Ereignisse nach theoretischen Vorhersagen generiert. Dabei stehen Generatoren für die meisten interessanten physikalischen Prozesse zur Verfügung. Für den hier behandelten Prozeß

$$e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}(\gamma)$$

wird der Generator MUSTRAAL [44] verwendet, der alle relevanten Feynman-Graphen in Born'scher Näherung sowie alle QED Korrekturen in erster Ordnung Störungstheorie enthält. Die Fragmentierung von Quarks zu Hadronen wird mit

¹DST = Data Summary Tape

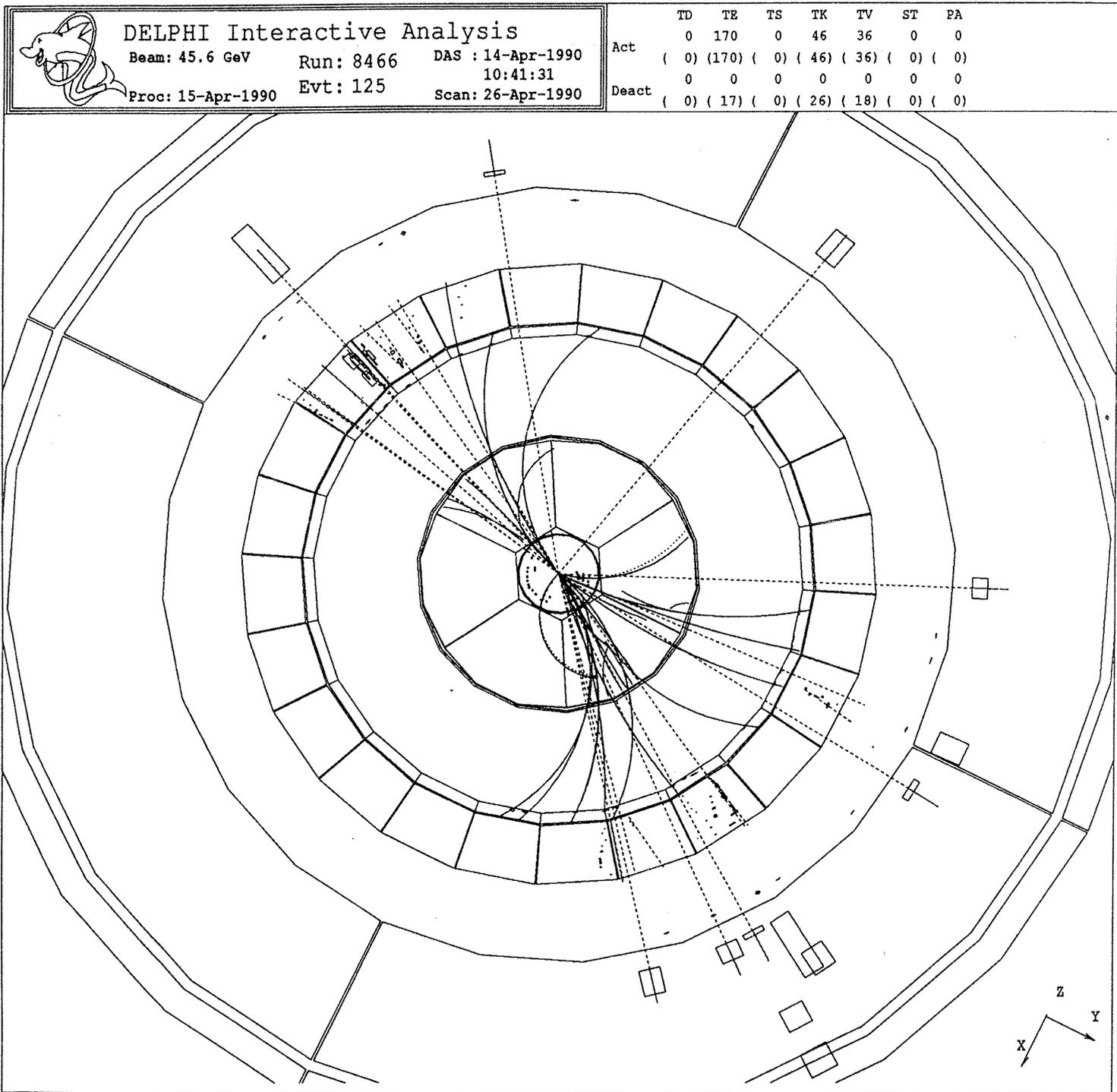
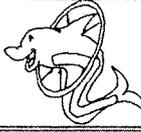


Abbildung 16:

Hadronisches Ereignis, dargestellt mit der DELPHI Detektor Graphik



DELPHI Interactive Analysis

Beam: 45.8 GeV

Run: 9901

DAS : 22-May-1990

05:55:55

Proc: 22-May-1990

Evt: 868

Scan: 29-May-1990

	TD	TE	TS	TK	TV	ST	PA
Act	0	11	0	3	3	0	0
	(0)	(38)	(0)	(3)	(4)	(0)	(0)
Deact	0	0	0	0	0	0	0
	(0)	(5)	(0)	(2)	(3)	(0)	(0)

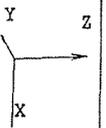
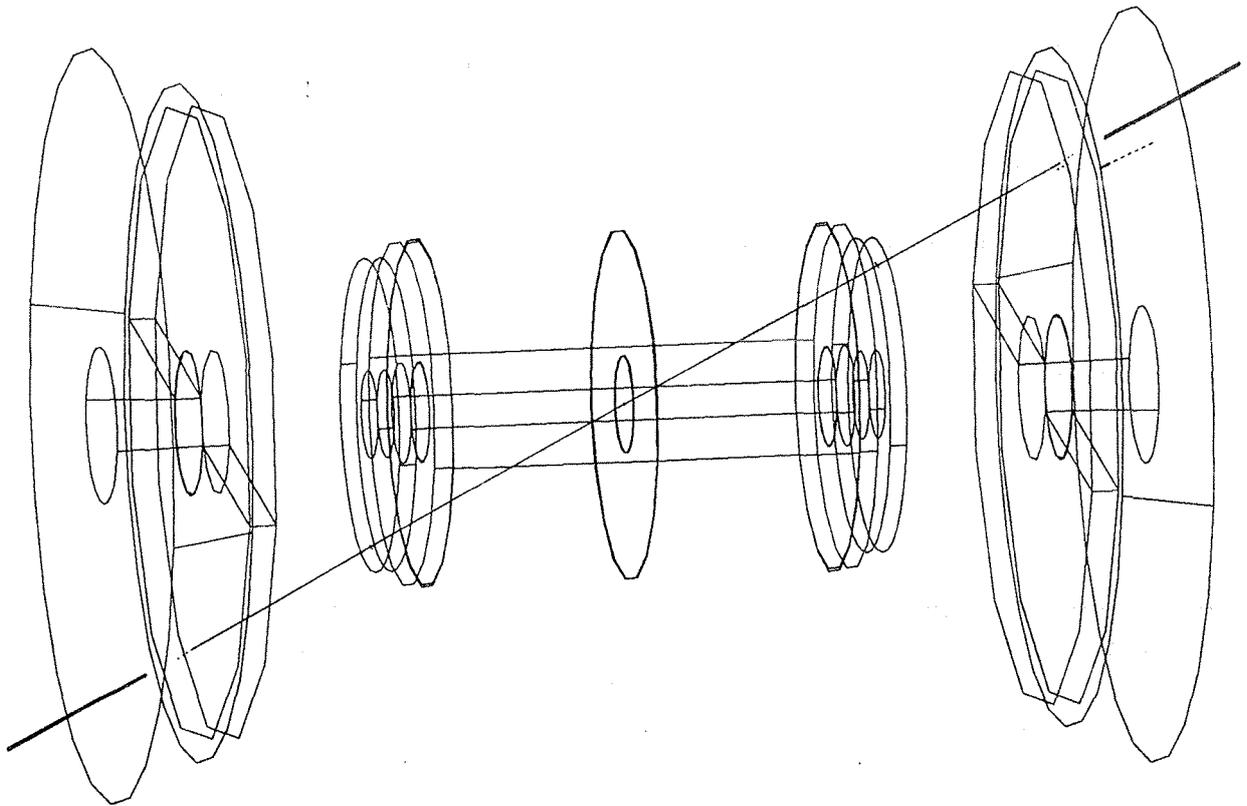


Abbildung 17:

Bhabha Ereignis im Vorwärtsbereich, dargestellt mit der DELPHI Detektor Graphik

dem Modell JETSET 6.3 (Parton Shower) [45] berechnet, welches von allen zur Verfügung stehenden Fragmentationsmodellen die Daten am besten beschreibt [46].

Die so erzeugten Teilchen werden durch den Detektor verfolgt, wobei folgende Sekundärprozesse simuliert werden:

- Vielfachstreuung in Materie
- Paarproduktion
- Bremsstrahlung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen
- Hadronische Wechselwirkung in Materie
- δ -Elektronen
- Positron-Vernichtung
- Compton-Streuung
- Photoelektrischer Effekt

In den Simulationsprogrammen der einzelnen Detektorkomponenten wird dann eine Struktur identisch zu den Rohdaten erzeugt, die gemeinsam mit der Information über die generierten Teilchen abgespeichert wird. Die simulierten Rohdaten werden danach mit denselben Programmen weiteranalysiert wie die gemessenen Daten.

3.6 Der DELPHI Ereignis-Trigger

Wie schon erwähnt wurden die Daten 1989 mit einem einstufigen Triggersystem, das in NIM-Logik geschaltet war, genommen. Im Gegensatz zu dem ursprünglich geplanten System konnten hier jedoch räumliche Korrelationen zwischen den einzelnen Detektorteilen realisiert werden, so daß sich ein für fast alle Kanäle sehr effizienter Trigger bei kleiner Rate aufbauen ließ.

Zum Trigger trugen die Detektoren ID, OD, TOF, HOF, HPC, EMF und später auch FCA und FCB bei. Der TOF und die HPC waren in acht Oktanten unterteilt. Jeder Oktant umfaßt einen Winkel von 90° und entweder positive oder negative z-Koordinate. Der OD war in vier Quadranten von je 90° unterteilt. Die Möglichkeit, die z-Koordinate mit dem OD zu messen, wurde noch nicht verwendet. EMF und HOF waren in zwei Sektoren (Vorwärts, Rückwärts) unterteilt. Für TOF

und HOF wurde ein Signal aus einem 'Oder' aller Signale eines Sektors gebildet. Für die Kalorimeter wurde zuerst für jedes Modul einzeln eine Energieschwelle gesetzt und dann ein 'Oder' aus den angesprochenen Modulen eines Sektors gebildet. Die Energieschwelle für die HPC betrug 2 GeV, für das EMF schwankte sie zwischen 3 GeV und 4.5 GeV. Für die meiste Zeit der Datennahme war sie jedoch 3 GeV auf Seite A und 4 GeV auf Seite C. Die Signale für den ID und den OD wurden mit Fastbus- Prozessoren aus der Rohdateninformation extrahiert und entsprachen mindestens einem Spurkandidaten im ID bzw. in einem Sektor des OD. Zur Definition eines Spurkandidaten wurden dabei jeweils Treffer in drei von fünf möglichen Ebenen verlangt.

Folgende Kombinationen führten zu einem Trigger und damit zur Auslese des Apparates:

- zwei gegenüberliegende Sektoren des TOF (TOBB);
- drei beliebige Sektoren des TOF (TOMJ);
- zwei beliebige Sektoren der HPC (HPMJ);
- ein Sektor des TOF und ein Sektor der HPC (THDI);
- zwei gegenüberliegende Sektoren des OD und ein Sektor der HPC (SCOD);
- zwei gegenüberliegende Sektoren des OD und ein Signal des ID (IDOD);
- ein Signal in beiden Endkappen des EMF (FEBH);
- ein Signal in beiden Endkappen des HOF (HOBB).

Diese Kombination von Triggern enthält zumindest im Barrel-Bereich Redundanz für alle Zerfallskanäle des Z^0 , so daß die Ansprechwahrscheinlichkeit direkt aus den Daten bestimmt werden kann. Für den hadronischen Zerfallskanal wird sie in Kapitel 4.3 behandelt.

Außerdem gab es noch einige Trigger zu Test- oder Kalibrationszwecken, die entweder in den aufgelisteten Triggern enthalten waren oder keine signifikante Effizienz für Z-Zerfälle hatten. Die Trigger auf Bhabha-Kandidaten im SAT werden in Kapitel 4.1 beschrieben.

4. Der hadronische Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach der Formel:

$$\sigma_{had} = \frac{N_{had} - N_B}{\mathcal{L}\epsilon} \quad (4.1)$$

Dabei sind: N_{had} : Anzahl der selektierten Ereignisse
 N_B : berechneter Untergrund
 \mathcal{L} : integrierte Luminosität
 ϵ : Nachweiswahrscheinlichkeit.

4.1 Luminositätsmessung

Die differentielle Luminosität läßt sich im Prinzip aus den Strahlparametern bestimmen:

$$\mathcal{L} = \frac{f N_{e^+} N_{e^-}}{\sigma_x \sigma_y}$$

mit: f : Frequenz der "bunch crossings"
 N_{e^\pm} : Anzahl der e^\pm pro Teilchenpaket
 $\sigma_{x/y}$: Größe der Pakete in x/y Richtung.

Da jedoch nicht alle Größen hinreichend genau bekannt sind, eignet sich diese Formel nicht für eine Messung der Luminosität. Wenn aber für einen Prozeß der Wirkungsquerschnitt gut bekannt ist, so erhält man \mathcal{L} aus Gl. 4.1:

$$\mathcal{L} = \frac{N - N_B}{\sigma\epsilon} = \frac{N}{\sigma_{eff}} \quad (4.2)$$

wobei man alle Detektoreffekte in σ_{eff} absorbieren kann. Mit der Bhabha Streuung bei kleinen Streuwinkeln ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$) hat man bei $e^+ e^-$ -Speicherringen einen solchen Prozeß zur Verfügung. Die beteiligten Feynman-Graphen sind in Abb. 18 gezeigt.

Dominiert wird der Prozeß durch den t-Kanal Photon Austausch (a). Alle anderen Graphen sind im relevanten Winkelbereich ($\theta \sim 50 - 100$ mrad) mehr oder weniger bedeutungslos. Lediglich die Interferenz mit dem s-Kanal Z-Austausch bewirkt eine Korrektur von bis zu 2% in der Nähe der Z^0 -Resonanz. Ein weiterer Vorteil dieses Prozesses ist, daß sein Wirkungsquerschnitt in dem zugänglichen Winkelbereich ungefähr gleich dem hadronischen Wirkungsquerschnitt auf dem Z-Pol ist. Dadurch trägt die Messung der Luminosität nicht stark zum gesamten statistischen Fehler bei.

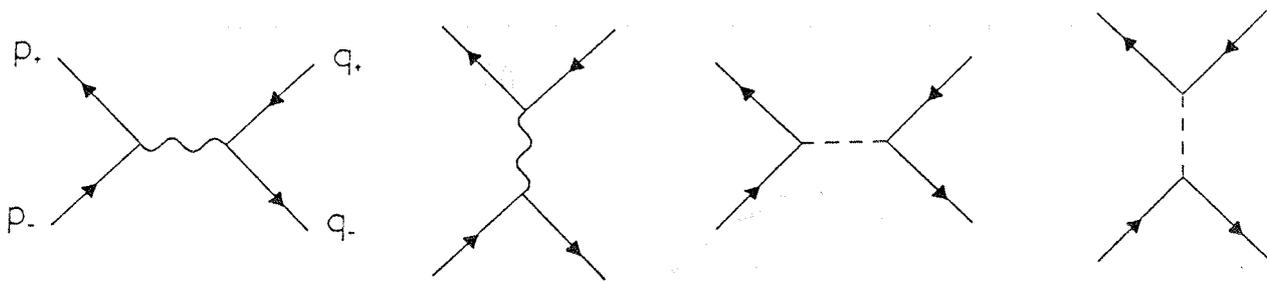


Abbildung 18: Feynman-Graphen für die Bhabha-Streuung

In Born'scher Näherung unter Vernachlässigung der $\gamma - Z$ -Interferenz ist der Wirkungsquerschnitt für $\theta \ll 1$ gegeben durch [47]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{32\pi\alpha^2}{s\theta^3}$$

Da der Bhabha-Wirkungsquerschnitt in der Nähe der Z-Masse nicht resonant ist, sind die Strahlungskorrekturen klein, so daß eine $O(\alpha)$ -Korrektur schon auf 1% genau ist [20]. In DELPHI wird der Bhabha Wirkungsquerschnitt mit dem SAT gemessen. Dieser besteht aus zwei Sandwich-Kalorimetern aus Blei und szintillierenden Fibern bei $z = \pm 235\text{cm}$, die den Winkelbereich 43 bis 135 mrad überdecken. Die szintillierenden Fibern laufen parallel zur Strahlachse und sind in acht Ringe aufgeteilt. Die inneren vier Ringe sind in 24 Sektoren, die äußeren in 48 Sektoren im Azimutwinkel unterteilt (Abb. 19 a).

Auf Grund des steilen Abfalls des Wirkungsquerschnitts mit dem Streuwinkel ist es besonders wichtig, die innere Akzeptanz-Grenze genau zu kennen. Zur Definition des inneren Radius war deshalb auf einer Seite eine Blei-Maske angebracht, die gestreute Elektronen bis zu einem genau definierten Winkel absorbierte. Für den ersten Teil der Datennahme betrug der äußere Radius dieser Maske 12cm, für den zweiten Teil wurde er auf 13cm erhöht (Abb. 19 b).

Getriggert wurde auf zwei verschiedene Arten:

1. Eine koplanare Koinzidenz zweier Schauer mit einer Energie $E > 15\text{GeV}$;
2. Eine Koinzidenz zweier Schauer mit $E > 35\text{GeV}$ ohne Bedingung an die Koplanarität.

Alle später selektierten Ereignisse erfüllten mit Trigger 2) auch automatisch Trigger 1), was zeigt, daß die Elektronik des Trigger 1) mehr als 99.9% effizient war. In

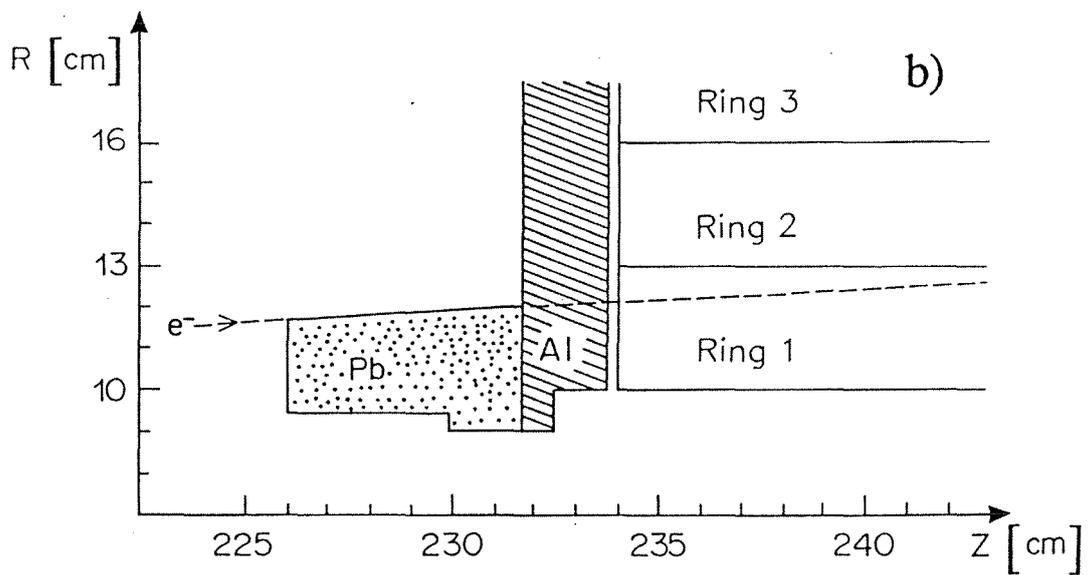
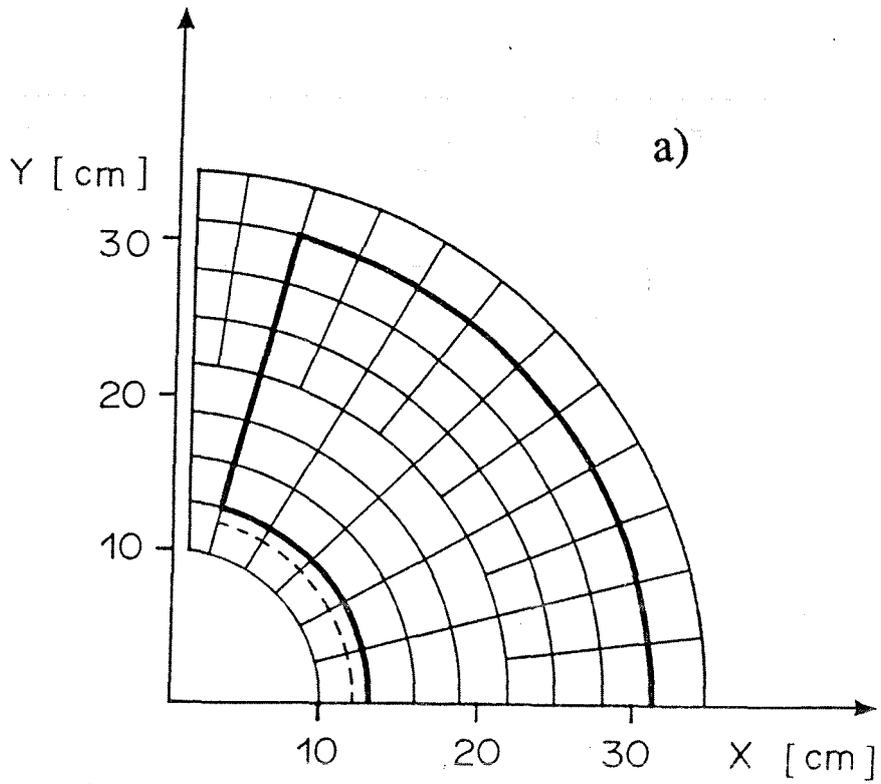


Abbildung 19: Der DELPHI SAT: a) Segmentierung eines Quadranten, b) Seitenansicht mit der 12cm Maske

einer dedizierten Periode wurde zusätzlich auf Signale in einem SAT Arm getriggert. Alle 422 selektierten Ereignisse, die so getriggert wurden, erfüllten auch Trigger 1). Dieser ist damit mehr als 99.4% effizient.

Zur Selektion der Ereignisse wurden aus den angesprochenen Sektoren zunächst Cluster in den beiden SAT Armen gebildet. Ein Cluster mußte dabei aus mindestens drei benachbarten Zellen bestehen. Des weiteren mußten beide Cluster innerhalb von 20° koplanar sein und die Clusterschwerpunkte mußten um mehr als 15° von den toten Zonen in der Vertikalen entfernt sein. Auch durften sie nicht im äußersten Ring liegen.

Um Ereignisse zu unterdrücken, die durch eine zufällige Koinzidenz von verlorenen Teilchen zustandekommen, wurde gefordert, daß beide Cluster zwischen 75% und 150% der Strahlenergie haben. Abb. 20 zeigt die Energieverteilung in beiden SAT Armen für Daten und Simulation normiert auf die Strahl-Energie. Man erkennt eine deutliche Anhäufung bei der richtigen Energie, sowie eine weitere bei ca. 50% der Strahlenergie durch verlorene Teilchen. Die Ereignisse, bei denen in Arm 1 die Strahlenergie und in Arm 2 eine niedrigere Energie nachgewiesen wurde, sind auf den Typ $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$ zurückzuführen. Die umgekehrte Kombination wird noch überlagert von Ereignissen, die durch die Bleimaske in den SAT eingedrungen sind und einen großen Teil ihrer Energie schon im Blei abgegeben haben. Der größte Teil dieser Ereignisse wird aber bereits durch den Trigger unterdrückt.

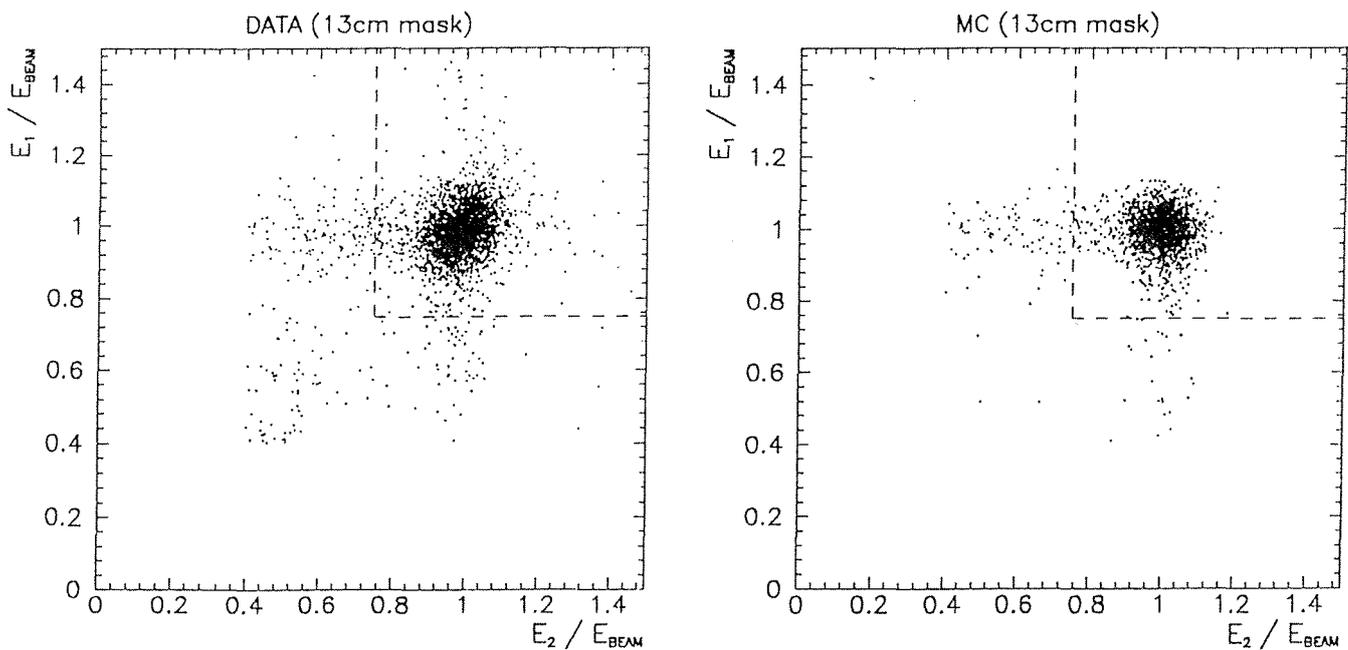


Abbildung 20: Normierte Energiedeposition in den beiden SAT Armen

Da es auch möglich ist, daß Elektronen unter der Maske hindurch in den SAT eindringen und dann die meiste Energie im inneren Ring deponieren, mußte zusätzlich

gefordert werden, daß nur ein Teil der Energie in Ring 1 nachgewiesen wurde. Abb. 21 zeigt das Verhältnis $R = \frac{\text{Energie in Ring 1}}{\text{totale Energie}}$ gegen die skalierte nachgewiesene Energie für die beiden Masken (a, c) und für die Simulation der kleinen Maske (b). Für die große Maske konnte bei $R=0.5$ geschnitten werden, für die kleine war dies jedoch nicht möglich, hier mußte bei $R=0.9$ geschnitten werden. Die Ereignisse in Region II in Abb. 21 c) kann man aber dazu benutzen, den Untergrund in Abb. 21 a) zu bestimmen. Abb. 21 d) zeigt die Projektion von Region II auf die $\frac{E}{E_{beam}}$ -Achse für beide Masken. Der Untergrund für die kleine Maske ergibt sich daraus zu $(3.0 \pm 1.5)\%$. Der große Fehler wurde angenommen, weil der innere Rand der beiden Masken nicht völlig identisch gearbeitet war.

Detaillierte Monte Carlo Rechnungen ergaben einen effektiven Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{SAT} = 32.5nb$ für die kleine Maske und $\sigma_{SAT} = 26.6nb$ für die große Maske bei einer Schwerpunktsenergie von 91.1 GeV. Der Wirkungsquerschnitt für die anderen gemessenen Energien wurde bestimmt, indem auf Ereignisse, die mit dem Strahlungskorrektur-Generator erzeugt wurden, grob die Selektions-Schnitte angewandt wurden und alle Wirkungsquerschnitte auf die genaue Simulation bei 91.1 GeV skaliert wurden.

Tabelle 2 gibt eine Übersicht über die systematischen Fehler der Luminositätsbestimmung. Eine ausführliche Diskussion der Analyse und der Fehler befindet sich in [48]. Als totaler systematischer Fehler ergibt sich 2.3% für die große und 2.7% für die kleine Maske. Bei einem Verhältnis der Ereignisse von etwa 2:1 bedeutet das eine Unsicherheit von 2.4% für die Luminositätsmessung.

Beitrag	%
Trigger Effizienz	0.6
ϕ -Schnitt	1.0
Energie-Schnitt	1.0
Position des Wechselwirkungspunktes	0.5
Untergrund-Subtraktion große (kleine) Maske	0.5 (1.5)
Monte Carlo Modell	1.0
Monte Carlo Statistik	0.6
Theoretische Unsicherheit	1.0
total große (kleine) Maske	2.3 (2.7)

Tabelle 2: Systematische Fehler der Luminositätsmessung

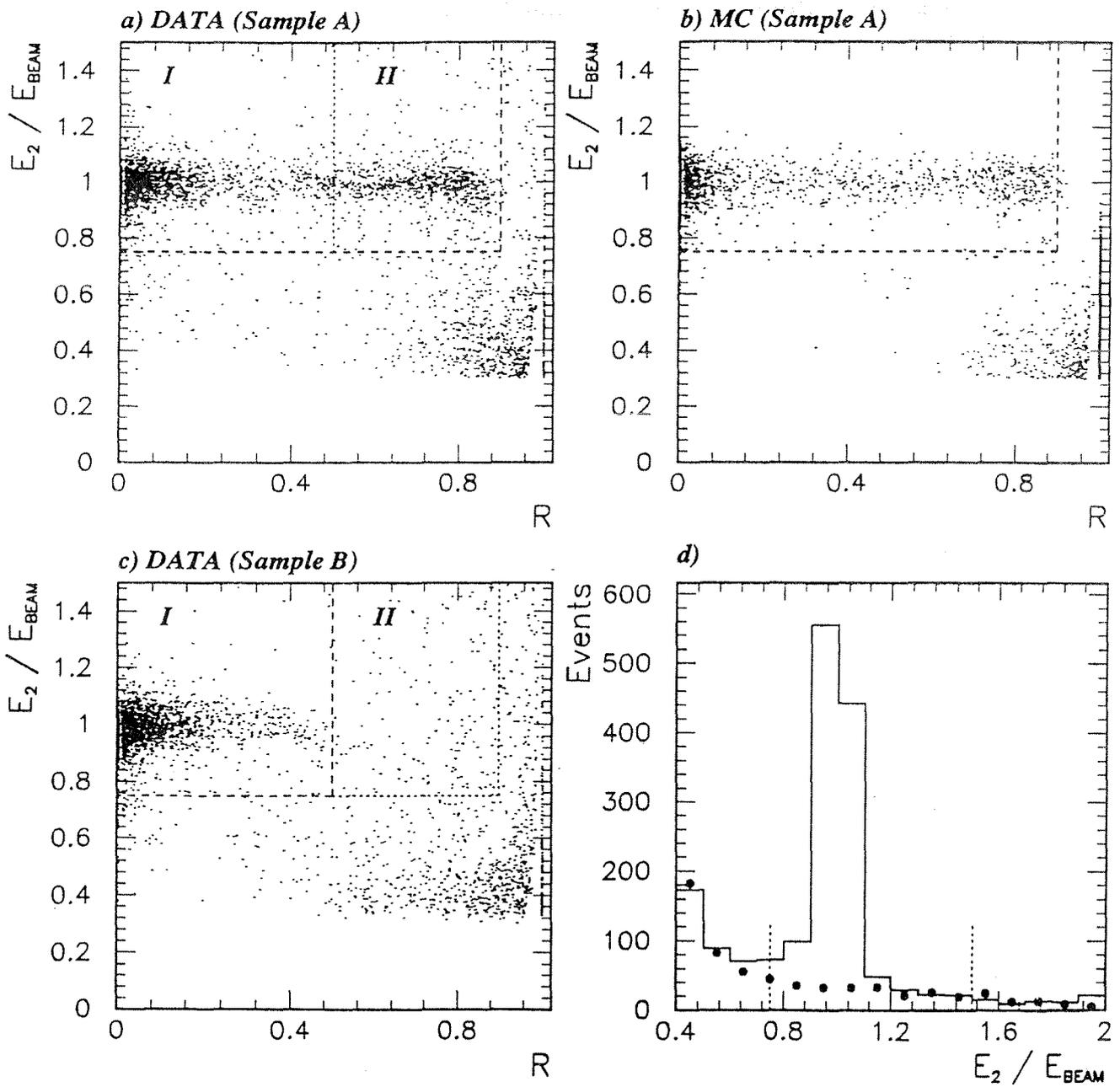


Abbildung 21:

Energiedeposition im ersten SAT Ring gegen die nachgewiesene Energie für die kleine (a) und große (c) Maske sowie für die Simulation der kleinen Maske (b). d): Projektion von Region II aus a) und c)

4.2 Selektion hadronischer Ereignisse

Zunächst wurden aus allen Datennahme-Perioden diejenigen Runs selektiert, bei denen es keine größeren Probleme in der Datennahme gab. Aus diesen Ereignissen wurde dann eine Untermenge ausgewählt, bei der alle Subtrigger sowie die volle TPC funktionierten. Mit dieser Untermenge wurden alle weiteren Studien durchgeführt und alle Korrekturfaktoren für Ausfälle bestimmter Detektorteile berechnet. Die volle Datenmenge wurde dann zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte benutzt.

Zur Selektion hadronischer Ereignisse wurden ausschließlich Spuren geladener Teilchen verwendet, von denen man annehmen konnte, daß sie vom Wechselwirkungspunkt kamen und die im DELPHI-Detektor gut gemessen worden waren. Sie mußten deshalb die folgenden Kriterien erfüllen:

- $20^\circ < \text{Polarwinkel } (\theta) < 160^\circ$,
- $0.1\text{GeV} < \text{Impuls } (p) < 50\text{GeV}$,
- Spur-Länge $> 30\text{cm}$,
- relativer Fehler der Impulsmessung $< 100\%$,
- Impaktparameter in der xy-Ebene $< 4\text{cm}$
- z-Koordinate am Ursprung $< 10\text{cm}$

Der letzte Schnitt unterdrückt dabei besonders Spuren, die aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen stammen.

Bei etwa 10% der Ereignisse wurde nur die halbe TPC ausgelesen, das heißt, daß nur Spuren in einer Hälfte des Detektors ($x > 0$ bzw. $x < 0$) nachgewiesen werden konnten. Es mußte deshalb nach Selektionskriterien gesucht werden, die auch noch in diesem Fall mit hoher Effizienz hadronische Z^0 -Zerfälle nachweisen konnten. Dazu wurde der Detektor zunächst in zwei Hemisphären aufgeteilt ($\theta > 0$ bzw. $\theta < 0$) und anschließend das Maximum der geladenen Multiplizitäten der beiden Hemisphären (n_{hemi}) berechnet. Abb. 22 a) zeigt diese Größe für Daten und Simulation. In der Simulation wurden dabei nur Ereignisse vom Typ $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}$ simuliert. Man erkennt, daß bei großem n_{hemi} Daten und Monte Carlo recht gut übereinstimmen, bei kleinem n_{hemi} in den Daten aber ein Überschuß ist, der im wesentlichen auf leptonische Ereignisse sowie kosmische Strahlung zurückzuführen ist. Deshalb wurde $n_{hemi} \geq 3$ verlangt. Als weitere Größe wurde die Summe der Transversalimpulsquadrate aller Spuren relativ zur Strahlachse ($\sum p_t^2$) benutzt. Abb. 22

b) zeigt $\sqrt{\sum p_t^2}$ für Ereignisse mit $n_{hemi} \geq 3$. Z^0 -Ereignisse wurden selektiert indem $\sum p_t^2 > 9\text{GeV}^2$ verlangt wurde. Oberhalb des Schnitts erkennt man eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation, unterhalb erkennt man in den Daten einen Anstieg durch Zwei-Photon-Ereignisse und Strahl-Gas-Wechselwirkungen.

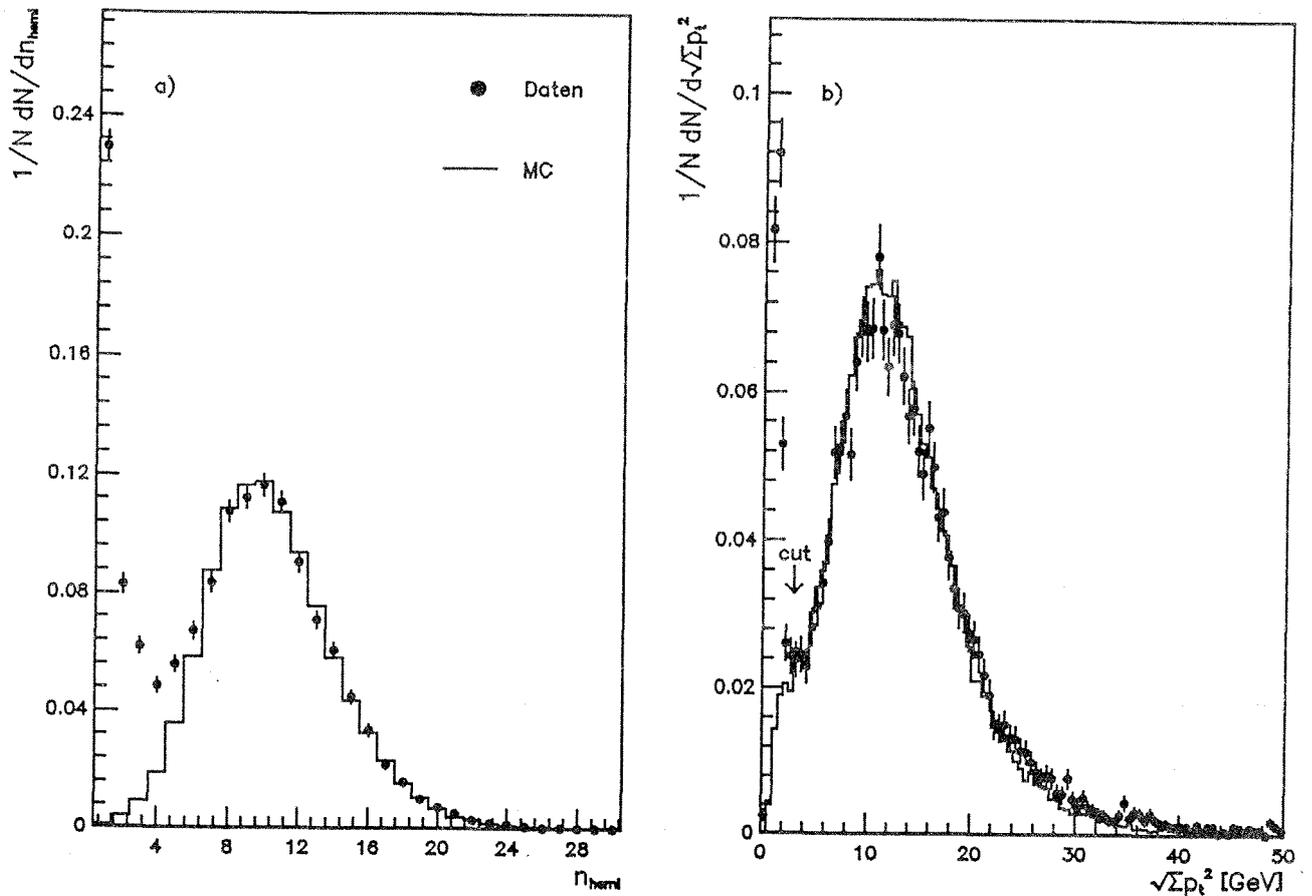


Abbildung 22: a) n_{hemi} und b) $\sqrt{\sum p_t^2}$ für Daten und Simulation

Abb. 23 zeigt den Logarithmus der Impulsverteilung und die Winkelverteilung für selektierte Spuren aus selektierten Ereignissen für Daten und Simulation. Man erkennt einen kleinen Überschuß in der Simulation im zentralen Impulsbereich, was aber auf die Akzeptanz keinen Einfluß hat. Der Unterschied in der Winkelverteilung bei $\theta = 0$ ist auf eine falsche Bunch-Länge in der Simulation zurückzuführen, für die Akzeptanz ist er aber auch nicht von Bedeutung.

Abb. 24 zeigt die Impaktparameterverteilung in beiden Projektionen für alle Spuren, sowie für selektierte Spuren aus selektierten Ereignissen. Bei dem Schnittwert sind die Verteilungen bereits um mehrere Größenordnungen abgefallen, so daß man auch hier sicher sein kann, lediglich Untergrund wegzuschneiden.

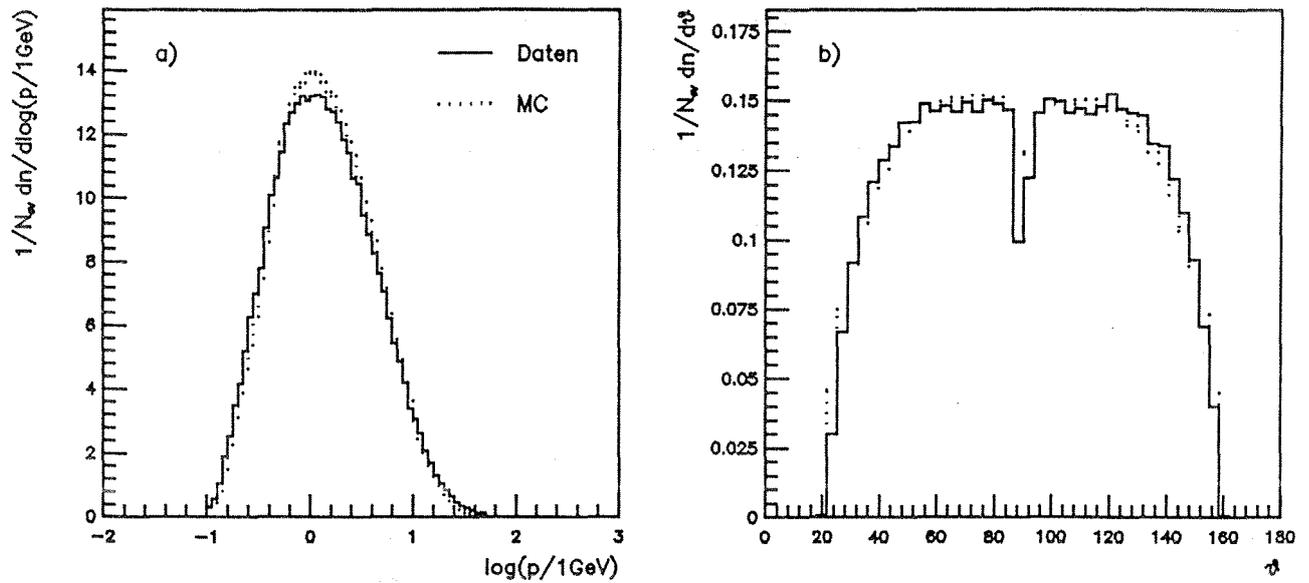


Abbildung 23: Impulsverteilung (a) und Winkelverteilung (b) selektierter Spuren aus selektierten Ereignissen für Daten und Simulation

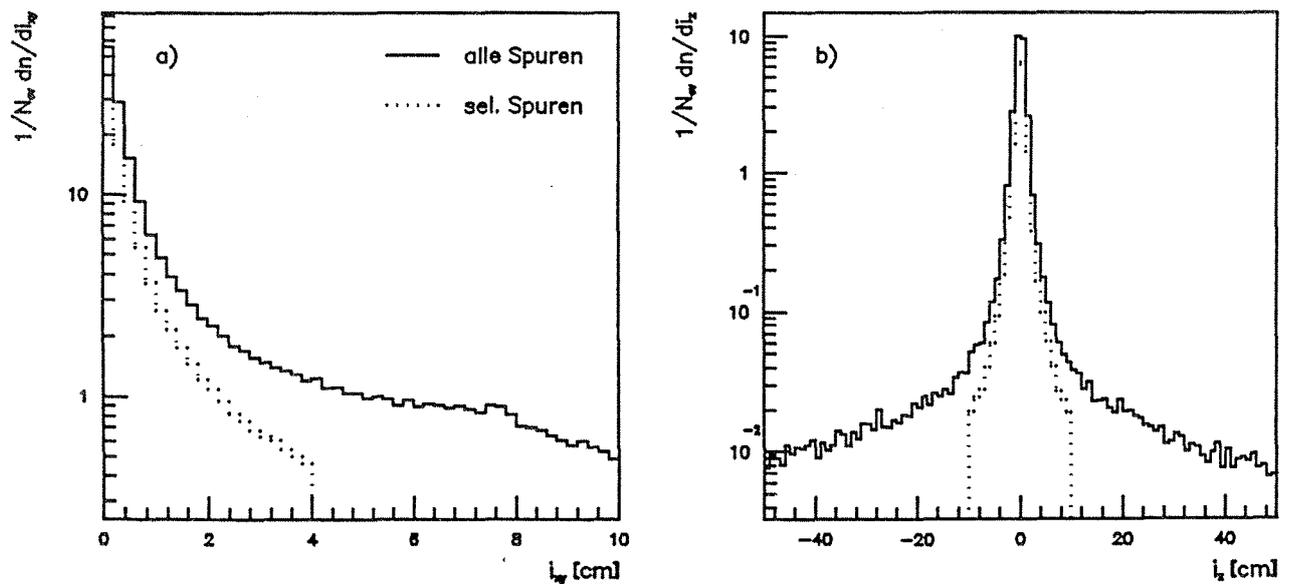


Abbildung 24: Impaktparameter-Verteilung in xy (a) und z (b) für alle Spuren sowie für selektierte Spuren aus selektierten Ereignissen.

4.3 Bestimmung der Trigger-Effizienz

Die Trigger-Effizienz kann aus den Daten bestimmt werden, wenn es mindestens zwei verschiedene Trigger (t_1, t_2) gibt, die voneinander unabhängig sind. Das heißt, daß die Wahrscheinlichkeit, daß Trigger t_1 feuert nicht davon abhängt, ob t_2 gefeuert hat und umgekehrt. Die Effizienz für t_1 ist dann:

$$\epsilon_{t_1} = \frac{N(t_1 * t_2)}{N(t_2)} \quad (4.3)$$

mit: $N(t_1 * t_2)$: Anzahl der Ereignisse mit t_1 und t_2 ,
 $N(t_2)$: Anzahl der Ereignisse mit t_2 .

Hat man die Effizienz eines Triggers t_1 bestimmt, so gilt unabhängig von den Korrelationen für einen beliebigen Trigger t :

$$\frac{\epsilon_t}{\epsilon_{t_1}} = \frac{N(t)}{N(t_1)}$$

Wählt man für t die Summe aller Subtrigger, so ist die totale Trigger-Effizienz:

$$\epsilon_{trigg} = \frac{N}{N(t_1)} \epsilon_{t_1}. \quad (4.4)$$

In DELPHI existieren mehrere Trigger, die voneinander unabhängig sind in dem Sinne, daß sie keine gemeinsamen Detektorkomponenten benutzen. Sie sind jedoch dadurch korreliert, daß sie nur bestimmte Winkelbereiche abdecken und damit die Wahrscheinlichkeit, daß bei einem Ereignis ein bestimmter Trigger anspricht, vom Streuwinkel abhängt. Um dies zu berücksichtigen, wurde die Effizienz als Funktion des Streuwinkels berechnet. Als Definition dieses Winkels wurde dazu die Sphärizitätsachse¹ benutzt. Für in den Barrel-Bereich ($\cos \theta < 0.7$) gestreute Ereignisse existieren dann mehrere Trigger: TOBB, TOMJ, HPMJ, THDI, SCOD, IDOD. Für Ereignisse, die in den Vorwärtsbereich gestreut werden, ist die Situation schwieriger. Man hat hier nur einen Trigger mit signifikanter Effizienz (FEBH). Zwar haben die Barrel-Trigger, insbesondere IDOD, auch eine recht gute Effizienz für solche Ereignisse, da häufig einige Spuren in den Barrel zeigen, aber die Korrelationen sind hier schwer zu bewerten. Die Kenntnis der Trigger-Wahrscheinlichkeit in diesem Bereich ist aber zur Bestimmung der totalen Akzeptanz nicht notwendig (s. Kap. 4.5).

Zur Messung der Triggereffizienz eines Triggers t_1 für selektierte Ereignisse wird ein Testtrigger t_2 als Summe aller der Trigger gebildet, die keinen Detektor enthalten, der auch zu t_1 beiträgt. Um das Korrelationsproblem klein zu halten, wird

¹Als Sphärizitätsachse definiert man die Achse, relativ zu der die Summe der Transversalimpulsquadrate minimal wird.

für $\cos \theta > 0.8$ nur FEBH als Testtrigger verwendet (außer für FEBH selbst). Die totale Triggerwahrscheinlichkeit für ein Winkelintervall wird dann nach Gl. 4.4 berechnet. Abb. 25 zeigt die Effizienz einiger Subtrigger für hadronische Z-Zerfälle in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Sphärizitätsachse. Der Trigger SCBA ist dabei die Summe aller Szintillator-Trigger im Barrel. Abb. 26 zeigt die totale Effizienz, wobei der IDOD-Trigger als t_1 in Gl. 4.4 verwendet wurde. Startet man mit anderen Triggern mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit, so erhält man im Barrelbereich identische Ergebnisse. Wenn man für diesen Bereich ($\cos \theta < 0.7$) die Effizienz mittelt, so erhält man für den Spur-Trigger

$$\epsilon_{IDOD} = (99.1 \pm 0.1)\%$$

und für die Szintillator-Trigger

$$\epsilon_{SCBA} = (99.6 \pm 0.1)\%.$$

Die totale Effizienz ist damit größer als 99.9%.

Berechnet man die totale Triggerwahrscheinlichkeit für den vollen Raumwinkel so erhält man, wenn man mit dem IDOD startet,

$$\epsilon_{tot} = (98.1 \pm 0.5)\%.$$

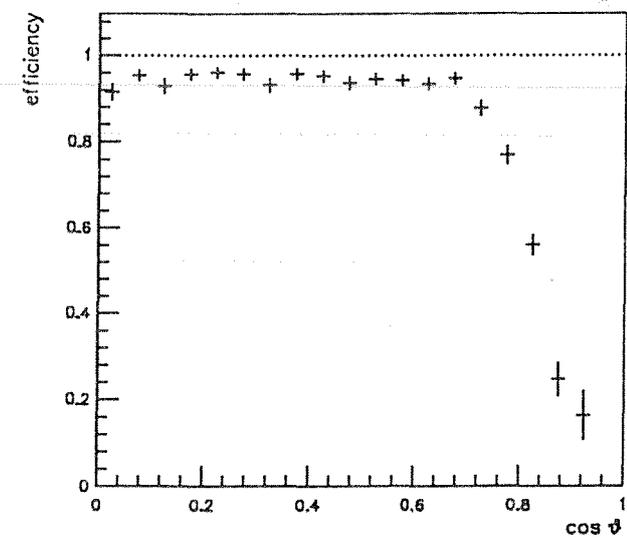
Konsistente Ergebnisse erhält man, wenn man mit Triggern beginnt, die durch den TOF dominiert sind. Startet man mit HPC dominierten Triggern, so erhält man etwas niedrigere Effizienzen. Das ist aber auch zu erwarten, da sowohl der FEBH als auch die HPC-Trigger elektromagnetische Energie verlangen, so daß man eine Antikorrelation erwartet.

Gleichung 4.4 läßt sich auch benutzen, um aus den Daten, in denen alle Trigger vorhanden sind, den Effekt für den Ausfall eines Triggers oder einer Gruppe von Triggern bei der Datennahme zu berechnen. Man erhält als Korrekturfaktor:

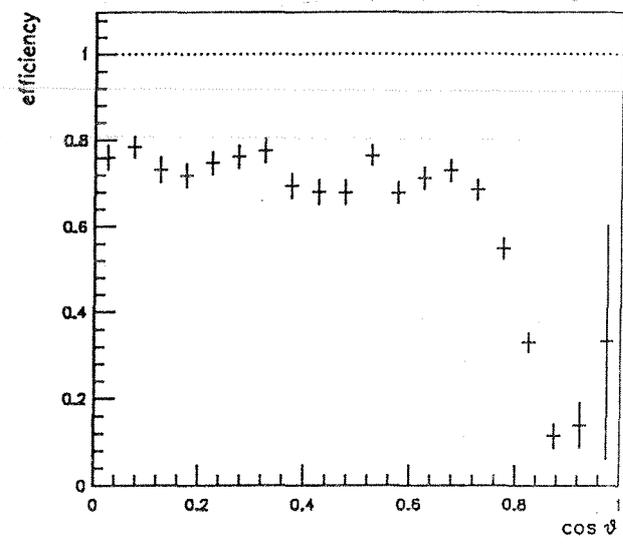
$$c_t = \frac{N}{N - N_t}$$

mit: N : Anzahl aller Ereignisse,
 N_t : Anzahl der Ereignisse die nur von Trigger t getriggert wurden.

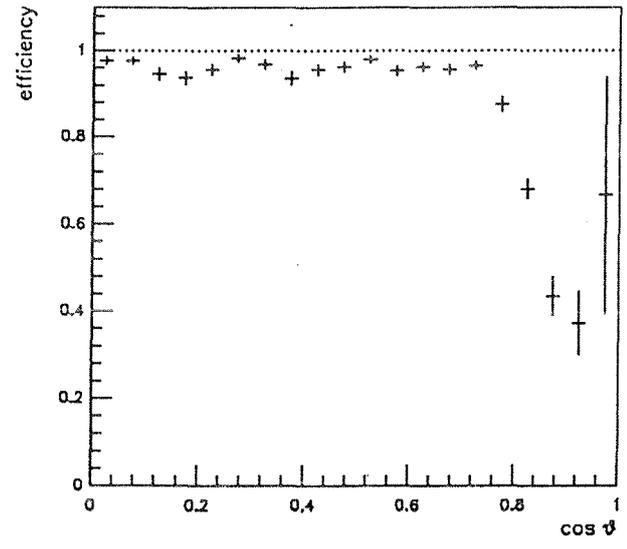
In ungefähr 9% der Ereignisse fehlte ein Detektor im Trigger. Die Korrektur auf die totale Effizienz ist in Tabelle 3 zusammengestellt.



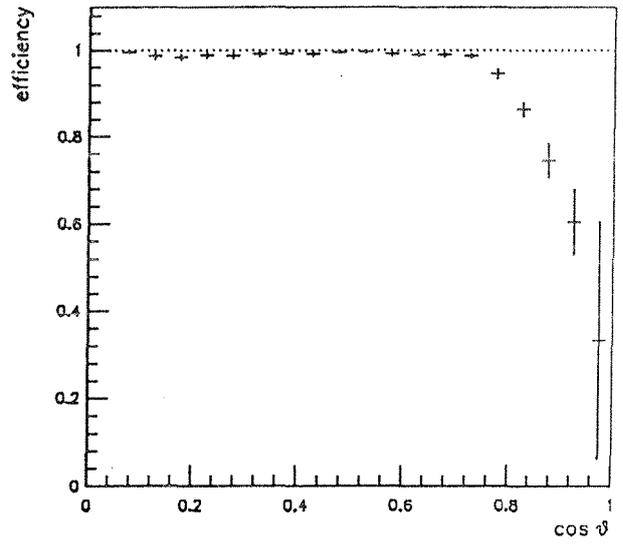
TOBB



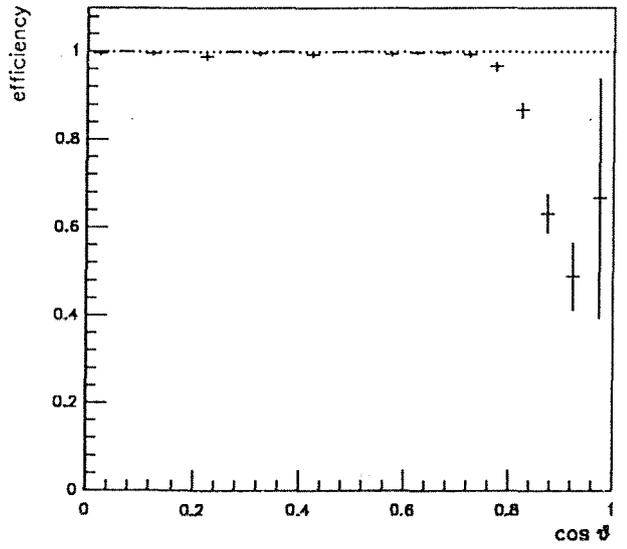
HPMJ



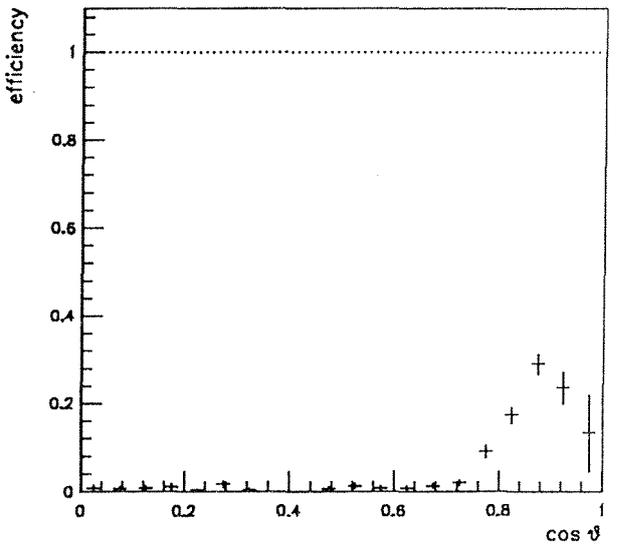
THDI



IDOD



SCBA



FEBH

Abbildung 25: Trigger-Effizienz für einige Subtrigger in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Sphärizitätsachse

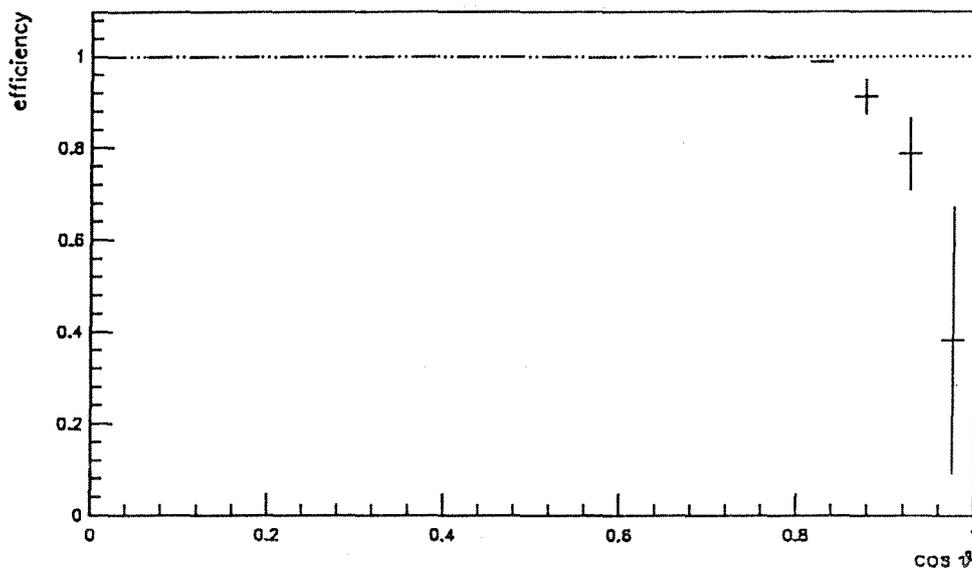


Abbildung 26: Totale Trigger-Effizienz in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Sphärizitätsachse

Detektor	ID	OD	HPC	TOF	EMF	HOF
Korrektur	1.020	1.025	1.008	1.017	1.007	1.000

Tabelle 3: Korrekturfaktoren für ausgefallene Detektoren im Trigger

4.4 Untergrund

Es gibt prinzipiell drei verschiedene Quellen von Untergrund, die für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}$ zu berücksichtigen sind:

- Leptonische Z-Zerfälle,
- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkung,
- Zwei-Photon-Ereignisse.

Jeder dieser Prozesse hat eine andere Energieabhängigkeit, daher ist eine genaue Kenntnis der Anteile von Bedeutung.

4.4.1 Leptonische Z-Zerfälle

Der einzige als Untergrund in Frage kommende Zerfallskanal ist der von $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$, da die anderen leptonischen Zerfälle wegen ihrer Multiplizität nicht akzeptiert werden.

Da das Verhältnis des leptonischen zum hadronischen Wirkungsquerschnitt in der Nähe des Z^0 im wesentlichen von der Schwerpunktsenergie unabhängig ist, ist Untergrund aus diesem Kanal nur für die absolute Normalisierung relevant. Die Form der Resonanzkurve wird hierdurch nicht beeinflusst.

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte beträgt

$$\frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-)}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen})} \simeq 5\%.$$

87.7% aller τ 's zerfallen in ein geladenes und ein oder mehrere neutrale Teilchen [49], entsprechend 13.3% in drei oder mehr geladene Teilchen. Man erwartet also in etwa 25% der Ereignisse, daß ein τ in mindestens drei geladene Teilchen zerfällt, das Ereignis also nicht von dem Multiplizitätsschnitt verworfen wird. Der Schnitt auf $\sum p_i^2$ sollte für $\tau^+ \tau^-$ -Ereignisse keine Wirkung haben, da die Zerfallsprodukte im allgemeinen hochenergetisch sind.

Zur genauen Berechnung des Untergrundes wurden Ereignisse mit dem Generator KORALZ [21] erzeugt und mit DELSIM weiterverarbeitet. KORALZ generiert den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ mit Strahlungskorrekturen und simuliert sämtliche Zerfälle unter Berücksichtigung der τ -Polarisation. Abb. 27 zeigt die Größen n_{hemi} und $\sqrt{\sum p_i^2}$ nach dem Multiplizitätsschnitt für $\tau\tau$ -Ereignisse.

Es werden 24.7% der $\tau\tau$ -Ereignisse akzeptiert. Unter Berücksichtigung einer Akzeptanz für hadronische Ereignisse von etwa 93% (Kapitel 4.5) ergibt sich ein Untergrund von 1.3%. Da diese Simulation mit einer Version von DELSIM durchgeführt wurde, die den Detektor etwas idealisiert, wird der systematische Fehler mit einem Viertel des Untergrundes (0.3%) abgeschätzt.

Der Untergrund von $\tau\tau$ -Ereignissen kann im Prinzip um etwa einen Faktor 8 unterdrückt werden, wenn man statt mindestens drei Spuren in einer Hemisphäre mindestens vier fordert. Dies drückt jedoch die Effizienz für Ereignisse mit halber TPC um etwa 5%. Da eine Unsicherheit darin aber einen Einfluß auf die Messung der Masse und Breite des Z^0 hat, wurde dieser Schnitt jedoch nicht gewählt.

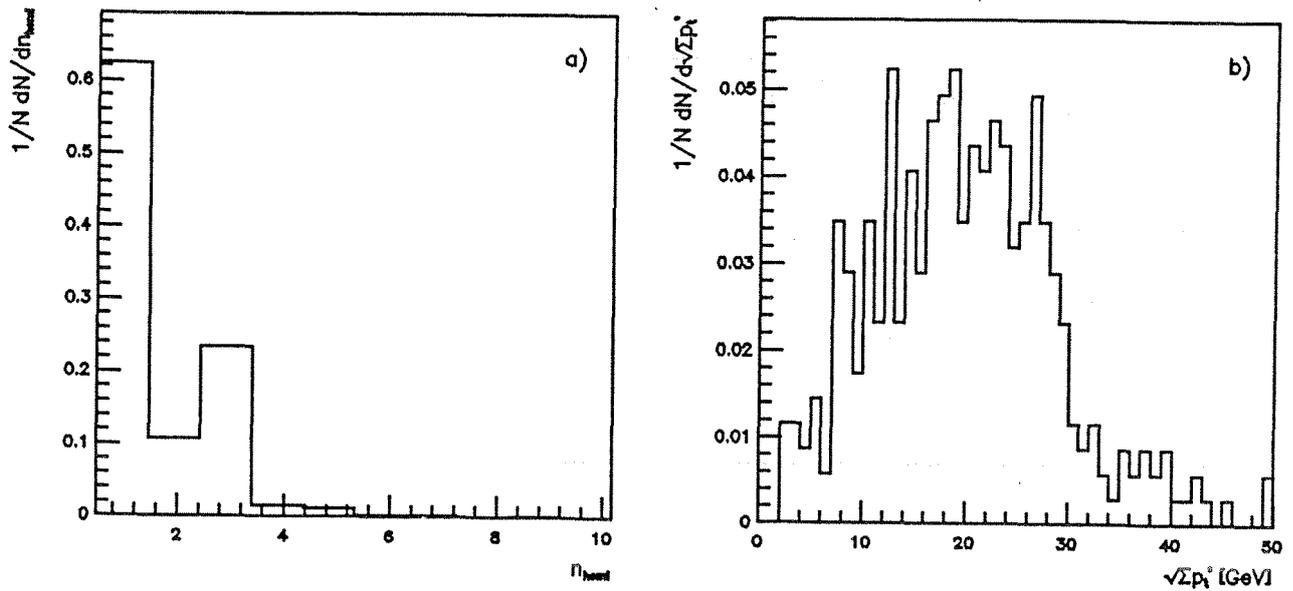


Abbildung 27: a) n_{hemi} und b) $\sqrt{\Sigma p_i^2}$ für $\tau\tau$ -Ereignisse

4.4.2 Strahl-Gas-Wechselwirkung

Der Beitrag der Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen muß vollständig unterdrückt werden, da sie nicht der Z^0 -Resonanzkurve folgen und stark von den jeweiligen Strahlbedingungen abhängen. Der Wirkungsquerschnitt für Strahl-Gas-Wechselwirkungen ist jedoch nur dann groß, wenn der Betrag der invarianten Masse des ausgetauschten Photons klein ist. Man erwartet also, daß die produzierten Teilchen kleine Transversalimpulse relativ zur Strahlachse haben.

Da Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen nicht nur im Wechselwirkungspunkt bei $z = 0$ passieren, sondern überall im Strahlrohr, läßt sich ihr Anteil abschätzen, indem man Ereignisse untersucht, deren primärer Vertex nicht in der Mitte des Detektors liegt. In der benutzten Software wurden noch nicht alle Spurfehler richtig behandelt. Aus diesem Grunde wurden die Vertizes in Richtung der Sphärizitätsachse auf die Strahlachse hin extrapoliert. Die z -Koordinate der Primärvertizes ergibt sich dann als die z -Koordinate beim kleinsten Abstand der Extrapolation zur Strahlachse. Abb. 28 zeigt die z -Koordinate der Primärvertizes für selektierte Ereignisse. Es gibt nur ein Ereignis, dessen Extrapolation mehr als 10 cm in z -Richtung vom Wechselwirkungspunkt entfernt liegt. Da sich die Akzeptanz im Bereich $10\text{cm} < |z| < 20\text{cm}$ nicht von der für $|z| < 10\text{cm}$ unterscheiden sollte, ist der Untergrund kleiner 0.1%.

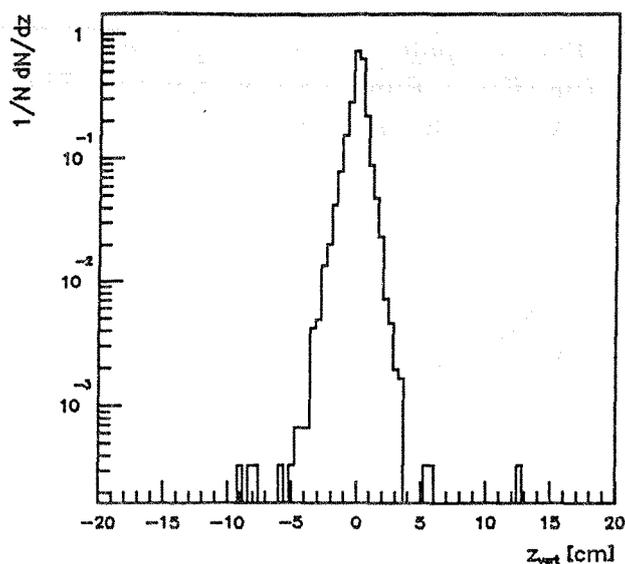


Abbildung 28: z-Koordinate der Primärvertizes

Bei der Analyse wurde nicht verlangt, daß die Ereignisse einen rekonstruierten Vertex haben. Wurde kein Vertex gefunden, so wurden die Impaktparameter relativ zum Wechselwirkungspunkt berechnet. Für die Ereignisse ohne primären Vertex wurde die Analyse wiederholt mit Spuren, deren Extrapolationen auf die Strahlachse zwischen 10cm und 30cm neben dem Wechselwirkungspunkt liegen. Auch hier wurden keine Ereignisse selektiert.

4.4.3 Zwei-Photon-Wechselwirkungen

Unter Zwei-Photon-Wechselwirkungen faßt man die in Abb. 29 gezeigten Prozesse zusammen. Im Prinzip sind alle Graphen gegenüber den entsprechenden Born-Graphen um $O(\alpha^2)$ unterdrückt. Da aber der Wirkungsquerschnitt für $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ bei kleinem Streuwinkel sehr groß ist, sind die Graphen, bei denen ein Photon im t-Kanal ausgetauscht wird, numerisch relevant. Auch hier fällt der Wirkungsquerschnitt mit $\frac{1}{Q^4}$ ab. Man erwartet daher wieder, daß die generierten Ereignisse bei kleinem Transversalimpuls und kleiner invarianter Masse liegen. Für diesen Prozeß existiert wieder ein Ereignis-Generator [50], mit dem sich Ereignisse erzeugen lassen, bei denen die invariante Masse des Quark-Antiquark-Paares über einem bestimmten Wert liegt. Abb. 30 zeigt den Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt $e^+ e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ nach dem Multiplizitäts- und dem $\sum p_t^2$ -Schnitt. Der Anteil liegt überall unter 0.1% und kann damit vernachlässigt werden. Der größte Anteil auf der Resonanz besteht aus Ereignissen, bei denen ein Endzustands-Quark ein Photon abstrahlt, das dann

in ein Elektron-Positron-Paar aufspaltet. Diese Ereignisse lassen sich durch keinerlei Schnitte unterdrücken. Die offenen Punkte zeigen den Zwei-Photon Wirkungsquerschnitt, wenn man den Z-Austausch abschaltet.

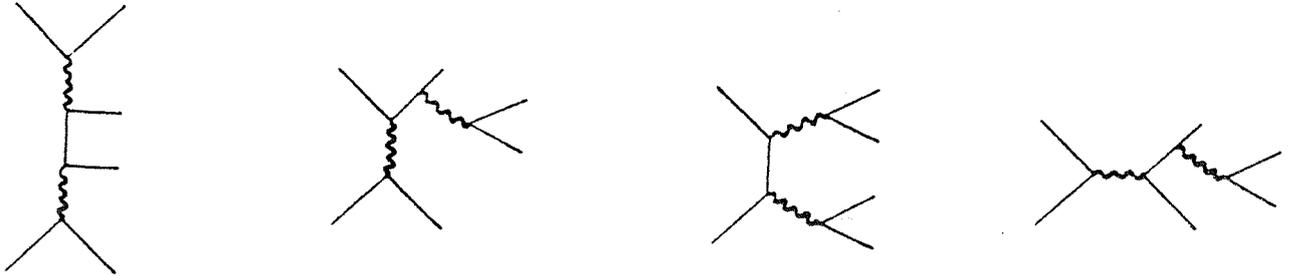


Abbildung 29: Feynman-Graphen der Zwei-Photon-Wechselwirkungen

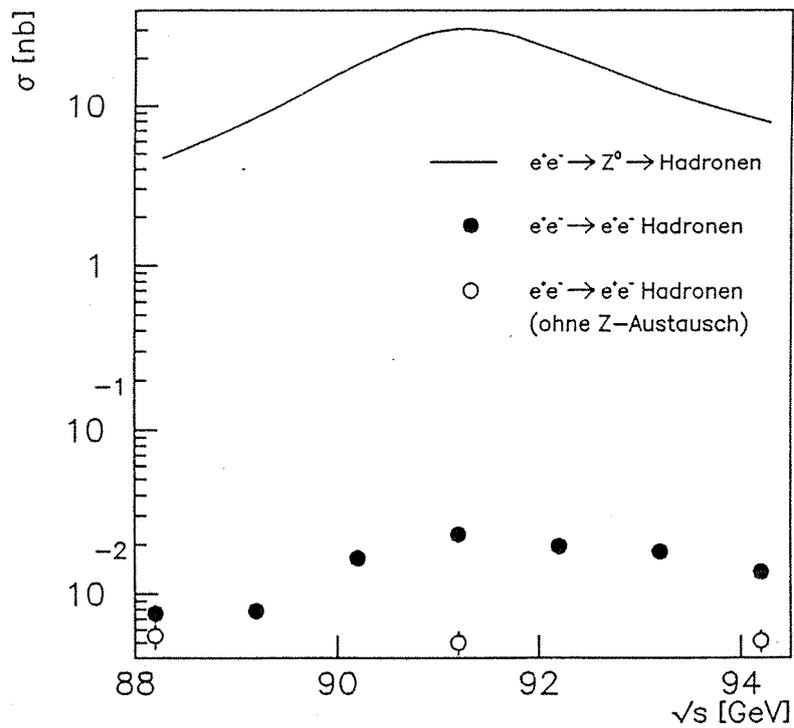


Abbildung 30: Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum Z-Wirkungsquerschnitt

4.5 Bestimmung der totalen Effizienz

Da es, wie schon erwähnt, nicht möglich war, präzise Werte für die Triggereffizienz im Vorwärtsbereich zu erhalten, muß die totale Akzeptanz durch Extrapolation der Akzeptanz im Barrelbereich erhalten werden.

Theoretisch ergibt sich für die Winkelverteilung der Quarks unter Berücksichtigung von QCD Korrekturen [24]:

$$\frac{d\sigma}{d|\cos\theta|} = A \left(1 + \left(1 - \frac{8}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \right) \cos^2 \theta \right), \quad (4.5)$$

wobei A hier als freier Parameter betrachtet wird.

Es wurde mit dem QED-Generator Mustraal und dem Lund-Fragmentationsmodell gezeigt, daß diese Formel in ausreichender Genauigkeit gültig bleibt, wenn man QED Korrekturen anbringt und statt der nicht meßbaren Quark-Richtung die Sphärizitätsachse verwendet.

Zur Bestimmung der totalen Akzeptanz kann Gleichung 4.5 mit A als freiem Parameter an die Daten gefittet werden. Dabei benutzt man nur den Bereich $\cos\theta < 0.65$. Wie schon erwähnt ist die Trigger-Effizienz in diesem Bereich 100%. Die Wahrscheinlichkeit, ein getriggertes Z^0 -Ereignis auch nachzuweisen wurde mit dem Monte-Carlo berechnet und ist für diesen Bereich

$$\epsilon_{central} = 99.9\%.$$

Die so berechnete Verteilung wurde nun auf den vollen Winkelbereich extrapoliert und die vorhergesagte Anzahl Ereignisse (N_{pred}) mit der gemessenen Anzahl (N_{found}) verglichen. Die Effizienz ist dann

$$\epsilon' = \frac{N_{found}}{N_{pred}}.$$

Für die selektierten Daten erhält man

$$\epsilon' = (90.75 \pm 0.75)\%.$$

Da Spuren nur für einen Winkel $> 20^\circ$ zur Strahlachse gemessen werden, verschmiert man die Sphärizitätsachse systematisch zu kleinen $\cos\theta$. Insbesondere Ereignisse, bei denen man viele Spuren bei kleinen Winkeln verliert, haben eine schlecht bestimmte Achse. Dies beeinflußt die totale Akzeptanz, wenn die wirkliche Sphärizitätsachse einen Polarwinkel $\cos\theta > 0.65$ hat, die gemessene aber $\cos\theta < 0.65$. Abb. 31 a) zeigt für diesen Fall den Cosinus des Polarwinkels der gemessenen und wirklichen Sphärizitätsachse. Abb. 31 b) zeigt den umgekehrten Fall.

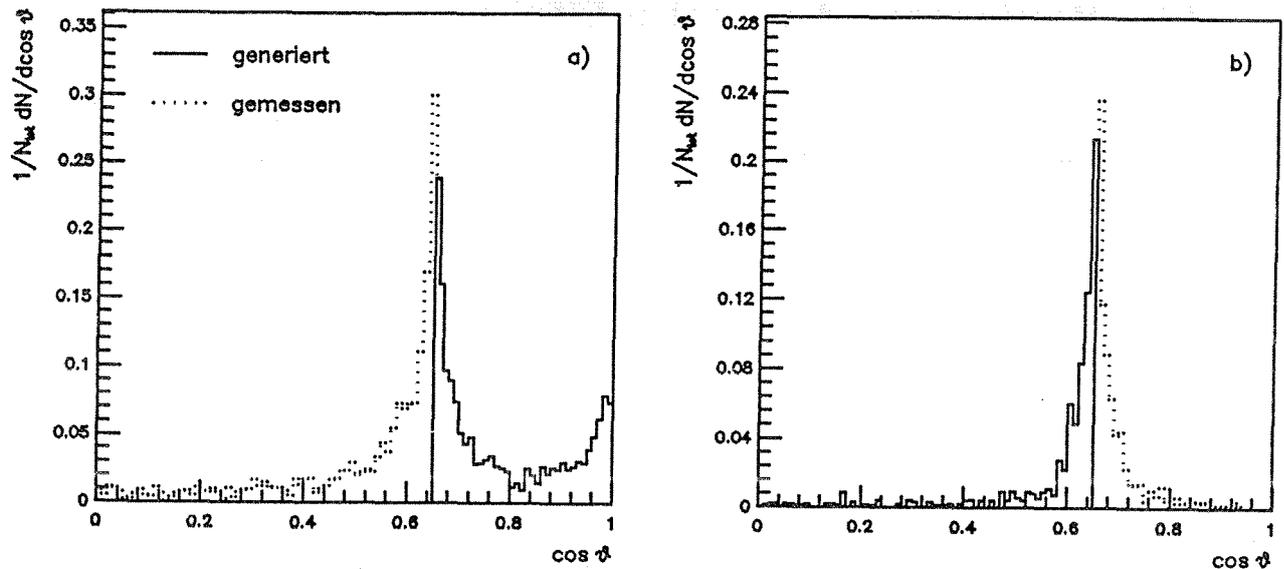


Abbildung 31: Polarwinkel der Sphärizitätsachse für in das Intervall $\cos \theta < 0.65$ hineingeschmierte (a) und aus dem Intervall herausgeschmierte (b) Ereignisse

Die totale Korrektur ergibt sich zu $(2.78 \pm 0.32)\%$ für die Halbfelddaten und $(3.08 \pm 0.25)\%$ für die Vollfelddaten. Da diese beiden Zahlen statistisch miteinander verträglich sind und man auch keinen Unterschied erwartet, wird für den ganzen Datensatz eine Korrektur von $(3.0 \pm 0.3)\%$ angewandt. Für die totale Akzeptanz erhält man damit

$$\epsilon = 93.5\%.$$

Abb. 32 zeigt die gemessene Winkelverteilung zusammen mit der Simulation und dem Fit an die Daten. Im gesamten Winkelbereich werden die Daten von der Simulation gut beschrieben, auch der Fit stimmt für $\cos \theta < 0.65$ (durchgezogene Linie) mit den Daten gut überein.

Um die Aussage zu quantifizieren, daß Gl. 4.5 auch für die Sphärizitätsachse und mit QED Korrekturen gilt, wurde die Analyse mit 70000 generierten Ereignissen wiederholt. Als Effizienz erhielt man 1.001 ± 0.003 . Als systematischer Fehler auf Grund der Methode wird deshalb 0.3% angenommen. Wenn man die QCD Korrektur in Gl. 4.5 wegläßt ($\alpha_s = 0$), so bestimmt man die Effizienz um 1% zu hoch. Eine Unsicherheit in dieser Korrektur sollte daher vernachlässigbar sein.

Um sicherzustellen, daß wirklich kein Untergrund in der selektierten Datenmenge ist, wurden auf alle Ereignisse mit voller TPC härtere Schnitte angewandt. Um die

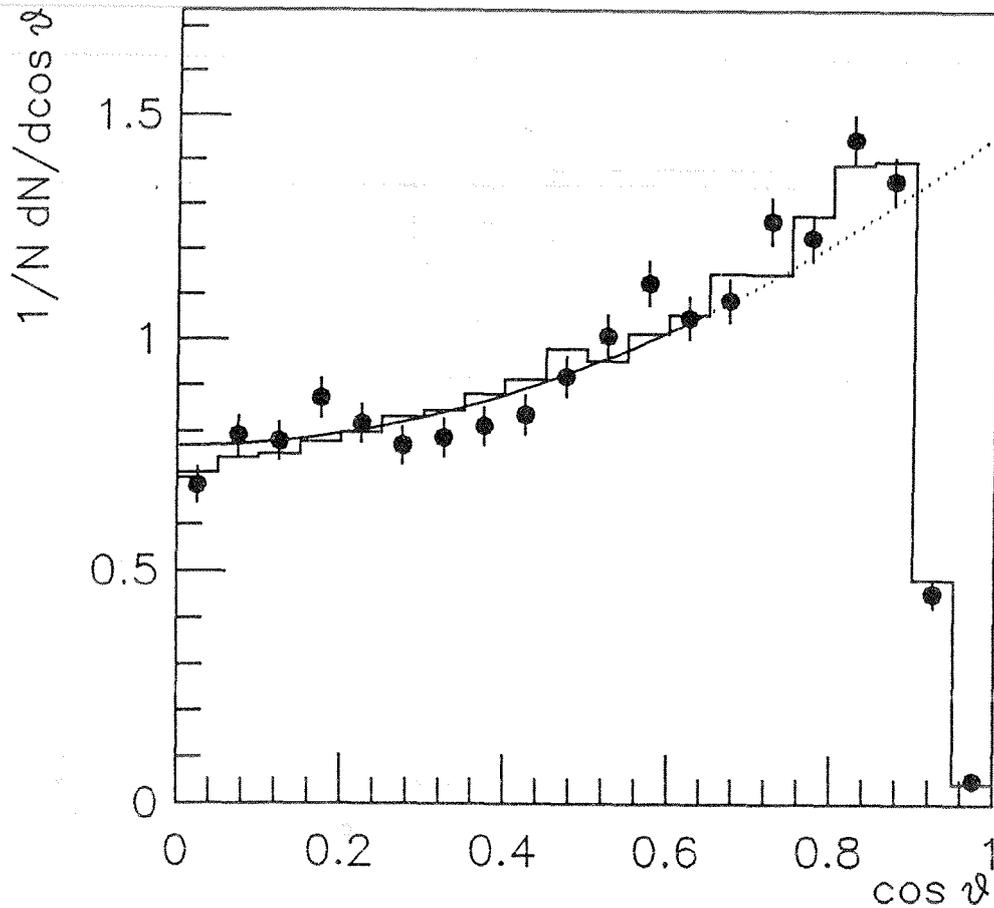


Abbildung 32: Polarwinkelverteilung der Sphärizitätsachse für Daten und Simulation

$e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ Ereignisse zu unterdrücken wurde gefordert, daß die geladene Multiplizität (n_{ch}) größer als 5 ist. Des weiteren wurde verlangt, daß die aus allen Spuren gebildete invariante Masse (m_{ch}) größer als 10 GeV ist. Die Verschmierungskorrektur ist statt 3.0% nur noch 2.6%. Der $\tau\tau$ -Untergrund reduziert sich auf etwa 0.3% und die Akzeptanz im Zentralbereich ist 99.1%. Nach Anbringen aller Korrekturen stimmen die Ergebnisse auf 0.3% überein, was mit dem statistischen Fehler für die Differenz verträglich ist.

Abb. 33 zeigt die geladene Multiplizität sowie die invariante Masse der geladenen Teilchen nach dem jeweils anderen Schnitt für Daten und Simulation. Auch hier ist die Übereinstimmung oberhalb des Schnitts gut.

Da die geladene Masse nur dann große Werte annimmt, wenn Teilchen, die einen großen Winkel zueinander haben, nachgewiesen werden, ist diese Größe jedoch nicht geeignet, Ereignisse zu selektieren, wenn nur die halbe TPC ausgelesen wurde. Mit einer alternativen Analyse, die in Kapitel 4.7 kurz dargestellt wird, wurde jedoch versucht, die dort verlorenen Ereignisse mit Hilfe der HPC wiederzugewinnen.

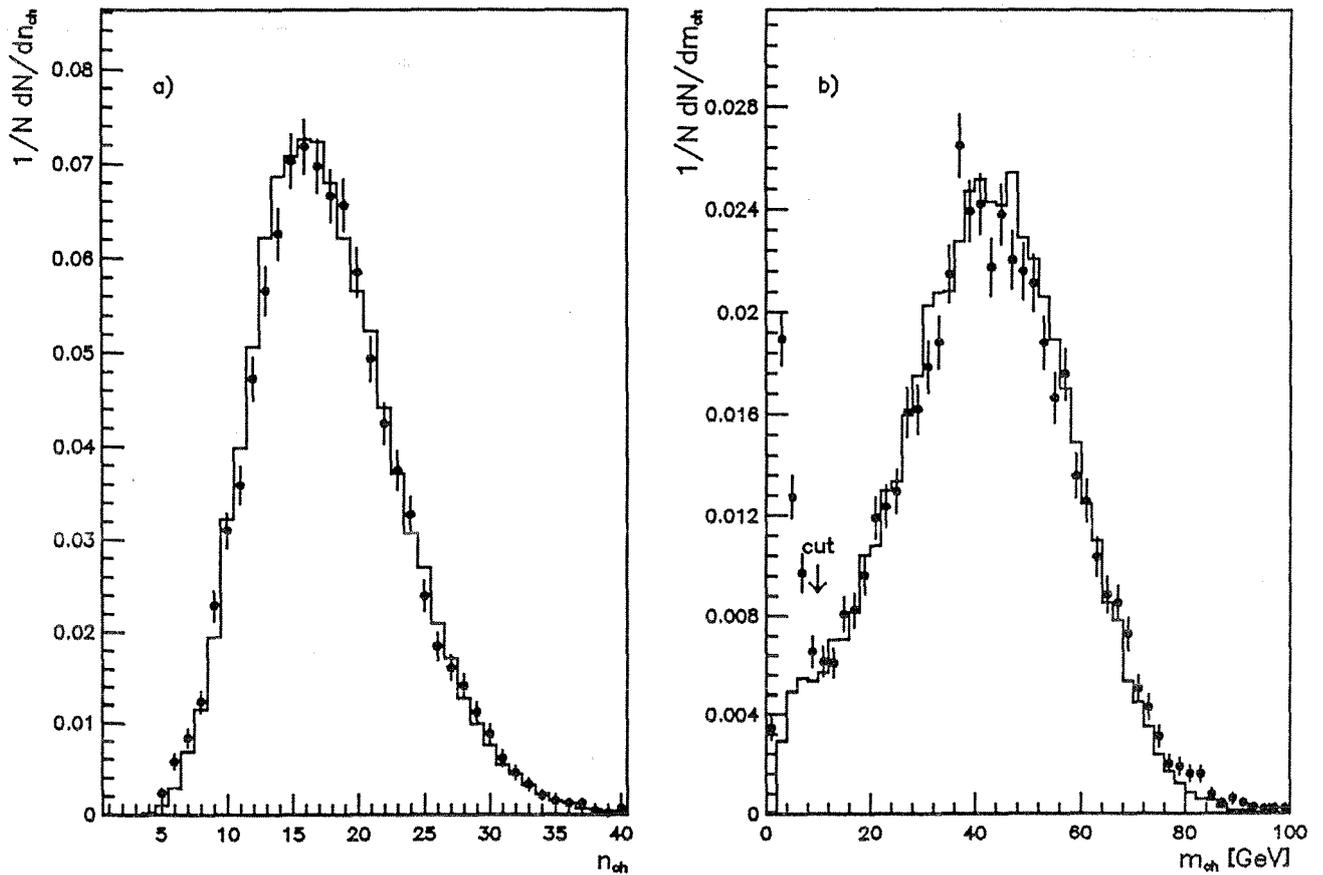


Abbildung 33: Geladene Multiplizität (a) und invariante Masse der geladenen Teilchen für Daten und Simulation

4.6 Korrektur für halbe TPC

Da für Ereignisse, bei denen nur die halbe TPC ausgelesen wurde, genau dieselben Schnitte angebracht werden, wie bei voller TPC, kann man sicher sein, daß man in diesem Fall nicht mehr Untergrund hat, als mit komplettem Detektor. Die Verluste können direkt aus den Daten mit vollständiger TPC berechnet werden. Dazu selektiert man zunächst hadronische Z^0 -Zerfälle, indem man alle vorhandene Information benutzt. Anschließend ignoriert man die Spuren in einer Hälfte des Detektors ($p_x < 0$ oder $p_x > 0$) und überprüft, ob das Ereignis mit den restlichen Spuren noch akzeptiert worden wäre. Als Korrektur erhält man dann:

$$\epsilon_{half} = \frac{N_{half}}{N} = (88.7 \pm 0.3)\%$$

mit: N : Anzahl aller Ereignisse,
 N_{half} : Anzahl der Ereignisse, die mit halber TPC akzeptiert werden.

In einigen wenigen Runs sind auch ein oder zwei Sektoren der TPC ausgefallen. Die Korrekturmethode hierfür war dieselbe. Die Korrekturfaktoren waren

$$\epsilon_{1S} = 98.9\%,$$

wenn ein Sektor ausfiel und

$$\epsilon_{2S} = 97.3\%,$$

wenn zwei Sektoren ausfielen.

Die Gesamtkorrektur durch fehlende Information, insbesondere durch eine halbe TPC, gemittelt über alle Ereignisse betrug 1.3%. Als systematischer Fehler auf die totale Effizienz soll deshalb 0.2% angenommen werden. Da die Ereignisse ohne volle Detektorinformation jedoch nicht gleichmäßig über alle Schwerpunktsenergien verteilt sind, müssen auch systematische Fehler in der Z-Masse und -Breite berücksichtigt werden. Diese werden in Kapitel 5.2 behandelt.

4.7 Alternative Analyse der hadronischen Wirkungsquerschnitte

Alternativ zu der bisher vorgestellten Analyse, die im weiteren als Analyse A bezeichnet wird, wurde in DELPHI noch eine weitere Analyse der hadronischen Wirkungsquerschnitte durchgeführt [48,51]. Diese wird als Analyse B bezeichnet.

Hier wurden im wesentlichen die härteren Schnitte auf die geladene Multiplizität (n_{ch}) und die invariante Masse der geladenen Teilchen (m_{ch}) angewandt. Um die schlechte Effizienz bei halber TPC zu verbessern, wurde die mit der HPC gemessene elektromagnetische Energie mitverwendet.

Auf geladene Spuren wurden dieselben Selektionskriterien angewandt wie in Analyse A. Weiter wurde gefordert

$$n_{ch} \geq 5,$$

$$m_{ch} \geq 12\text{GeV}.$$

In den Runs, in denen die HPC funktionierte, wurden Ereignisse auch dann selektiert, wenn sie den m_{ch} -Schnitt nicht erfüllten, aber die Summe der Energien der geladenen Teilchen und der in der HPC gemessenen neutralen (E_{tot}) größer als 16 GeV war. Die Verteilungen n_{ch} und m_{ch} werden, wie schon in Abb. 33 gezeigt, von der Detektorsimulation gut reproduziert. Andererseits war die Kalibration der HPC

noch nicht ganz abgeschlossen, so daß die hierfür gemessenen Verteilungen und damit E_{tot} nur schlecht übereinstimmen. Aus diesem Grunde wurde die Effizienz zunächst nur für die Schnitte auf geladene Teilchen bestimmt und dann der Zugewinn durch die HPC aus den Daten berechnet.

Die Bestimmung der totalen Effizienz erfolgte ähnlich wie in Analyse A, nur wurde das Verhältnis der Ereignisse mit $\cos\theta > 0.65$ zu denen mit $\cos\theta < 0.65$ direkt aus der Simulation entnommen. Da das Monte Carlo die QCD-Vorhersage recht gut reproduziert, sind die beiden Verfahren äquivalent. Man ist hier jedoch stärker auf hohe Statistik für die Simulation angewiesen. Es ergab sich eine totale Effizienz von $\epsilon_{ch} = 90.6\%$. Nimmt man die HPC dazu und berechnet die totale Akzeptanz nach

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{ch} \frac{N_{tot}}{N_{ch}}$$

mit: N_{tot} : Anzahl aller selektierten Ereignisse,
 N_{ch} : Anzahl der Ereignisse die nur mit geladenen Teilchen selektiert werden,

so ergibt sich

$$\epsilon_{tot} = 92.1\%.$$

Die Effizienz für Ereignisse mit halber TPC wurde wie in Analyse A bestimmt. Es ergab sich

$$\epsilon_{half} = 0.84\epsilon_{tot}.$$

Der Untergrund ist auch hier vernachlässigbar bis auf den $\tau\tau$ -Untergrund, der 0.3% beträgt.

4.8 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Die Wirkungsquerschnitte wurden für jede Schwerpunktsenergie nach Gl. 4.1 berechnet. Die Luminosität und ihren statistischen Fehler erhielt man nach Gl. 4.2 Run für Run. Anschließend wurde sie für die selektierten Runs jeder Schwerpunktsenergie aufsummiert. Die hadronischen Ereignisse wurden ebenfalls 'Runweise' aufsummiert, wobei ihre Anzahl jeweils auf die erwartete Anzahl bei voll funktionsfähigem Detektor skaliert wurde. Die entsprechenden Korrekturfaktoren sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 5 gibt einen Überblick über die integrierte Luminosität, Ereignisanzahlen und die hadronischen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Analysen.

Die Wirkungsquerschnitte der beiden Analysen stimmen gut überein, wenn man eine von beiden um 0.7% schiebt, was mit dem systematischen Fehler verträglich ist. Die

Ursache	Anteil der Daten	Korrektur-Faktor	
		Analyse A	Analyse B
keine HPC	7.5%	1	1.016
halbe TPC	6.5%	1.127	1.190
1 TPC Sektor aus	3.3%	1.011	1.018
2 TPC Sektoren aus	1.4%	1.028	1.031
kein ID im Trigger	3.1%	1.020	1.020
kein OD im Trigger	2.1%	1.025	1.025
keine HPC im Trigger	2.9%	1.008	1.008
kein EMF im Trigger	4.1%	1.007	1.007

Tabelle 4: Korrekturfaktoren für nicht kompletten Detektor

$\sqrt{s}[\text{GeV}]$	$\mathcal{L}[\text{nb}^{-1}]$	Analyse A		Analyse B	
		# Ereignisse	$\sigma[\text{nb}]$	# Ereignisse	$\sigma[\text{nb}]$
88.284	54.4	241	471 ± 0.32	236	4.76 ± 0.32
89.284	49.8	427	9.35 ± 0.49	416	9.50 ± 0.50
90.283	61.8	1094	19.42 ± 0.72	1060	19.61 ± 0.73
91.036	73.3	1987	29.10 ± 0.89	1930	29.20 ± 0.89
91.283	81.9	2392	31.01 ± 0.89	2321	31.03 ± 0.89
91.536	106.3	2984	29.83 ± 0.76	2918	30.12 ± 0.76
92.286	39.8	785	20.87 ± 0.96	768	20.97 ± 0.96
93.284	54.2	587	11.49 ± 0.55	575	11.64 ± 0.55
94.284	35.0	280	8.56 ± 0.57	270	8.51 ± 0.57
95.042	16.3	95	6.17 ± 0.69	93	6.20 ± 0.69
total	572.8	10872		10587	

Tabelle 5: Ereignisanzahlen und Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Analysen

Unterschiede sind schon dann durch die statistischen Fehler erklärbar, wenn man annimmt, daß alle in Analyse B selektierten Ereignisse auch in Analyse A akzeptiert werden. In Tabelle 6 sind noch einmal die systematischen Fehler für die Selektion der hadronischen Ereignisse zusammengestellt.

Für die Fits werden im folgenden die Mittelwerte der beiden Wirkungsquerschnitte benutzt (Tabelle 7). Da die systematischen Fehler der beiden Analysen zum Teil korreliert sind, wird als systematischer Fehler für den Mittelwert 1% angenommen. Die Unsicherheit in der Luminosität beträgt 2.4% (Kapitel 4.1), was eine gesamte Unsicherheit in der Normierung von 2.6% ergibt.

Fehler [%]	Analyse A	Analyse B
Theorie und Monte Carlo	0.4	0.5
Daten-Statistik	0.8	0.8
Impuls-Messung	0.3	0.5
$\tau^+\tau^-$ -Untergrund	0.3	0.1
total	1.0	1.1

Tabelle 6: Systematische Fehler in der Selektion hadronischer Ereignisse

$\sqrt{s}[\text{GeV}]$	$\mathcal{L}[\text{nb}^{-1}]$	$\sigma[\text{nb}]$
88.284	54.4	4.74 ± 0.32
89.284	49.8	9.42 ± 0.50
90.283	61.8	19.51 ± 0.73
91.036	73.3	29.15 ± 0.89
91.283	81.9	31.02 ± 0.89
91.536	106.3	29.97 ± 0.76
92.286	39.8	20.92 ± 0.96
93.284	54.2	11.57 ± 0.55
94.284	35.0	8.54 ± 0.57
95.042	16.3	6.19 ± 0.69

Tabelle 7:

Hadronische Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Schwerpunktsenergien

5. Ergebnisse

5.1 Fits an die Daten

Um aus den hadronischen Wirkungsquerschnitten Parameter des Standard-Modells zu erhalten, wurden sie mit der Formel von Borrelli et al. [25] gefittet, die in Kapitel 2.4.2 vorgestellt wurde. Dabei wurden verschiedene Annahmen hinsichtlich des Standard-Modells gemacht. Als erstes wurde angenommen, daß alle Partialbreiten vom Standardmodell beschrieben werden (Fit 1). Der einzige freie Parameter ist dann die Z-Masse. Dabei wurde $\alpha_s = 0.12$, $m_t = 130\text{GeV}$ und $m_H = 100\text{GeV}$ angenommen ($\Rightarrow R = 0.095$). Da die absolute Normierung des Wirkungsquerschnittes in diesem Fall keine zusätzliche Information liefert, wurde ein freier Normierungsparameter k eingeführt, wodurch der systematische Fehler in der Normierung für die Z-Masse keine Rolle spielt.

Man erhält:

$$M_Z = (91.170 \pm 0.030)\text{GeV}, \quad k = 1.005 \pm 0.013, \quad \chi^2/NDF = 4.0/8$$

Abb. 34 zeigt die hadronischen Wirkungsquerschnitte zusammen mit dem Ergebnis des Fits. Die Daten werden im ganzen Bereich gut beschrieben, was sich auch an dem kleinen Wert für χ^2/NDF erkennen läßt. Dargestellt ist zusätzlich die Standard-Modell-Vorhersage für zwei bzw. vier Neutrino-Spezies. Beide Kurven stimmen mit den Daten nicht überein.

Um die Anzahl der Neutrino Generationen zu messen, wurde in einem weiteren Fit (Fit 2) das Standard-Modell vorausgesetzt, die Anzahl der Neutrinogenerationen jedoch frei gelassen, d.h. die Z-Breite wurde angenommen als

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

wobei N_ν nicht unbedingt eine ganze Zahl sein muß.

Bei diesem Fit ergab sich:

$$M_Z = (91.170 \pm 0.030)\text{GeV}, \quad N_\nu = 2.97 \pm 0.12, \quad \chi^2/NDF = 4.0/8$$

Betrachtet man alle Partialbreiten als freie Parameter, so kann man das Produkt $\Gamma_{had}\Gamma_e$ sowie Γ_Z aus den Daten bestimmen (Fit 3). Man erhält:

$$\begin{aligned} M_Z &= (91.171 \pm 0.030)\text{GeV}, \\ \Gamma_e\Gamma_{had} &= (0.148 \pm 0.006)\text{GeV}^2, \\ \Gamma_Z &= (2.511 \pm 0.065)\text{GeV}, \quad \chi^2/NDF = 4.0/7. \end{aligned}$$

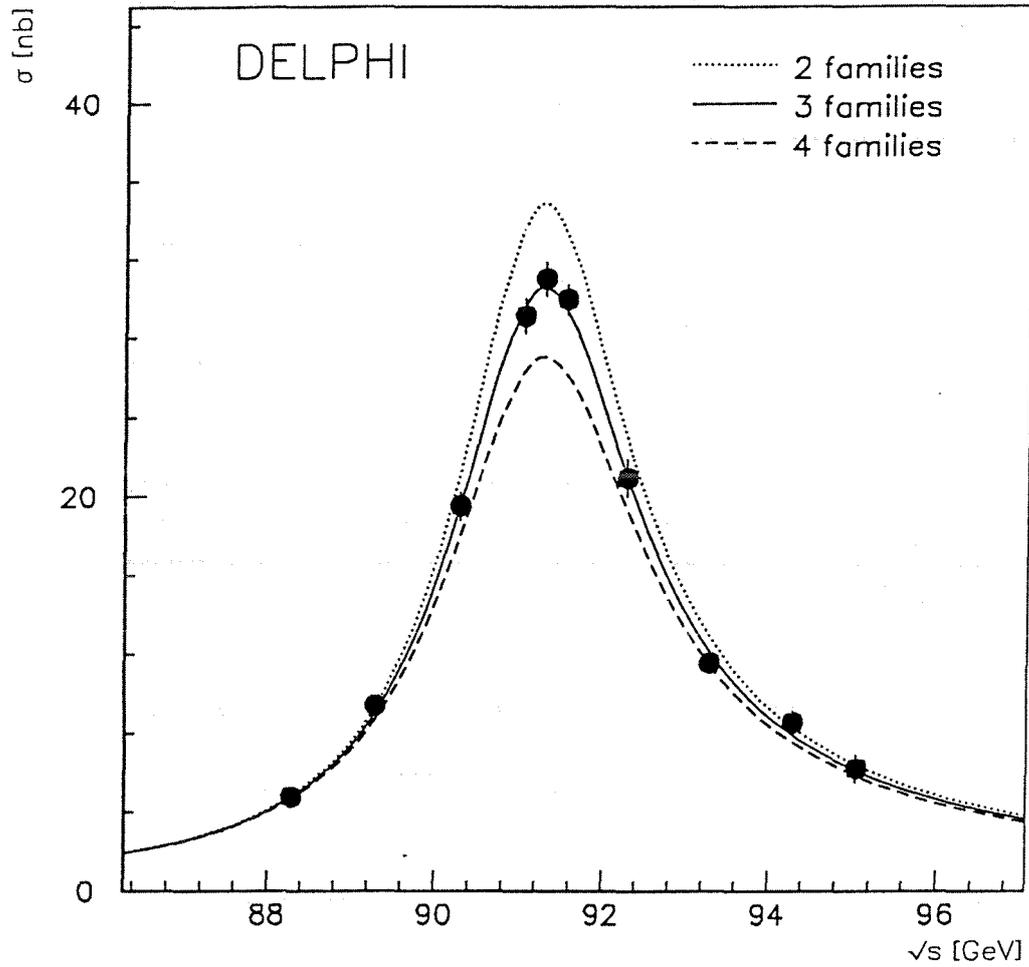


Abbildung 34: Hadronische Wirkungsquerschnitte zusammen mit dem Ergebnis des Fits

Erlaubt man zusätzlich R zu variieren, so erhält man:

$$\begin{aligned}
 M_Z &= (91.182 \pm 0.054) \text{ GeV}, \\
 \Gamma_e \Gamma_{had} &= (0.147 \pm 0.006) \text{ GeV}^2, \\
 \Gamma_Z &= (2.507 \pm 0.068) \text{ GeV}, \\
 R &= -0.16 \pm 1.02 \quad \chi^2/NDF = 3.9/6.
 \end{aligned}$$

Der größere statistische Fehler in M_Z entsteht durch die starke Korrelation mit R .

5.2 Systematische Unsicherheiten

Der dominante systematische Fehler in der Anzahl der Neutrino Generationen und auch im Produkt der Partialbreiten $\Gamma_{had}\Gamma_e$ ist die Unsicherheit in der absoluten Normalisierung von 2.6%. Um den daraus resultierenden Effekt zu berechnen, wurden alle Wirkungsquerschnitte um diesen Wert erhöht bzw. erniedrigt und die Fits erneut durchgeführt. Es ergab sich:

$$\begin{aligned}\Delta N_\nu(norm) &= 0.23, \\ \Delta\Gamma_e\Gamma_{had}(norm) &= 0.004GeV^2.\end{aligned}$$

Um zu überprüfen, ob die beiden Analysen für die hadronischen Wirkungsquerschnitte miteinander übereinstimmen, wurden alle Fits für die beiden Analysen getrennt durchgeführt. Tabelle 8 zeigt die Z-Masse und den Normierungsfaktor aus Fit 1, die Anzahl der Neutrinofamilien aus Fit 2 und die totale Breite aus Fit 3 für die beiden Analysen und den Mittelwert. Masse und Breite für die verschiedenen Datensätze stimmen gut überein. In der Normierung beobachtet man eine Differenz von 0.7%, was aber mit dem systematischen Fehler der Akzeptanz von 1% verträglich ist. Diese Differenz ist auch die Ursache für die Abweichung in N_ν .

Analyse	M_Z	k	N_ν	Γ_Z
A	91.171	1.001	2.99	2.506
B	91.169	1.008	2.94	2.516
Mittel	91.170	1.005	2.97	2.511

Tabelle 8: Ergebnisse der Fits für die verschiedenen Analysen

Des Weiteren wurde untersucht, welchen Einfluß die verschiedenen Korrekturfaktoren auf die Fitergebnisse haben. Dazu wurden jeweils einzelne Korrekturfaktoren um eine angenommene Unsicherheit verändert und die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte neu gefittet. Hierzu wurden die Ergebnisse der Analyse A benutzt. Die Korrektur für fehlende Teile der TPC wurde um 1% verändert, was bei halber TPC etwa dem dreifachen des statistischen Fehlers entspricht.

Da der Zeitpunkt, zu dem die Blei-Maske des SAT getauscht wurde und zu vollem Magnetfeld übergegangen wurde, zusammenfällt, wurde für die Periode mit kleiner Maske der Wirkungsquerschnitt um 2% verändert. Dies entspricht der Summe des Fehlers durch den zusätzlichen Untergrund im SAT bei kleiner Maske und dem Unterschied der Verschmierungskorrektur für volles und halbes Feld.

Als Abschätzung für die Unsicherheit der Triggerkorrektur wurden die Korrekturfaktoren für jeweils eine Gruppe von Triggern auf eins gesetzt.

Tabelle 9 zeigt die Veränderungen in M_Z , Γ_Z und N_ν die sich dadurch ergeben.

Sämtliche Fehler bis auf ΔN_ν für die kleine SAT Maske sind vernachlässigbar. Die Veränderungen, die sich bei N_ν ergeben, wurden aber schon in der Normierungsunsicherheit berücksichtigt.

Unsicherheit	ΔM_Z [GeV]	ΔN_ν	$\Delta \Gamma_Z$ [GeV]
halbe TPC	0.002	0.01	0.001
ein/zwei TPC Sektoren aus	0.001	0.01	0.001
kleine SAT Maske	0	0.07	0
kein EMF Trigger	0.001	0	0.001
keine ID,OD Trigger	0.001	0.01	0.001
keine TOF,HPC Trigger	0	0	0.001

Tabelle 9: Unsicherheiten durch die einzelnen Korrekturfaktoren

Ein weiterer Fehler in der Bestimmung der Z-Masse ist die Unsicherheit in der Messung der Strahlenergie. Da 1989 noch keine Polarisation nachgewiesen werden konnte und somit eine genaue Kalibration mittels Resonanzdepolarisation nicht möglich war, wurde die Strahlenergie kalibriert, indem bei einer Energie von 20 GeV Protonen in LEP injiziert wurden [52].

Man läßt dann Protonen und Positronen auf derselben geschlossenen Bahn umlaufen. Da beide Teilchen dieselbe Ladung haben, haben sie auch exakt den gleichen Impuls. Auf Grund der viel kleineren Masse der Positronen ist für diese die Synchrotron-Strahlung jedoch viel größer. Den Unterschied im Energieverlust und damit den Impuls der Positronen kann man dann sehr präzise bestimmen, indem man die Phasendifferenz zwischen Protonen und Positronen in den Resonatoren mißt.

Als Unsicherheit in der Energieskala bei $\sqrt{s} \approx 91\text{GeV}$ erhält man damit $\Delta\sqrt{s} = 30\text{MeV}$. Dieser Fehler ist bei allen Messungen der Z-Masse bei LEP zu addieren. Zusätzlich beträgt die statistische Unsicherheit der Schwerpunktsenergie von Füllung zu Füllung etwa 10 MeV. Diese kann man berücksichtigen, indem man nach einem ersten Fit die Schwerpunktsenergie für jeden Meßpunkt um 10 MeV verschiebt und die resultierende Variation der Wirkungsquerschnitte berechnet. Diese Änderung wird quadratisch zu den statistischen Fehlern hinzuaddiert. Die Variation ist jedoch maximal 20% des statistischen Fehlers bei $\sqrt{s} = M_Z \pm 1\text{GeV}$ und viel kleiner sonst. Selbst wenn man annimmt, daß alle Daten bei einer Schwerpunktsenergie aus einer Füllung stammen, vergrößern sich die Fehler um maximal 2%, was als vernachlässigbar angesehen wurde.

5.3 Überprüfung der Borrelli Formel

Um zu überprüfen, inwieweit die Formel von Borrelli et al. zuverlässige Ergebnisse liefert, wurden zunächst alle Fits mit einem Programm von Burgers wiederholt, das QED Korrekturen der Ordnung $O(\alpha^2)$ exponenziert berücksichtigt, wobei die Integrale numerisch berechnet werden [53]. Tabelle 10 zeigt die Ergebnisse der Fits, die gut übereinstimmen.

Formel	M_Z [GeV]	N_ν	Γ_Z [GeV]
Borrelli et al.	91.170	2.97	2.511
Burgers	91.171	2.97	2.507

Tabelle 10: Fit der Wirkungsquerschnitte mit der Borrelli- und der Burgers-Formel

Als vollständigstes Programm zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird heute das Programm ZSHAPE [54] angesehen. Da dieses Programm jedoch streng im Standardmodell arbeitet enthält es als freie Parameter die Z-Masse, sowie die Top- und Higgs-Masse und α_s , die die Partialbreiten über Strahlungskorrekturen beeinflussen. Aus diesem Grund, und weil es außerdem viel zu rechenzeitaufwendig ist, eignet es sich nicht für Fits. Um trotzdem damit die Borrelli-Formel zu überprüfen, wurden mit diesem Programm Wirkungsquerschnitte für die gemessenen Schwerpunktsenergien generiert. Dabei wurden $M_Z = 91.17\text{GeV}$ und die übrigen Parameter wie bei dem Fit an die Daten angenommen. Diese wurden dann mit der Borrelli-Formel gefittet, wobei den Punkten jeweils dieselben statistischen Fehler wie in den Daten zugeordnet wurden. Als Differenz zwischen den in der Generierung benutzten und den gefitteten Werten ergab sich:

$$\begin{aligned} M_Z^{(gen)} - M_Z^{(fit)} &= -0.001\text{GeV}, \\ N_\nu^{(gen)} - N_\nu^{(fit)} &= 0.01, \\ \Gamma_Z^{(gen)} - \Gamma_Z^{(fit)} &= 0.002\text{GeV}, \end{aligned}$$

was zeigt, daß die Borrelli-Formel ZSHAPE gut reproduziert.

Um zu überprüfen, wie stark die Wahl von R die Ergebnisse beeinflußt wurde R zwischen 0.074 und 0.12 variiert, was einer Variation der Top-Masse zwischen 60GeV und 230GeV entspricht. Die gefittete Z-Masse schwankte dabei maximal um 2MeV, alle anderen Größen blieben unverändert.

5.4 Interpretation der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten

Abb. 35 zeigt die Z-Masse der vier LEP-Experimente [55,48,56,57] sowie die von MARK2 am SLC [58]. Um die Übereinstimmung besser beurteilen zu können, enthalten die Fehlerbalken nicht die Unsicherheit der Strahlenergie. Er ist jedoch für den LEP-Mittelwert separat gezeigt (gepunktete Linie). Wie man sieht, stimmen die Experimente gut überein. Als Mittelwert erhält man:

$$M_Z^{(LEP)} = 91.165 \pm 0.012 \pm 0.030 \text{ GeV}$$

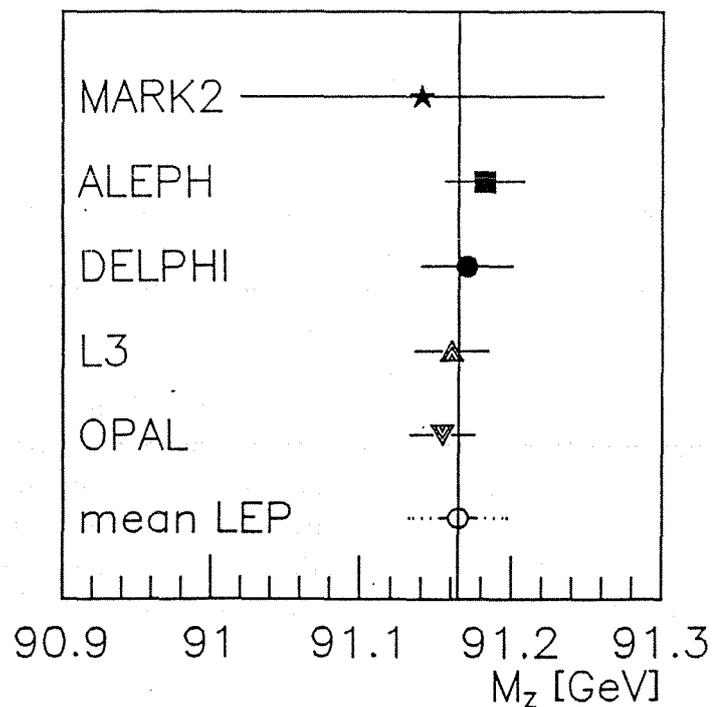


Abbildung 35: Messung der Z-Masse bei MARK2 und LEP

Mittels Gleichung 2.5 läßt sich $\sin^2 \theta_W$ in Abhängigkeit von Δr , d.h. in Abhängigkeit von der Top-Masse berechnen und mit $\sin^2 \theta_W$ -Messungen aus der ν -Nukleon Streuung vergleichen. Eine solche Analyse wurde vor den LEP-Messungen mit dem Mittelwert von $M_Z = 91.09 \pm 0.16 \text{ GeV}$ durchgeführt und ergab $m_t = 132_{-37}^{+31} \text{ GeV}$ [59]. Da der Fehler aber schon damals vollkommen durch den Fehler in $\sin^2 \theta_W$ aus der ν -Nukleon Streuung dominiert war, ist das Ergebnis nach wie vor gültig.

Die Anzahl der leichten Neutrinogenerationen der DELPHI Messung ergibt sich zu

$$\begin{aligned} N_\nu &= 2.97 \pm 0.12(stat) \pm 0.23(syst) \\ &= 2.97 \pm 0.26. \end{aligned}$$

Diese Zahl wird im wesentlichen durch den Wirkungsquerschnitt bei $\sqrt{s} = M_Z$ dominiert. Dort ist

$$\sigma(M_Z) = \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{had}}{M_Z^2\Gamma^2},$$

d.h.

$$N_\nu = \frac{\sqrt{\frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_{had}}{M_Z^2\sigma}} - 3\Gamma_e - \Gamma_{had}}{\Gamma_\nu}.$$

Wenn also alle partiellen Breiten mit einer Konstanten multipliziert werden, dann bleibt N_ν in erster Näherung konstant. Da aber im Wesentlichen $\Gamma_f \propto \frac{1}{\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W}$, erwartet man für sämtliche Effekte, die Γ_f über $\sin^2\theta_W$ beeinflussen einen kleinen Effekt auf N_ν . Für eine Variation $\Gamma_{had} \rightarrow \Gamma_{had} + \delta\Gamma_{had}$, wie man sie bei einer Unsicherheit in α_s erwartet, erhält man

$$\delta N_\nu = \frac{\frac{\Gamma}{2\Gamma_{had}} - 1}{\Gamma_\nu} \delta\Gamma_{had} \simeq -0.26 \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_\nu}.$$

Bei einem Fehler von 10% ergibt sich damit $\Delta N_\nu = 0.01$.

Um diese Unsicherheiten genauer zu bestimmen, wurden wieder für verschiedene α_s , m_t und m_H Wirkungsquerschnitte mit ZSHAPE generiert und anschließend gefittet. Bei ZSHAPE ändert sich der Wirkungsquerschnitt im Maximum um 0.3%, wenn man m_t zwischen 130 GeV und 230 GeV variiert. Es gibt jedoch eine Rechnung von Hollik, in der er konstant bleibt [23]. Dies ist auf die Berücksichtigung zusätzlicher Diagramme, die bei großer Top-Masse von Bedeutung sind, im Zähler der Wirkungsquerschnitte zurückzuführen. Deshalb wurde für die große Top-Masse ein weiterer Datensatz gefittet, bei dem die ZSHAPE Ergebnisse um diese 0.3% erniedrigt wurden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 11 zusammengestellt.

Insgesamt ergibt sich eine theoretische Unsicherheit für die mit dieser Methode berechnete Anzahl leichter Neutrinogenerationen von etwa 0.05.

Abb. 36 zeigt die Anzahl leichter Neutrino-Spezies wie sie von den vier LEP Experimenten mit dieser Methode bestimmt wurde. Alle Werte sind gut mit drei Neutrino-Generationen verträglich. Einen Mittelwert zu bilden, ist hier jedoch schwierig, da die systematischen Fehler über die theoretische Unsicherheit bei der Bhabha Streuung stark korreliert sind.

Wenn es eine vierte Leptonfamilie gibt, in der das Neutrino die Masse m_ν hat, so ist sein Beitrag zu N_ν

$$N_\nu^{(4)} = \sqrt{1 - 4 \frac{m_\nu^2}{M_Z^2}} \left(1 - \frac{m_\nu^2}{M_Z^2} \right).$$

m_t	m_H	α_s	N_ν
ZSHAPE:			
130	100	0.12	3.012
130	100	0.11	3.008
130	100	0.13	3.016
130	10	0.12	3.016
130	1000	0.12	3.021
90	100	0.12	3.026
230	100	0.12	2.944
ZSHAPE -0.3%:			
230	100	0.12	2.970

Tabelle 11: Gefittetes N_ν für verschiedene Standardmodell-Parameter.

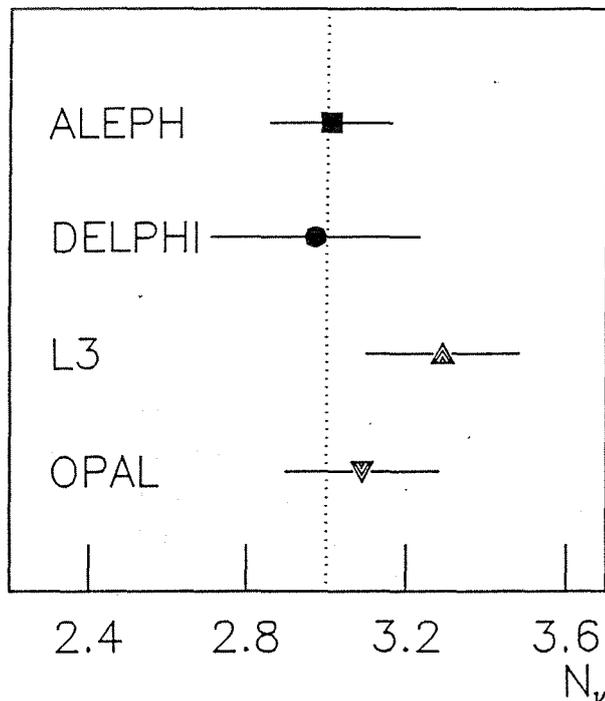


Abbildung 36: Anzahl der Neutrino-generationen der LEP-Experimente

Mit 95% C.L. ist $N_\nu < 3.4$ für die DELPHI-Messung. Daher muß für ein zusätzliches schweres Neutrino gelten

$$m_\nu > 40 \text{ GeV}.$$

In supersymmetrischen Modellen sollte zu jedem Fermion noch ein skalärer Partner mit ansonsten den gleichen Quantenzahlen existieren. Der Beitrag eines skalaren

Partners des Neutrinos, des Sneutrinos zu N_ν beträgt [60]:

$$N_\nu^{(\bar{\nu})} = \frac{1}{2} \left(1 - 4 \frac{m_{\tilde{\nu}}^2}{M_Z^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Damit erhält man

$$m_{\tilde{\nu}} > 17 GeV \quad (95\% C.L.).$$

Im minimalen supersymmetrischen Modell sollten die Massen der drei Sneutrinos fast gleich sein. In diesem Fall erhält man

$$m_{\tilde{\nu}} > 34 GeV$$

für das schwerste der drei Sneutrinos.

Anstelle von $\Gamma_e \Gamma_{had}$ und Γ_Z kann man in Fit 3 auch $\sigma_0 = 12\pi \frac{\Gamma_e \Gamma_{had}}{M_Z^2 \Gamma_Z^2}$ und Γ_Z als unabhängige Parameter annehmen. Dies hat für Vergleiche mit dem Standard-Modell den Vorteil, daß für σ_0 die 1-loop Korrekturen praktisch verschwinden und es damit unabhängig von der Top- und Higgs-Masse wird. Man erhält:

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= 41.6 \pm 0.7(stat) \pm 1.1(syst) nb \\ \Gamma_Z &= 2.511 \pm 0.065 GeV \end{aligned}$$

Abb. 37 zeigt die 68% und 99% C.L. Bereiche der DELPHI-Messung zusammen mit der Standard-Modell Vorhersage für zwei, drei und vier Neutrino-Generationen. Die Punkte entsprechen $\alpha_s = 0.12$, $m_t = 130 GeV$ und $m_H = 100 GeV$, die Fehlerbalken einer Variation der Top-Masse zwischen 90 GeV und 230 GeV und der Higgs-Masse zwischen 40 GeV und 1000 GeV. Die Standard-Modell Vorhersage mit drei Neutrino-Generationen stimmt gut mit der Messung überein, während die beiden anderen nicht mit ihr verträglich sind.

Abb. 38 zeigt die Z-Breite der vier LEP-Experimente und den Mittelwert im Vergleich zu der Standard-Modell Berechnung. Die durchgezogene Linie entspricht wieder obigen Parametern und die gestrichelten Linien derselben Variation in Top- und Higgs-Masse. Für die gepunkteten Linien wurde zusätzlich α_s zwischen 0.11 und 0.13 variiert. Die Experimente stimmen gut überein und sind einzeln mit dem gesamten, vom Standard-Modell erlaubten, Bereich verträglich. Der Mittelwert

$$\Gamma_Z^{(LEP)} = 2.534 \pm 0.027 GeV$$

bevorzugt jedoch deutlich ein schwereres Top-Quark.

Abb. 39 zeigt die Abhängigkeit der Z-Breite von der Top-Masse für verschiedene α_s und die untere Grenze (95% C.L.) für diese Größe aus dem LEP-Mittelwert.

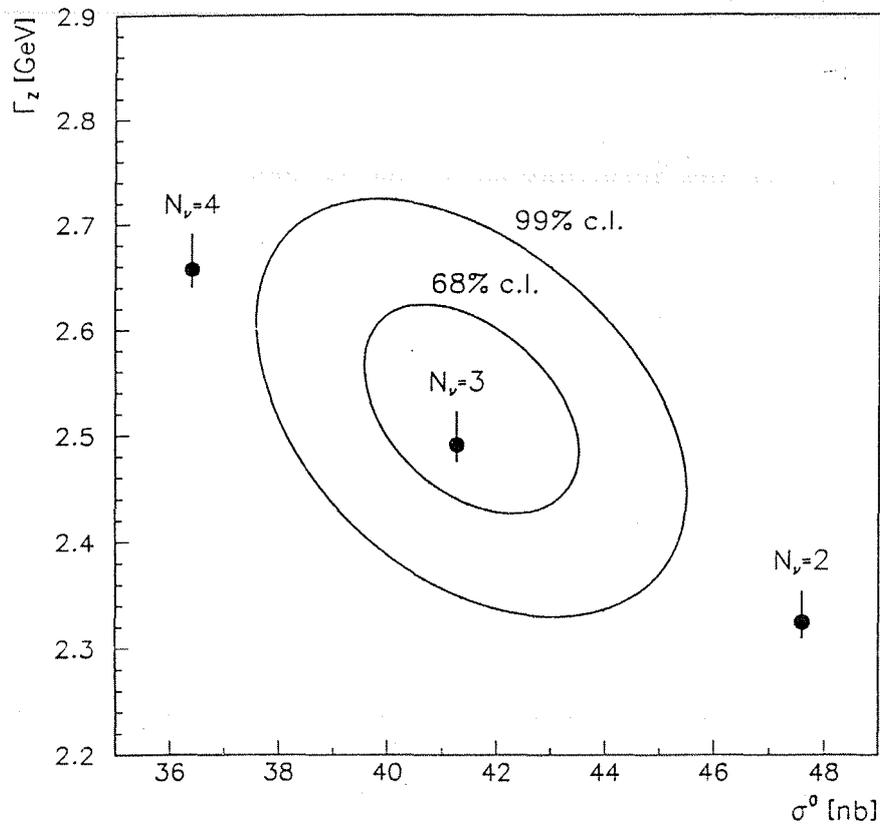


Abbildung 37: Korrelation zwischen Z-Breite und Peak-Wirkungsquerschnitt

Der Fit mit freiem R enthält im Rahmen des Standard-Modells keine neue Information, der erlaubte Bereich von $0.075 < R < 0.12$ wird von dem gemessenen Wert $R = -0.1 \pm 1.0$ jedoch gut abgedeckt. Auch ist die Sensitivität auf neue Physik nur sehr beschränkt. Ein Z' mit gleicher Axialkopplung wie das Z müßte eine Masse von etwa 100GeV haben, um $R = -1$ zu erzeugen [25]. So ein Teilchen wäre in anderen Messungen schon gesehen worden.

5.5 Messung der Partialbreiten

Die Partialbreiten können nicht aus den hadronischen Daten alleine bestimmt werden. Um sie zu ermitteln, müssen auch die leptonischen Ereignisse verwendet werden. Bei DELPHI wurden die Verhältnisse der hadronischen zu den leptonischen Wirkungsquerschnitten, gemittelt über die Energien, bestimmt [61]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 12 zusammengestellt. Für den Elektron- Endzustand ist dabei mit einer Formel von Greco [62] der Anteil des t -Kanals und der t -Kanal- s -Kanal Interferenz herauskorrigiert worden. Da die Werte für die verschiedenen Leptonkanäle innerhalb der Fehler gut übereinstimmen wurde im weiteren Lepton-Universalität angenommen und der Mittelwert verwendet. Der gemeinsame systematische Fehler von 1% auf Grund der Hadronakzeptanz wurde bei der Mittelwertbildung berücksichtigt.

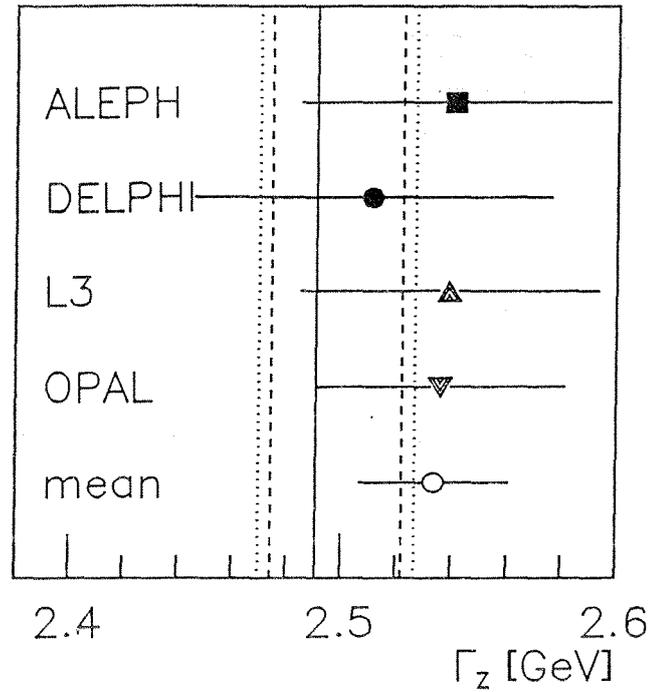


Abbildung 38: Z-Breite der LEP-Experimente

Lepton	$R = \frac{\sigma_{had}}{\sigma_l}$
e	$19.6 \pm 1.2 \pm 0.7$
μ	$20.2 \pm 1.4 \pm 0.7$
τ	$21.2 \pm 1.7 \pm 1.3$
Mittel	$20.1 \pm 0.8 \pm 0.5$

Tabelle 12: Verhältnis der hadronischen und leptonischen Wirkungsquerschnitte

Wenn man den Photon-Austausch und die $\gamma - Z$ -Interferenz vernachlässigt, ist $R = \frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$. Um jedoch diese Effekte zu berücksichtigen, wurde mit ZSHAPE an jedem Energiepunkt der Korrekturfaktor berechnet und eine mittlere Korrektur gebildet, indem die einzelnen Faktoren mit der Anzahl der hadronischen Ereignisse gewichtet wurden. Die Korrektur schwankt zwischen 8% bei $\sqrt{s} = M_Z - 3\text{GeV}$ und 1.2% bei $\sqrt{s} \simeq M_Z$ und beträgt im Mittel 1.4%. Damit ergibt sich

$$\frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l} = (20.4 \pm 0.8 \pm 0.5)\%$$

Um alle Fehlerkorrelationen korrekt zu berücksichtigen, wurden Γ_l und Γ_{had} nicht direkt aus $\Gamma_l \Gamma_{had}$ und $\frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$ berechnet, sondern die hadronischen Wirkungsquerschnitte zusammen mit dem Verhältnis gefittet. Alle systematischen Fehler wurden dabei als

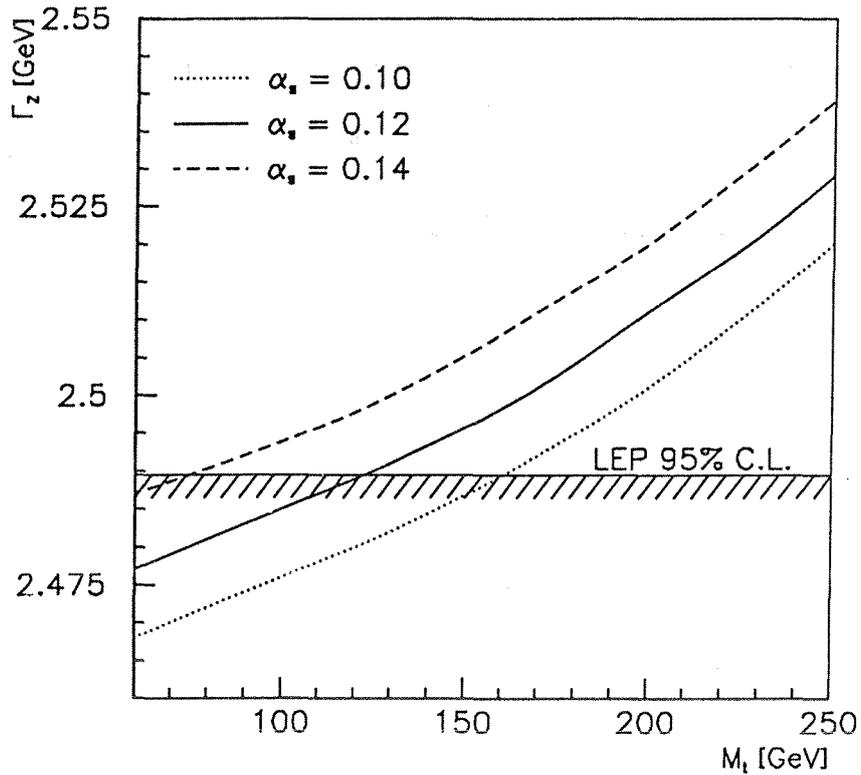


Abbildung 39: Z-Breite in Abhängigkeit von der Top-Masse

Nichtdiagonalelemente in der Kovarianzmatrix berücksichtigt. Man erhält für die Partialbreiten

$$\Gamma_{had} = 1741 \pm 61 MeV, \quad \Gamma_l = 85.1 \pm 2.9 MeV.$$

Die Summe aller Partialbreiten für unsichtbare Z-Zerfälle ergibt sich als

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_l = 515 \pm 54 MeV.$$

Abb. 40 zeigt Γ_l gegen Γ_{had} für die vier LEP Experimente und die Vorhersage des Standardmodells. Der Punkt entspricht wieder $\alpha_s = 0.12$, $m_t = 130 GeV$ und $m_H = 100 GeV$, die durchgezogene Linie der Variation der Top- und Higgs-Masse und die gepunktete Fläche der zusätzlichen Variation von α_s in den angegebenen Grenzen. Für DELPHI sind die 1σ und 2σ Konturen gezeigt. Man erkennt, daß die Korrelation zwischen den beiden Größen klein ist.

DELPHI, ALEPH und L3 stimmen gut mit der Vorhersage überein, während OPAL etwa zwei Standardabweichungen davon entfernt liegt. Experimentell ist diese Abweichung auf niedrige leptonische Querschnitte zurückzuführen.

Nimmt man das Verhältnis $\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}$ aus dem Standardmodell, so kann man aus Γ_{inv} wieder

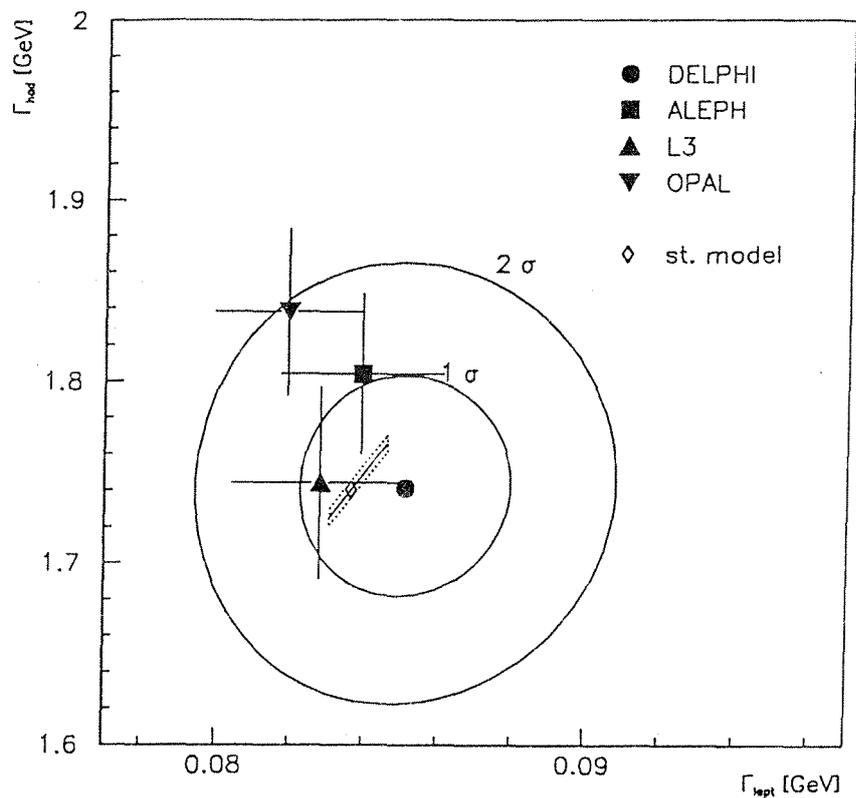


Abbildung 40: Partielle leptonische und hadronische Breiten der LEP Experimente

die Anzahl der Neutrino-Generationen bestimmen. Man erhält

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}^{(meas)}}{\Gamma_l^{(meas)} \left(\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}\right)^{(theo)}} = 3.05 \pm 0.28.$$

Diese Methode ist nicht mehr sensitiv auf Unsicherheiten in α_s . Auch ist das Verhältnis $\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}$ fast unabhängig von der Wahl der Modellparameter. Die experimentellen Fehler dieser Methode sind zur Zeit noch größer als bei der Bestimmung von N_ν aus den hadronischen Wirkungsquerschnitten alleine. Jedoch ist der Einfluß der Luminositätsmessung hier kleiner, so daß sie mit der wesentlich höheren Statistik, die für 1990 erwartet wird, auch experimentell die günstigere sein dürfte.

6. Zusammenfassung

1989 wurden mit dem DELPHI Detektor bei LEP Ereignisse mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 573nb^{-1}$ bei 10 verschiedenen Schwerpunktsenergien um die Z-Masse herum genommen. Zur Messung der Z-Resonanzkurve wurden ca. 11000 hadronische Ereignisse selektiert. Die Effizienz dieser Selektion betrug $(93.5 \pm 1)\%$, die Genauigkeit der Luminositätsmessung wurde mit 2.4% abgeschätzt.

Aus diesen Daten wurden die Z-Masse und Breite, der Born-Wirkungsquerschnitt auf dem Pol sowie die Anzahl der leichten Neutrino-Generationen bestimmt. Die Messungen ergaben:

$$\begin{aligned}M_Z &= 91.170 \pm 0.030(\text{exp}) \pm 0.030(\text{LEP}) \text{ GeV}, \\ \Gamma_Z &= 2.511 \pm 0.065 \text{ GeV}, \\ \sigma_0 &= 41.6 \pm 1.3 \text{ nb}, \\ N_\nu &= 2.97 \pm 0.26.\end{aligned}$$

Zusammen mit der Messung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte für Hadronen und geladene Leptonen ließen sich aus diesen Daten auch die hadronischen und leptonischen Partialbreiten, sowie die Summe der Partialbreiten für unsichtbare Z-Zerfälle bestimmen. Man erhielt:

$$\begin{aligned}\Gamma_{had} &= 1741 \pm 61 \text{ MeV}, \\ \Gamma_l &= 85.1 \pm 2.9 \text{ MeV}, \\ \Gamma_{inv} &= 515 \pm 54 \text{ MeV}.\end{aligned}$$

Die Ergebnisse stimmen gut mit denen anderer LEP-Experimente überein und werden vollständig durch das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Dabei deutet die Z-Breite, wenn man über alle Experimente mittelt, eher auf ein schweres Top-Quark hin.

Für die Messung 1990 erwartet man eine mindestens zehnfach höhere Statistik und auch die absolute Kalibrierung der Luminosität sollte sich bei DELPHI durch Einbau der SAT-Spurdetektoren deutlich verbessern lassen. Damit müßten Strahlungskorrektureffekte des Top-Quarks in der totalen Breite definitiv nachweisbar sein. Eine Verbesserung in der Messung der Z-Masse ist jedoch nur dann möglich, wenn bei LEP Strahlpolarisation nachweisbar ist und die Schwerpunktsenergie mit Hilfe der Resonanzdepolarisation kalibriert werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- [2] für eine Zusammenfassung s. z.B. H. Schröder *Spectroscopy and Decays of Heavy Quarks*: Proceedings of the XXIV international conference on high energy physics (1989) 73-97 Springer Verlag
- [3] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579
- [4] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [5] S. Salam in *Elementary Particle Theory* Stockholm (1968) 367
- [6] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138
- [7] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398
- [8] UA2 Collaboration, M. Banner et al., Phys. Lett. 129B (1983) 130
- [9] G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 63 (1989) 724
- [10] O. Nachtmann *Phänomene und Konzepte der Elementarteilchenphysik* Vieweg Verlag
- [11] W. de Boer *Results on R from PEP, PETRA, TRISTAN and SLC* DESY 89-111
- [12] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., CERN-EP/90-16
- [13] M. Consoli, W. Hollik: *Electroweak radiative corrections for Z physics* Z Physics at LEP Vol. 1 7-54 CERN 89-08
- [14] G. Altarelli: *Precision tests of the electroweak theory at the Z⁰* Physics at LEP Vol. 1 3-34 CERN 86-02
- [15] D. Treille: *Experiments with polarization on the Z⁰* Polarization at LEP Vol. 1 265-303 CERN 88-06
- [16] J. Drees et al.: *Forward-backward asymmetries* Polarization at LEP Vol. 1 317-343 CERN 88-06
- [17] G. Burgers, F. Jegerlehner: *Δr , or the relation between the electroweak couplings and the vector boson masses* Z Physics at LEP Vol. 1 55-88 CERN 89-08
- [18] H. Burkhardt et al.: *Uncertainties in the hadronic contribution to the QED vacuum polarization* Polarization at LEP Vol. 1 145-157 CERN 88-06

- [19] M. Cvetič, B.W.Lynn, Phys. Rev. D35 (1987) 51 A. Blondel et al., Nucl. Phys. B304 (1988) 438
- [20] R. Kleiss in *Monte Carlos for electroweak physics Z Physics at LEP Vol. 3* 1-142 CERN 89-08
- [21] S.Jadach, Z. Was in *Monte Carlos for electroweak physics Z Physics at LEP Vol. 3* 1-142 CERN 89-08
- [22] G.Burgers *The shape and size of the Z resonance Polarization at LEP Vol. 1* 121-135 CERN 88-06
- [23] W.F.L.Hollik DESY 88-188
- [24] J.H.Kühn et al.: *Heavy flavours at LEP MPI-PAE/PTh 49/89*
- [25] A.Borrelli et al., CERN-TH 5441/89
- [26] F.A.Berends et al., CERN-TH 4722/87
- [27] A. Böhm, W. Hoogland (ed.) *ECFA Workshop on LEP 200* CERN 87-08
- [28] G. Alexander et al.: *Polarization at LEP*, CERN 88-06
- [29] DELPHI Collaboration : *Technical proposal*, DELPHI 83-66/1
- [30] Gang Zhang *Diplomarbeit Uni-Wuppertal WU D 87-6*
- [31] Michael Vollmer *Diplomarbeit Uni-Wuppertal WUB 89-12*
- [32] Ingo Herbst *Diplomarbeit Uni-Wuppertal WUB 86-15*
- [33] Jörg Werner *Diplomarbeit Uni-Wuppertal WUB 89-3*
- [34] Peter Lorenz *Promotion Uni-Wuppertal WUB-89-2*
- [35] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., Phys. Lett. B231 (1989) 519
- [36] DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., Phys. Lett. B231 (1989) 539
- [37] L3 Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. B231 (1989) 509
- [38] OPAL Collaboration, M. Akrawy et al., Phys. Lett. B231 (1989) 530
- [39] Yu. Belokopitov et al. : *Detector Description Application Package*, DELPHI 88-87 PROG 121
- [40] DELPHI Collaboration : *DELPHI data analysis program (DELANA) users guide*, DELPHI 89-44 PROG 137

- [41] D. Bertrand, L. Pape : *TANAGRA track analysis and graphics package*, DELPHI 87-95 PROG 98
- [42] P. Abreu et al.: *Event viewing software, installation procedure and user manual*, DELPHI 89-6 PROG 126
- [43] DELPHI Collaboration : *DELPHI event generation and detector simulation*, Reference manual DELPHI 87-97 PROG 100, User guide DELPHI 87-96 PROG 99
- [44] F.A. Berends, R.P.Kleiss, S.Jadach : *Comp. Phys. Comm.* 29, 185 (1983)
- [45] T. Sjöstrand : LU TP 85-10 LU TP 86-22
- [46] DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., *Phys. Lett.* 240B (1990) 271
- [47] M. Dam, L.Bugge *On the Luminosity Determination for DELPHI* DELPHI 87-81 PHYS 21
- [48] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., *Phys. Lett.* 241B (1990) 435
- [49] Particle Data Group, M.Aguilar-Benitez et al., *Phys. Lett* B204 (1988)
- [50] F.A.Berends, P.H.Daverfeld, R.Kleiss: *Comp. Phys. Com.* 40 (1985) 285-307
- [51] Daniel Bloch, private Kommunikation
- [52] LEP Maschinen Gruppe, private Kommunikation
- [53] G.Burgers *The shape and size of the Z resonance Polarization at LEP Vol. 1* 121-135 CERN 88-06
- [54] F.Berends *Z line shape Z Physics at LEP Vol. 1* 89-128 CERN 89-08
- [55] ALEPH Collaboration, D. Decamp et al., *Phys. Lett.* B236 (1990) 399
- [56] L3 Collaboration, B. Adeva et al., *Phys. Lett.* 237B (1990) 136, *Phys. Lett.* 238B (1990) 122
- [57] OPAL Collaboration, M. Akrawy et al., *Phys. Lett.* 240B (1990) 497
- [58] Mark II Collaboration, G.S.Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 2173
- [59] J.Ellis, G.L.Fogli CERN-TH 5511/89
- [60] R.Barbieri *Supersymmetry searches Z Physics at LEP Vol. 2* 119-143 CERN 89-08
- [61] DELPHI Collaboration, P. Aarnio et al., *Phys. Lett.* 241B (1990) 425
- [62] M.Greco, *Riv. Nuovo Cimento*, No.5 (1988)

Verzeichnis der Tabellen

1	Totale Breite und Partialbreiten des Z für verschiedene Top- und Higgs-Massen	14
2	Systematische Fehler der Luminositätsmessung	34
3	Korrekturfaktoren für ausgefallene Detektoren im Trigger	42
4	Korrekturfaktoren für nicht kompletten Detektor	53
5	Ereignisanzahlen und Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Analysen	53
6	Systematische Fehler in der Selektion hadronischer Ereignisse	54
7	Hadronische Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Schwerpunktsenergien	54
8	Ergebnisse der Fits für die verschiedenen Analysen	57
9	Unsicherheiten durch die einzelnen Korrekturfaktoren	58
10	Fit der Wirkungsquerschnitte mit der Borrelli- und der Burgers-Formel	59
11	Gefittetes N_p für verschiedene Standardmodell-Parameter	62
12	Verhältnis der hadronischen und leptonischen Wirkungsquerschnitte	65

Verzeichnis der Abbildungen

1	Feynman-Graphen der starken Wechselwirkung	3
2	Teilchenmultipletts im Standardmodell	4
3	Feynman-Graphen für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow f \bar{f}$	5
4	Wirkungsquerschnitt und Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$	7
5	Feynman-Graphen für die Vakuumpolarisation	9
6	Δr als Funktion der Top-Masse	10
7	Zusätzliche Vertex Korrekturen bei b-Quarks	11
8	Photonische Strahlungskorrekturen	11
9	A_{FB} und A_{FB}^{pol} für Müonen und d-Quarks als Funktion des Akolinearitäts-Schnitts	12
10	Z-Resonanzkurve in Born'scher Näherung sowie in erster und zweiter Ordnung korrigiert	15
11	Der DELPHI Detektor	17
12	Das DELPHI Datennahme System	21
13	Das erste von DELPHI gemessene Z^0 -Ereignis	22
14	Z^0 -Linienform aus der ersten Meßperiode	23
15	Flußdiagramm der DELPHI-Datenanalyse	24
16	Hadronisches Ereignis, dargestellt mit der DELPHI Detektor Graphik	26
17	Bhabha Ereignis im Vorwärtsbereich, dargestellt mit der DELPHI Detektor Graphik	27
18	Feynman-Graphen für die Bhabha-Streuung	31

19	Der DELPHI SAT	32
20	Normierte Energiedeposition in den beiden SAT Armen	33
21	Energiedeposition im ersten SAT Ring gegen die nachgewiesene Energie für die kleine (a) und große (c) Maske sowie für die Simulation der kleinen Maske (b). d): Projektion von Region II aus a) und c) . .	35
22	Multiplizität pro Hemisphäre und Summe der Transversalimpulsquadrate für Daten und Simulation	37
23	Impulsverteilung (a) und Winkelverteilung (b) selektierter Spuren aus selektierten Ereignissen für Daten und Simulation	38
24	Impaktparameter-Verteilung in xy (a) und z (b) für alle Spuren sowie für selektierte Spuren aus selektierten Ereignissen.	38
25	Trigger-Effizienz für einige Subtrigger in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Sphärizitätsachse	41
26	Totale Trigger-Effizienz in Abhängigkeit vom Polarwinkel der Sphärizitätsachse	42
27	Schnittgrößen für $\tau\tau$ -Ereignisse	44
28	z-Koordinate der Primärvertizes	45
29	Feynman-Graphen der Zwei-Photon-Wechselwirkungen	46
30	Zwei-Photon-Wirkungsquerschnitt im Vergleich zum Z-Wirkungsquerschnitt	46
31	Polarwinkel der Sphärizitätsachse für in das Intervall $\cos\theta < 0.65$ hineingeschmierte (a) und aus dem Intervall herausgeschmierte (b) Ereignisse	48
32	Polarwinkelverteilung der Sphärizitätsachse für Daten und Simulation	49
33	Geladene Multiplizität (a) und invariante Masse der geladenen Teilchen für Daten und Simulation	50
34	Hadronische Wirkungsquerschnitte zusammen mit dem Ergebnis des Fits	56

35	Messung der Z-Masse bei MARK2 und LEP	60
36	Anzahl der Neutrino-Generationen der LEP-Experimente	62
37	Korrelation zwischen Z-Breite und Peak-Wirkungsquerschnitt	64
38	Z-Breite der LEP-Experimente	65
39	Z-Breite in Abhängigkeit von der Top-Masse	66
40	Partielle leptonische und hadronische Breiten der LEP Experimente	67

Danksagung

Ein Experiment in der Größe und Komplexität von DELPHI ist nur durch die Mithilfe vieler möglich. Ich möchte mich deshalb bei allen Kollaborationsmitgliedern bedanken, die durch ihren unermüdlichen Einsatz es möglich gemacht haben, binnen so kurzer Zeit physikalisch verwertbare Daten zu erhalten.

Bedanken möchte ich mich auch bei der Wuppertaler Gruppe für das angenehme Arbeitsklima und für ihre stetige Hilfsbereitschaft. Dabei möchte ich besonders Klaus Hamacher herausheben, der sich ständig für die Interessen der Wuppertaler am CERN einsetzte.

Mein Dank gilt auch dem DELPHI Physics Team 4 für die gute Zusammenarbeit bei der Analyse der Daten. Insbesondere den beiden Leitern des Teams, Helmut Wahlen und Marc Winter, danke ich für die Diskussionsbereitschaft und die vielen Anregungen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Meinen Mitdoktoranden Bernd Korzen und Hilmar Peschel danke ich für die vielen nützlichen Gespräche schon seit meiner Diplomarbeit.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Prof. Drees. Er ermöglichte mir nicht nur einen längeren Forschungsaufenthalt am CERN, sondern verfolgte meine Studien auch mit stetem Interesse und gab mir die nötige Hilfestellung mich in einer so großen Kollaboration wie DELPHI zurechtzufinden.