Ludwig–Maximilians–Universität München

Sektion Physik

Untersuchung Multihadronischer Ereignisse mit Photonabstrahlung im Anfangszustand

Diplomarbeit

von

Patricia Méndez Lorenzo

Oktober 1997

Erstgutachter: Prof. Dr. D. Schaile.
Zweitgutachter: Prof. Dr. Kiesling.

A mis padres

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In den Jahren 1989 bis 1995 wurde der e^+e^-–Speicherring LEP am internationalen Forschungszentrum für Elementarsteilchenphysik CERN bei Genf mit einer Schwerpunktsenergie im Bereich von der Masse des Z^0 (91.2 GeV) (LEP1) betrieben.

In diesem Speicherring werden die Elektronen und Positronen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Bei Kollisionen können Elektron und Positron annihilieren und neue Teilchen erzeugen. Besonderes Interesse bei LEP gilt der Erzeugung des Z^0 Bosons, welches bei der experimentellen Überprüfung der vereinheitlichten Theorie von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung eine Schlüsselrolle übernimmt.

Diese Arbeit befaßt sich mit Daten des OPAL Detektors (Omni Purpose Apparatus for LEP), einem der vier Experimente am LEP–Speicherring. Eines der Hauptziele von LEP1 besteht in der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für hadronische Prozesse im Bereich der Z^0 Resonanz: die sogenannte *Linienform* (siehe Abbildung 1.1). Aus der Lage und Breite dieser Resonanz kann man die Masse, die ein fundamentaler freier Parameter der Theorie ist, die totale und die partielle Zerfallbreiten dieses Bosons mit hoher Genauigkeit ermitteln. Das Verhältnis zwischen Breite und Höhe dieser Kurve hängt von der Rate des Z^0 Zerfalls in Neutrinos ab. Dies erlaubt eine Bestimmung der Anzahl den Neutrinoarten, woraus man auf die Zahl der Teilchengenerationen schließen kann.

Ein anderes wichtiges Gebiet ist die Untersuchung der starken Wechselwirkung. Obwohl der dominierende Prozess in der e^+e^- Paar–Vernichtung zu Hadronen die Jet–Produktion *'back–to–back'* ist, ergibt sich vor der Fragmentation, unter gewissen Umstände, die Abstrahlung eines Gluons durch das Quark bzw. durch das Antiquark. Das führt wiederum zur Produktion von drei Jets. Die Messung der Rate solcher Prozesse ermöglicht es, die Kopplungkonstante der starken Wechselwirkung zu bestimmen. Dabei ist die Analyse der Energieabhängigkeit dieser Konstante besonders wichtig.

Ziel der vorliegenden Arbeit war die Selektion hadronischer Ereignisse mit Photonabstrahlung im Anfangszustand, also Ereignisse mit einer effektiven Schwerpunktsenergie unterhalb von $80\,GeV$. Daraus läßt sich einmal der Wirkungsquerschnitt bei Schwerpunktsenergien im Bereich von $40-80\,GeV$ bestimmen, ein Energiebereich der besonders interessant für Tests der Photon–Z^0 Interferenz ist. Zum anderen, erlaubt diese Ereignisklasse QCD–Untersuchungen in einem erweiterten Energiebereich.

Nach Beschreibung der theoretischen Grundlagen and des Experiments wird zunächst eine erste Selektion vorgestellt, die auf einer früheren Studie [1] beruht. Der zentrale Teil der Arbeit (Kapitel 5) diskutiert dann verschiedene Ansätze zur Optimierung dieser Selektion. Im letzten Kapitel wird die Bestimmung des hadronischen Wirkungsquerschnitts bei Energien zwischen 40 und 80 GeV beschrieben.

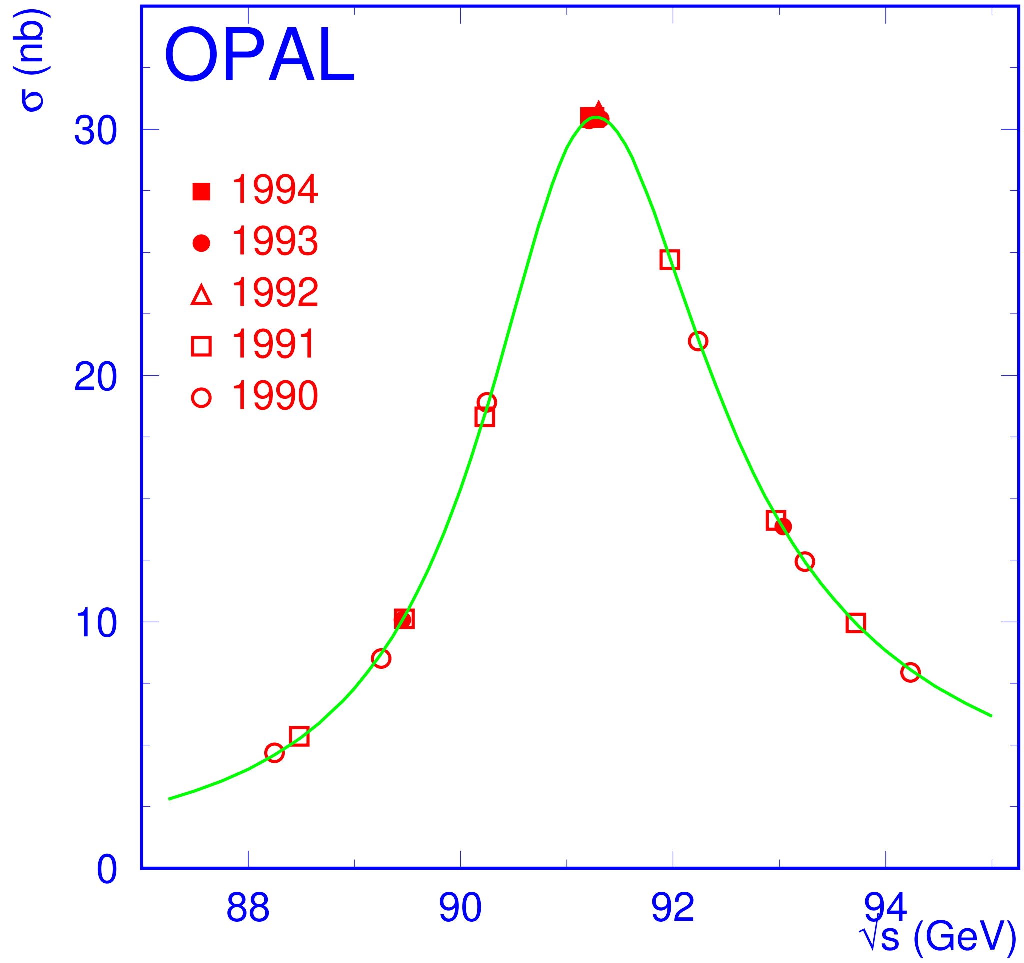


Abbildung 1.1: Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Z^0-Resonanz

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit der Untersuchung der kleinsten Bestandteile der Materie und deren Wechselwirkungen. Um kleinste Strukturen aufzulösen benötigt man Teilchenstrahlen hoher Energie und effiziente, vielseitige Detektoren.

Vor 50 Jahren waren folgende Teilchen bekannt: das Proton, das Neutron, das Elektron, das Neutrino und das Photon als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung. Um die Kernkräfte zwischen Protonen und Neutronen zu verstehen, und die Entdeckung neuer und instabiler Teilchen in kosmischen Strahlungen zu untersuchen, wurden große Beschleuniger gebaut und damit hunderte neuer instabiler Zustände von Teilchen, sogenannte Hadronen, beobachtet. Der erste Versuch, dieses scheinbare ‚Chaos' der Teilchen in Ordnung zu bringen, brachte folgende Klassifizierung hervor:

1. Die Materie besteht aus elementaren Fermionen mit Spin -1/2 ; *den Quarks*, mit Ladung $+2/3e$ und $-1/3e$, und *den Leptonen*, mit ganzzahligen Ladungen.

2. Fermionen können untereinander mittels des Austauschs von Bosonen mit ganzzahligem Spin wechselwirken. Diese Teilchen sind die Träger bzw. die Feldquanten von den vier verschiedenen elementalen Wechselwirkungen:

   - Gravitation: Sie ist die schwächste Kraft
   - Schwache Wechselwirkung: Sie vermittelt Prozesse wie etwa den β–Zerfall im Kern.
   - Elektromagnetische Wechselwirkung: Sie hat eine unendliche Reichweite und ist verantwortlich für gebundene Zustände in Atomen und Molekülen.
   - Starke Wechselwirkung: Sie ist verantwortlich für die Existenz von Bindungskräften im Kern.

Man nimmt heute an, daß diese Wechselwirkungen verschiedene Aspekte einer und derselben Wechselwirkung sind; d.h es muß eine Theorie geben, die sie vereinheitlicht. Wir konzentrieren uns hier auf schwache– und elektromagnetische Wechselwirkungen, da das Standardmodell, wie wir später sehen werden, sich mit der Vereinheitlichung dieser beiden Wechselwirkungen beschäftigt.

Die Reichweite jeder Wechselwirkung hängt von der Masse ihres Austauschbosons ab. Hier finden wir den Hauptunterschied zwischen der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung. Während das Photon (Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung) ein masseloses Teilchen ist, haben die Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung große Massen, daher besitzt diese Wechselwirkung eine kurze Reicheweite. Dieser Unterschied in der Reichweite verschwindet bei hohen Energien, und beide Wechselwirkungen können dann als verschiedene Aspekte der gleichen Theorie betrachtet werden.

Im Rahmen des Standardmodells bekommen die Austauschbosonen eine Masse durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung. Die Theorie hierzu ist umfangreich und mathematisch wohl verstanden. Es gibt keine experimentelle Beobachtung, die mit den sehr präzisen Vorhersagen der Theorie im Widerspruch steht. Aber es gibt auch noch keinen direkten experimentellen Beweis für den Mechanismus, der für die Teilchenmassen verantwortlich ist. Der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung ist ein Konzept, dessen Anwendungsbereich möglicherweise weit über die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung hinausreicht und auch bei der Enstehung des Weltalls eine wichtige Rolle spielt. Die Untersuchung der elektroschwachen Wechselwirkung mit den heutigen Beschleunigern und denen der nahen Zukunft gibt uns erstmals eine Chance hierüber experimentell etwas zu erfahren.

Im folgenden wollen wir die Grundzüge des Standardmodells kurz darstellen.

2.1 Das Standardmodell

Die QED ist eine Eichtheorie, die die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch eines masselosen Bosons, dem Photon, erklärt.

Um die schwache Wechselwirkung zu verstehen, versucht man ein analoges Modell zu finden, das solche Wechselwirkung durch den Austausch von Spin 1 Vektorbosonen, den sogenannten W–Bosonen, erklärt. Ein solches Boson hat folgende Eigenschaften:

1. Es muß, wegen der kurzen Reicheweite dieser Wechselwirkung, eine große Masse haben.

2. Es muß ein geladenes Teilchen sein, da es beide β–Zerfälle, β^- und β^+, bewirken soll.

Es zeigt sich jedoch, daß allein die Einführung geladener Vektorbosonen nicht zu einer konsistenten Beschreibung der schwachen Wechselwirkung, vergleichbar mit der QED, führt. Eine konsistente Theorie erhält man erst durch die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkungen und die Einführung eines weiteren skalaren Feldes, das Eichbosonen Masse verleihen kann, ohne die Vorhersagekraft der Theorie durch unkontrollierbare Divergenzen bei der Berechnung von Observablen zu zerstören.

Eine wichtige Konsequenz der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung ist die Existenz des Z^0, ein neutrales und massives Vektorboson. Die Existenz eines solchen Bosons wurde 1973 am CERN in Neutrinoreaktionen ohne Ladungveränderung nachgewiesen. Detaillierte Diskussionen des Standardmodells sind in vielen Lehrbüchern zu finden z.B [2] und [3]

Die 1960 von *Glashow, Salam* und *Weinberg* formulierte Theorie basiert auf einer Symmetriegruppe SU(2)⊗U(1). Die Gruppen SU(2) und U(1) beziehen sich auf Transformationen innerer Quantenzahlen von Teilchen: SU(2) beschreibt Transformationen des schwachen Isospins I, U(1) Transformationen der Hyperladung Y. Eine solche Wahl wird durch folgende experimentelle Tatsachen untermauert:

1. Die Teilchen, die mittels der Strahlung der schwachen Feldquanten wechselwirken, können in schwachen Isospinmultipletten zusammengefaßt werden. Die linkshändigen Fermionen bilden Doubletts zum Isospin $I = 1/2$.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

   Die rechtshändigen Leptonen und Quarks koppeln nicht an geladene W–Bosonen und bilden daher Singletts mit $I = 0$

$$e_R^-,\ \mu_R^-,\ \tau_R^-,\ u_R,\ d_R,\ s_R,\ c_R,\ b_R,\ t_R$$

2. Die schwache Hyperladung wird definiert als:

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y \tag{2.1}$$

3. Aus beiden Wechselwirkungen erhält man vier Bosonen:

$$\mathrm{W}^+,\ \mathrm{W}^-,\ \mathrm{Z}^0,\ \gamma$$

   Die vektorialen Bosonen bilden ein massenloses Triplet $W_\mu^{(1)}$, $W_\mu^{(2)}$, $W_\mu^{(3)}$ (für SU(2)) und ein anderes masseloses Singlet B_μ(für U(1)).

Als Resultat einer spontanen Symmetriebrechung erhält man drei massive Bosonen, W_μ^+, W_μ^-, Z_μ^0 und das masselose Photon, A_μ. Diese vier Bosonen sind Kombinationen aus W_μ und B_μ:

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \tag{2.2}$$

$$Z_\mu = \cos\theta_\mu W_\mu^3 - \sin\theta_\mu B_\mu \tag{2.3}$$

$$A_\mu = \sin\theta_\mu W_\mu^3 + \cos\theta_\mu B_\mu \tag{2.4}$$

2.2 $\mathbf{Z}^0$ Linienform

In dieser Arbeit beschäftigen wir uns mit dem Prozess $e^+e^- \to f\overline{f}$. Die Feynman–Diagramme niedrigster Ordnung für diesen Prozeß ($f\overline{f} \neq e^+e^-$) sind in Abbildung 2.1 gezeigt:

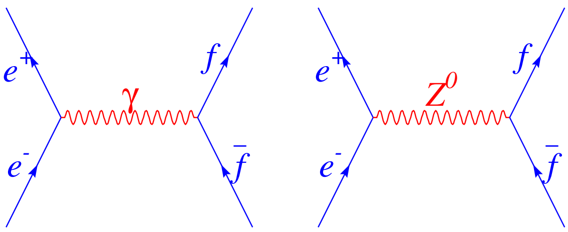


Abbildung 2.1: Feynman–Diagramme niedrigster Ordnung für die Reaktion $e^+e^- \to f\overline{f}$

Auf diese Weise hat der Wirkungsquerschnitt drei Terme: Austausch des Photons, Austausch des Z^0–Bosons und einen Interferenzterm. (Information über Z^0–Linienform ist in [5] und [6] zu finden)

$$\sigma_{ew}^{ff}(s) = \sigma_\gamma + \sigma_{Z^0} + \sigma_{\gamma-Z^0}$$

wobei jeder Term jeweils folgende Form hat:

$$\sigma_\gamma = \frac{4\pi}{3}\frac{\alpha^2 N_c^f}{s} Q_e^2 Q_f^2 \tag{2.5}$$

$$\sigma_{\gamma-Z^0} = \frac{2\sqrt{2}}{3}\frac{\alpha G_f M_Z^2 N_c^f}{s} Q_e Q_f g_V^e g_V^f Re(\chi(s)) \tag{2.6}$$

$$\sigma_{Z^0} = \frac{G_f^2 M_Z^4 N_c^f}{6\pi s}\left((g_V^e)^2 + (g_A^e)^2\right)\left((g_V^f)^2 + (g_A^f)^2\right)|\chi(s)|^2 \tag{2.7}$$

Der QCD–Farbfaktor, N_f^c, ist 1 für Leptonen und 3 für Quarks, α ist die elektromagnetische Kopplungskonstante und G_f die Fermikonstante. $|\chi(s)|$ ist der Propagatorterm:

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} \tag{2.8}$$

Γ_Z ist hier die totale Zerfallsbreite des Z^0.

Die Vektor– und Axial– Kopplungkonstanten sind:

$$g_V^f = \sqrt{\varrho}(I_{3L}^f + I_{3R}^f - 2\sin^2\theta_W Q_f) \tag{2.9}$$

$$g_A^f = \sqrt{\varrho}(I_{3L}^f + I_{3R}^f) \tag{2.10}$$

$I_{3L,R}^f$ sind die dritten Komponenten des schwachen Isospins der linkshändigen und rechtshändigen Fermionen und Q_f ist ihre elektromagnetische Ladung. Der ϱ–Parameter beschreibt das Verhältnis neutraler und geladener Ströme. In Standardmodell gilt $I_{3R}^f = 0$ und im sogenannten minimalen Standardmodell mit einem komplexen skalaren Higgs–Dublett gilt $\varrho = 1$ auf Born–Niveau. θ_W ist der elektroschwache Mischungswinkel, der sich über die Relation:

$$\sin^2\theta_W \cos^2\theta_W = \frac{\pi\alpha}{G_f\sqrt{2}}\frac{1}{M_Z^2} \tag{2.11}$$

berechnen läßt.

Obige Formeln gelten in niedrigster Ordnung Störungstheorie (der sogennanten Bornschen Näherung). In dieser Näherung kann man alle Observablen des Prozesses $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ mit drei Parametern berechnen: α, G_f und M_Z. Für Präzisionstests des Standardmodells muß man Diagramme höherer Ordnung berücksichtigen. Auf der Z^0 Resonanz, ist es möglich, die Korrekturen so einzuführen, daß die Struktur der Bornschen Näherung erhalten bleibt. Auf diese Weise erhält man die sogenannte 'Verbesserte Bornsche Näherung' (siehe [6], [4] und [21])

2.2.1 Radiative Korrekturen

Eine Übersicht des Prozesses $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ und seine Korrekturen findet sich in [6], [7] und [8]. Die hohe Statistik und die guten Untergrundverhältnisse bei LEP ermöglichen eine Überprüfung des Standardmodells nicht nur in Borncher Näherung, sondern auch unter Einbeziehung von Strahlungkorrekturen höherer Ordnung. Diese Korrekturen werden in drei Gruppen eingeteilt (siehe Abbildung 2.2):

1. Nichtphotonische Korrekturen
2. QCD–Korrekturen
3. Photonische Korrekturen

Nichtphotonische Korrekturen: Diese Korrekturgruppe enthält die elektroschwachen Korrektur. [1] Sie erfordern eine Modifikation der Bornschen Beschreibung für Streuprozesse:

1. Die elektromagnetische Kopplunskonstante, α, ist nicht mehr eine Konstante, sondern energieabhängig:
$$\alpha(0) \simeq \frac{1}{137} \longrightarrow \alpha(M_Z^2) \simeq \frac{1}{128}$$

2. Eine s–Abhängigkeit der totalen Breite vom Z^0 :
$$\Gamma_Z(s) = \frac{s}{M_Z^2}\Gamma_Z(s = M_Z^2)$$

3. Eine Modifikation der Vektor– und Axialvektor Kopplungen:
$$g_V^f = \sqrt{\varrho}(I_f^3 - 2Q_f \sin^2\theta_W) \longrightarrow \overline{g}_V^f = \sqrt{\overline{\varrho}}(I_f^3 - 2Q_f \sin^2\overline{\theta_W})$$
$$g_A^f = \sqrt{\varrho} I_f^3 \longrightarrow \overline{g}_A^f = \sqrt{\overline{\varrho}} I_f^3$$
Für $\overline{\varrho}$ und $\sin^2\overline{\theta_W}$ gilt:
$$\overline{\varrho} = \frac{1}{1 - \Delta\varrho}$$
$$\Delta\varrho = \frac{3G_f M_{top}^2}{8\pi^2\sqrt{2}} + \frac{-11 G_f M_Z^2 \sin^2\theta_W}{24\pi^2\sqrt{2}} ln \frac{M_{Higgs}^2}{\cos^2\theta_W M_Z^2} + \cdots$$
$$\sin^2\overline{\theta_W} cos^2\overline{\theta_W} = \frac{\pi\alpha(M_Z^2)}{\sqrt{2} G_f M_Z^2}\frac{1}{1 + \Delta\varrho}$$

QCD–Korrekturen: Diese Korrekturen modifizieren den $q\overline{q}$ Endzustand, d.h. die Z^0–partielle Breite für $q\overline{q}$–Zerfälle.

Die QCD Korrekturen für $\Gamma_{q\overline{q}}$ läßt sich folgenderweise ausdrücken:
$$\Gamma_{q\overline{q}} \longrightarrow \Gamma_{q\overline{q}}(1 + \delta_{QCD})$$
Die QCD–Korrektur δ_{QCD} wurde für masselose Quarks in dritter Ordnung der Kopplungskonstante berechnet:
$$\delta_{QCD} = \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} + 1.409\Big(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{s}\Big)^2 - 12.805\Big(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{s}\Big)^3 + \cdots$$
Hierbei ist α_s die starke Kopplungskonstante. Korrekturen für Quarkmassen sind von O(0.1%) und werden berücksichtigt. (siehe [4])

[1] Eine Trennung der elektroschwachen Korrenturen in photonische und nichtphotonische Korrekturen ist streng nur für $O(\alpha)$ möglich.

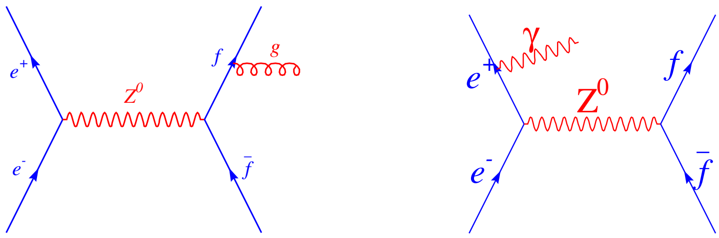


Abbildung 2.2: Feynman Diagramm zur QCD und QED Korrekture 1. Ordnung

Photonische Korrekturen Diese Korrekturen umfassen alle Diagramme mit reellen oder virtuellen Photonen zusätzlich zum Borndiagramm. Da wir uns mit hadronischen Prozessen mit Photonabstrahlung im Anfangszustand beschäftigen wollen, wollen wir uns auf solche Korrekturen konzentrieren.

QED–Korrekturen zur Linienform liefern Beiträge durch Abstrahlung im Anfangs– oder Endzustand und die entsprechenden Interferenzterme. Wenn man keine Schnitte auf die Fermionen im Endzustand macht, wird die photonische Korrektur zum Endzustand wie folgt ausgedrückt:

$$\delta_{QED} = \frac{3\alpha}{4\pi} Q_f^2$$

Diese Korrektur beträgt $< 0.17\%$.

Der Beitrag aus dem Interferenzterm, ist sehr klein auf der Z^0 Resonanz, muß in Hinblick auf die Genauigkeit der Messungen jedoch berücksichtigt werden. (Siehe die Information über ZFITTER in [9])

Der wichtigste Beitrag ist die Photonabstrahlung im Anfangszustand, denn dieser Beitrag modifiziert die Schwerpunktsenergie, was einen substantiellen Effekt für den Wirkungsquerschnitt bei Energien in der Nähe der Resonanz mit sich bringt. Um diese Korrektur zu berücksichtigen, faltet man den elektroschwachen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ew}(s)$ ohne photonische Korrekturen mit einer Strahlungfunktion $G(s', s)$, welche die Abstrahlungwahrscheinlichkeit eines Photons beschreibt:

$$\sigma(s) = \int_{smin}^{smax} ds' \sigma_{ew}(s') G(s', s)$$

$\sigma_{ew}(s')$: ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt. Er enthält die nicht photonische und QCD Korrekturen.

G(s’,s): ist eine Abstrahlungfunktion. Sie enthält die photonischen Korrekturen, die im Rahmen der QED berechnet werden.

Die Photonabstrahlung ist eine große Korrektur. Sie bewirkt eine Reduktion des Maximuns der Z^0 Kurve um ca. 25% und eine Verschiebung um ≈130 MeV.

In dieser Arbeit soll der reduzierten Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Dazu werden wir verschiedene Schwerpunktsenergiebereiche $\sqrt{s'}$ betrachten, die durch die Grenzen s_{min} und s_{max} definiert sind.

Kapitel 3

Der OPAL Detektor

Wir stellen hier eine kurze Beschreibung der Elemente und Aufgaben des Opal–Detektors dar. Eine ausführliche Beschreibung ist in [10] zu finden.

Der OPAL–Detektor registriert die Daten aus e^+e^-–Kollisionen am Speicherring LEP.

Dieser Detektor ist so konzipiert, daß man alle Arten von $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ Reaktionen effizient rekonstruieren und identifizieren kann.

Zur Zeit forschen etwa 300 Personen aus 34 Instituten im OPAL–Experiment. Sie arbeiten sowohl in der Auswertung der Daten als auch für den Betrieb und Wartung des Detektors.

Die entscheidenden Elemente des OPAL–Detektors, mit denen wir in dieser Untersuchung arbeiten werden, sind der Zentraldetektor und das Bleiglaskalorimeter, sowie die aus dem Vorwärtsdetektor erhaltene Information, die eine Erweiterung des Winkelbereichs für Ereignisse in Richtung der Strahlungsachse bewirkt.

3.1 Der Aufbau des OPAL Detektors

Im Zentrum des zylinderförmigen OPAL–Detektors befindet sich die Wechselwirkungszone. Wir beschreiben den Detektor von innen nach außen:

3.1.1 Zentraldetektor (CD)

Das Hauptziel des Zentraldetektors ist die Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen.

Er befindet sich in einem Aluminiumdrucktank, in dem ein Druck von 4 bar erreicht wird. Dieser Tank ist von einer zylindrischen Magnetfeld Spule umgeben. Der Tank hat eine Länge von 6.3m und ein Durchmesser von 4.36m.

Innerhalb des Zentraldetektors erhält man so ein homogenes magnetisches Feld von 0.435T in der Strahlrichtung.

Die Komponenten des Zentraldetektors sind:

1. *Silizium Microvertex Detektor:* Dieser Detektorteil wurde erst 1992 in den OPAL–Detektor integriert. Sein Ziel ist die Ergänzung der konventionellen Vertexkammer durch präzise Messungen der Vertexposition. Damit erreicht man eine gute Auflösung der Zerfallslänge langlebiger Teilchen. Seine Winkelakzeptanz ist $|\cos\theta| < 0.75$.[1]

2. *Vertexkammer:* Diese Kammer befindet sich zwischen dem Microvertex Detektor und der zentralen Jetkammer. Es handelt sich um eine zylindrische Driftkammer mit hoher Präzision. Sie hat eine Länge von 100cm und einen Radius von 23.5cm.

3. *Jetkammer:* Sie nimmt das größte Volumen des Zentraldetektors ein. Sie ist in 24 identischen Sektoren unterteilt, wobei jeder Sektor eine Ebene mit 159 Zähldrähten parallel zur Strahlachse hat. Sie hat einen äußeren Durchmesser von 3.7m und einen inneren von 0.5m. Die Maximallänge der Drähte beträgt 4m.

   Mit dieser Kammer können die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden und so aus der Krümmung der Spuren im Magnetfeld ihr Impuls bestimmt werden. Außerdem ermöglicht sie Teilchenidentifikation durch Messung des spezifischen Energieverlusts $\frac{dE}{dx}$.

4. *Z–Kammer:* Diese Kammer liefert präzise Messungen der z–Koordinate geladener Teilchen, beim Verlassen der Jet–Kammer. Auf diese Weise wird die Auflösung der invarianten Masse verbessert. Sie deckt 94% des Azimutalwinkels ab und ihre polare Winkelakzeptanz ist $|\cos\theta| < 0.72$.

3.1.2 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Die Funktion des elektromagnetischen Kalorimeters ist die Messung der Energie und die Identifizierung von Photonen, Elektronen und Positronen.

Dieses Kalorimeter besteht aus einem zylindrischen Teil, dem sogenannten *Barrel* und zwei *Endkappenkalorimetern.* Diese Elemente überdecken zusammen einen Raumwinkel von 98%.

Der Barrelbereich enthält 9440 Bleiglasblöcke, (24.6 Strahlungslängen dick), jeder Block ist in Richtung des Wechselwirkungspunkts plaziert. Die zwei Endkappenkalorimeter bestehen jeweils aus 1132 Bleisglasblöcken (22 Strahlunglängen dick) und liegen parallel zur Strahlrichtung.

[1] Der θ–Winkel ist als der Polar–Winkel definiert

Außerdem umfaßt der Kalorimeterbereich ein Flugzeitzählersystem (TOF) und einen Presamplerdetektor. Das Flugzeitzählersystem ermöglicht sowohl die Identifizierung der Ereignisse aus den kosmischen Strahlen als auch die Bestimmung der Masse von geladenen Teilchen. Der Presamplerdetektor erfaßt das Ausmaß der Schauer, die vor den Bleiglasblöcken beginnen.

3.1.3 Äußere Detektoren

Das nächste Element ist das hadronische Kalorimeter. Es mißt die Energie der Hadronen, die nicht im elektromagnetische Kalorimeter absorbiert werden und es hilft bei der Identifikation der Muonen.

Es besteht aus einem *Zentralteil* und zwei *Endkappen*, ähnlich wie das elektromagnetische Kalorimeter.

Zusätzlich gibt es das *Poletip hadronisches Kalorimeter.* Dieses Element ergänzt dem Barrel und Endkappen Teil und erweitert die Winkelakzeptanz bis zu einem Bereich von $0.9 < |\cos\theta| < 0.99$.

3.1.4 Der Muon–Detektor

Die Muonen verlieren ihre Energie nur durch Ionisation. Wenn sie genügend Energie haben, durchqueren sie das hadronische Kalorimeter und erreichen das Muonsystem, während alle anderen Teilchen im hadronischen Kalorimeter absorbiert werden. Der Detektor besteht aus einem zylindrischen Bereich, *Barrel Muon Detektor*, mit 110 Driftkammern ($|\cos\theta| < 0.68$) und *zwei Endkappen* aus vier Lagen Streamer–Rohren. Diese liegen senkrecht zur Strahlachse.

3.1.5 Der Trigger

Die Aufgabe eines Triggers–Systems besteht darin, alle erwünschten Ereignisse zu detektieren und die Untergrundereignisse zu eliminieren. Selektiert werden nur die Ereignisse, die die Triggerbedingungen erfüllen. Dabei muß man besonders darauf achten, daß die Bedingungen des Triggersystems so gewählt werden, daß auch neue, unerwartere Ereignistypen mit hoher Effizienz akzeptiert werden. Der Trigger benutzt schnelle Signale von verschiedenen Detektorkomponenten und kombiniert eine Vielzahl von Bedingungen, die zusammen alle denkbaren physikalische Prozesse abdecken.

3.2 Die Bestimmung der Luminosität

Man definiert die Luminosität durch folgende Gleichung:

$$\frac{dn}{dt} = \sigma \cdot L$$

$$n = \sigma \int L dt$$

Dabei ist $\frac{dn}{dt}$ die Ereignisrate für einen Prozeß mit dem Wirkungsquerschnitt σ. (Siehe mehr Information über die Luminosität in [22] und [11].) Die Bestimmung der Luminosität beruht auf der Messung der *Kleinwinkel–Bhabhastreuung.* In diesem kinematischen Bereich kann man den Wirkunsquerschnitt im Rahmen der QED mit einer Genauigkeit größer als 1% berechnen. Die typischen Werte für die Luminosität liegen in der Größenordnung 10^{30}–$10^{31}(\mathrm{cm}^2 sec)^{-1}$. Das System der Luminositätmessung besteht aus dem sogenannten Vorwärtdetektor und, seit 1993, aus einem Silizium–Wolfram Kalorimeter.

1. *Vorwärtsdetektoren:* Diese Detektoren messen die Luminosität mittels der Detektion der Bhabha–Ereignisse bei kleinen Winkeln durch koinzidenten Nachweis von Elektron und Positron. Dieses System besteht aus einen Sandwich–Bleikalorimeter von 24 Strahlunslängen Dicke. Es überdeckt einen Winkelbereich von $58 \leq \theta \leq 120 mrad$. In diesem Winkelbereich beträgt der Bhabha–Wirkungsquerschnitt 24nb.

2. *Silizium–Wolfram Kalorimeter:* Das System wurde 1991 als eine Verbesserung für OPAL vorgeschlagen. Ein Modell wurde 1992 gebaut und getestet. Instalierung und Inbetriebnahme erfolgten 1993.

   Die Kalorimeter wurden mit dem Ziel gebaut, eine gute Energie– und Ortsauflösung zu erhalten. Eine genaue Ortsauflösung ist entscheidend für die präzise Bestimmung der Akzeptanz im Kalorimeter. Die Energieauflösung, ermöglich die Trennung der wahren Bhabha Ereignisse von Untergrund, und ist wichtig für die Behandlung von Bhabha Ereignissen mit Photonen im Anfangszustand.

   Die beiden Kalorimeter sind radial und longitudinal geteilt, um diese gute Energie– und Orhauflösung zu bekommen.

3.3 Monte Carlo Simulation

Ein wichtiges Hilfsmittel ist die Simulation der Prozesse mittels sogenannter Monte Carlo Ereignisse. Dabei werden in einem ersten Schritt die Ereignisse gemäß ihrer erwarteten kinematischen Verteilung mittels Zufallszahlen erzeugt und im weiteren die Wechselwirkung der generierten Teilchen im Detektor simuliert. Indem wir die gleichen Schnitte für die simulierten Prozesse und die Daten definieren, werden die Akzeptanz und der Untergrund bestimmt.

Das GEANT–Paket [12] beschreibt allgemein die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem Detektor–Material und das GOPAL–Programm [15] die einzelnen Komponenten des Detektors (siehe [23]). Für die Generierung von MonteCarlo Ereignissen $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ benutzt man die Programme JETSET [13] und HERWIG [14].

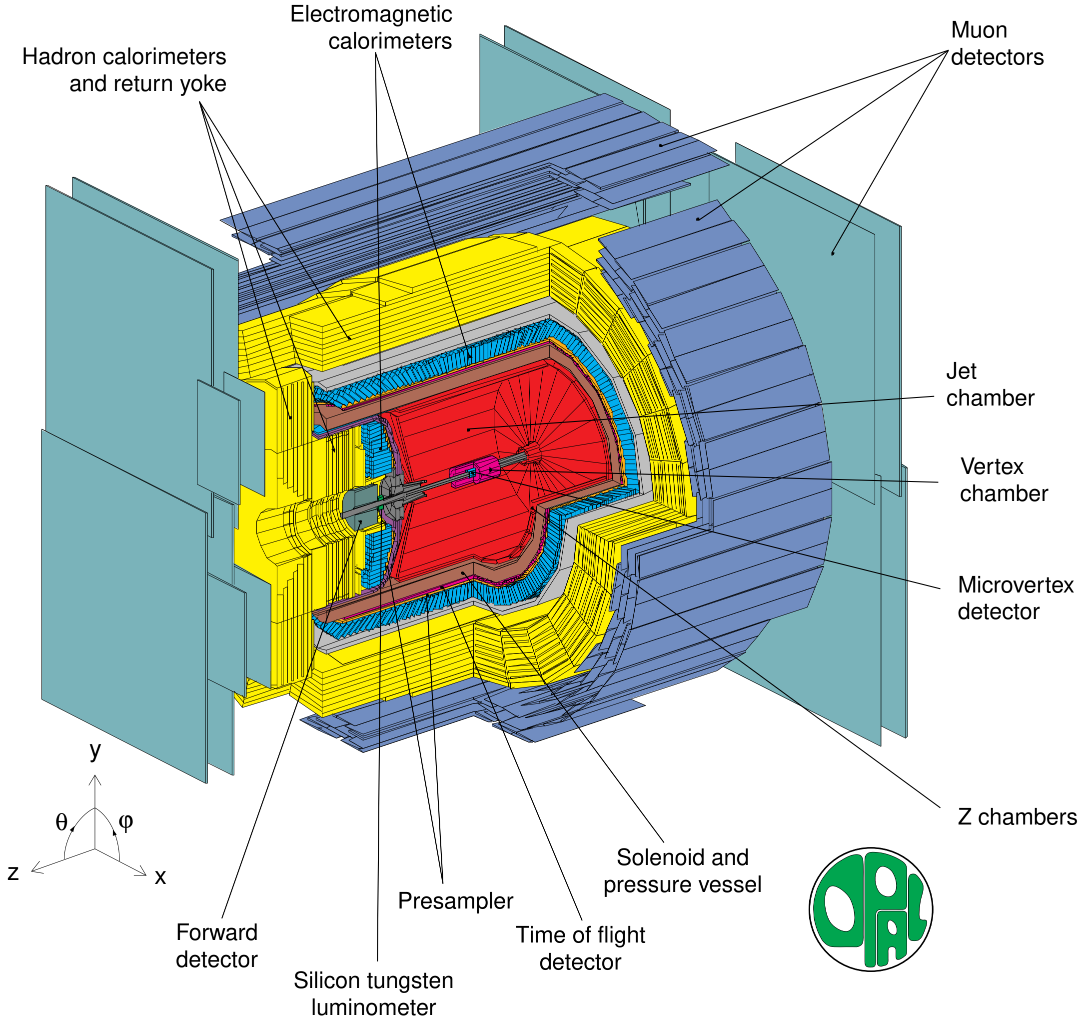


Abbildung 3.1: Gesamtansicht des OPAL-Detektors

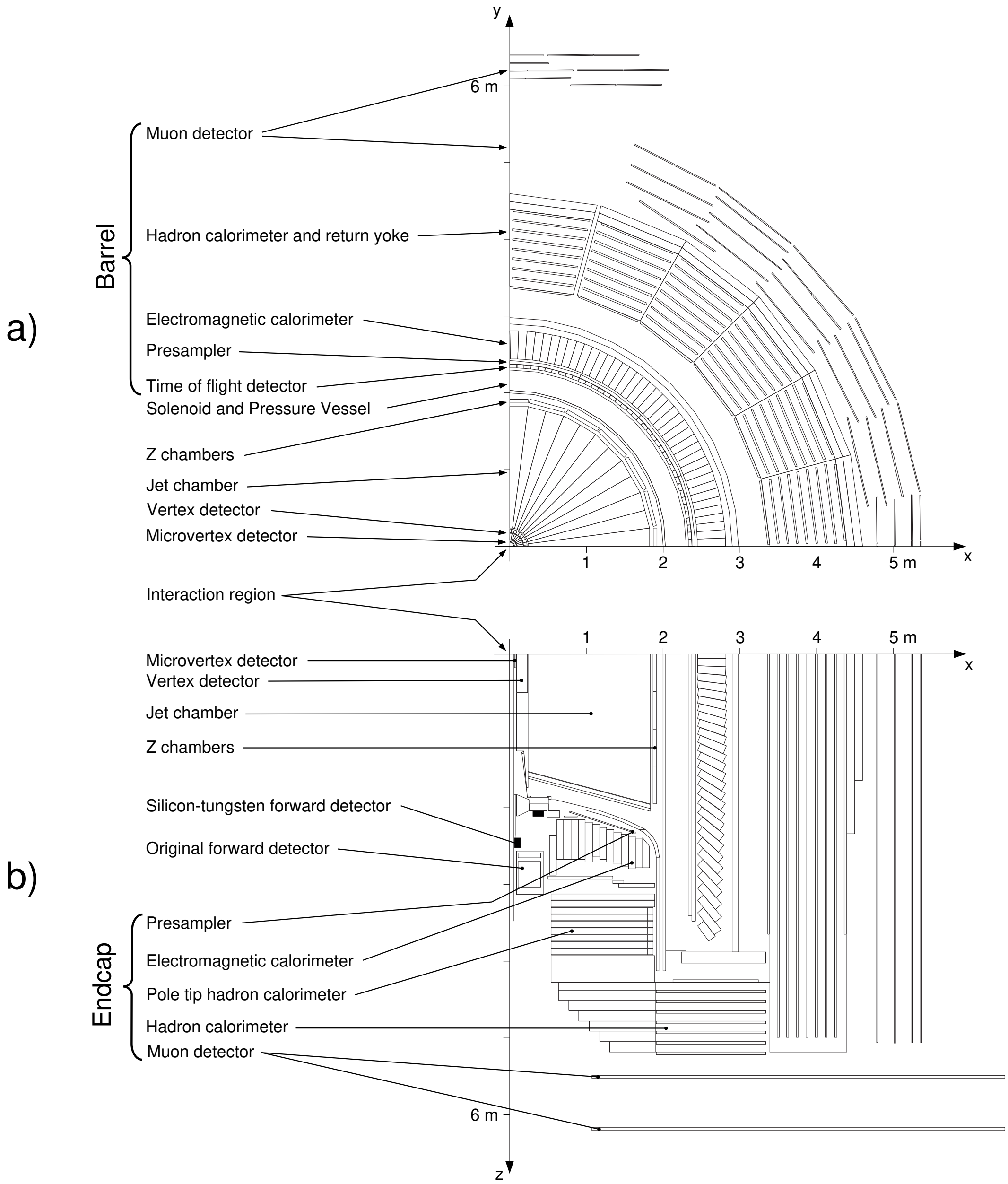


Abbildung 3.2: Querschnitte des OPAL-Detektors

Kapitel 4

Erste Ereignisanalyse

4.1 Einleitung

Abbildung 4.9 zeigt ein Beispiel der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ im OPAL–Detektor. Das entstanden Z^0–Boson zerfällt in ein Quark–Antiquark–Paar. Aus dem $\mathrm{q\overline{q}}$–Paar enstehen zwei kegelförmige Teilchenjets aus Hadronen. Dieser Prozeß wird *Fragmentation* genannt (siehe [16]). Ein hadronischer Prozeß charakterisiert sich somit durch eine höhere Teilchenmultiplizität im Vergleich z.B. zu einem leptonischen Prozeß und durch eine höhe Anzahl geladener Spuren, die im Zentraldetektor nachgewiesen werden. Ereignisse mit harter Photonabstrahlung wie in Abbildung 4.10 sind extrem selten bei Schwerpunktsenergien im Bereich der Z^0–Resonanz. Der Anteil von Ereignissen mit $E_\gamma > 10GeV$ ist nur etwa 10^{-3}.

Das macht die Hauptschwierigkeit offensichtlich: die sehr seltenen radiative Ereignisse von dem großen Untergrund nicht radiativer Ereignisse zu trennen. Insbesondere Ereignisse mit harter Gluonabstrahlung im Endzustand sind kritisch (siehe Abbildung 4.2). Wenn dabei eines der Partonen der Reaktion (d.h Quark oder Gluon) in Richtung des Strahlrohres emittiert wird, so ein mehr oder weniger großer Teil des zugehörigen Jets nicht im Detektor registriert, während die beiden anderen, im Detektor sichtbaren, Jets eine sehr ähnliche Topologie wie Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand zeigen. In Abbildung 4.11 wird ein typisches Ereignis mit drei Jets im OPAL–Detektor gezeigt.

4.2 Bestimmung der reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$

Die reduzierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$ ist definiert als die invariante Masse des Fermion–Antifermion Systems. Für die experimentelle Bestimmung von $\sqrt{s'}$ existieren verschiedene Methoden. Bei der sogenannten *Winkel–Methode* berechnet man die Energie des Photons aus den Winkeln θ_1 und θ_2, welche die beiden Jets mit der Strahlachse bilden, vgl. Abbildung 4.1.

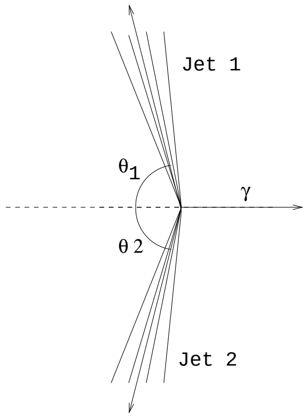


Abbildung 4.1: Kinematische Darstellung für $e^+e^- \to f\overline{f}$ Ereignisse

Die Photon–Energie ergibt sich zu:

$$E_\gamma = \sqrt{s}\frac{|\sin(\theta_1+\theta_2)|}{|\sin(\theta_1+\theta_2)| + \sin\theta_1 + \sin\theta_2}$$

Aus der Kenntnis von E_γ erhält man $\sqrt{s'_{rec}}$:

$$\sqrt{s'_{rec}} = \sqrt{s}(1 - 2\frac{E_\gamma}{\sqrt{s}})$$

Eine andere Methode, die in unserer Analyse angewendet wird, bestimmt $\sqrt{s'}$ durch einen *kinematischen Fit*. (Eine theoretische Übersicht über kinematische Fits findet sich in z.B [18] und [19]). Als Zwangsbedingungen dienen Impuls– und Energierhaltung:

$$2E_{beam} = E_{Jet1} + E_{Jet2} + E_\gamma,$$

$$\vec{p}_{Jet1} + \vec{p}_{Jet2} + \vec{p}_\gamma = 0$$

Hierbei wird der Impuls des Photons auf die z–Richtung festgelegt.

Dabei werden die gemessenen Impulse und Energien unter Berücksichtigung ihrer Fehler an die Zwangsbedingungen angepasst. Die Ergebnisse des kinematischen Fits für die Photon–Energie E_γ ermöglicht die Berechnung der reduzierten Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'}$. Vorteile dieser Methode sind:

- Die Information der Jetenergien wird benutzt.
- Das χ^2 des Fits wird später als Selektionschnitt verwendet.

4.3 Selektion

Im folgenden wird zunächst kurz die allgemeine Selektion der multihadronischen Ereignisse erläutert und danach die eigentliche Selektion radiativer Ereignisse beschrieben.

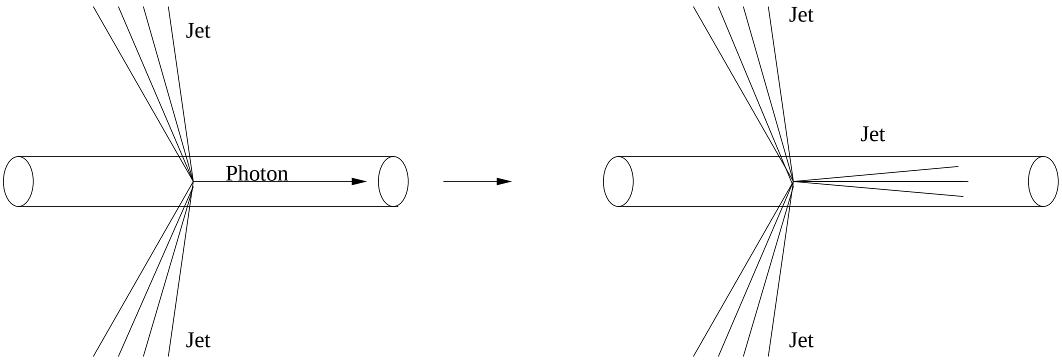


Abbildung 4.2: Vergleich zwischen photonischen– und QCD–Ereignisse. Bei letzteren erhält man einen dritten Jet entlang der Strahlachse, der größtenteils nicht im Detektor sichtbar ist.

4.3.1 Hadronische Selektion

Die Selektion von hadronischen Zerfällen des Z^0–Bosons im OPAL Detektor beruht auf der Information, die aus dem Zentraldetektor, dem elektromagnetischen Kalorimeter und dem Vorwärtsdetektor stammt.

Diese Selektion führt Schnitte auf die totale Multiplizität (für Spuren im Zentraldetektor und Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter und dem Vorwärtsdetektor), die sichtbare Energie (von ECAL und FD) und die Summe der invarianten Masse (von CJ, ECAL und FD) in den Vorwärts– und Rückwärtshemisphären durch. (siehe [5], [20] und [22] für eine Übersicht der Selektion). Die Selektion wird wie folgt definiert:

- Folgende Bedingungen werden an die Spuren im Zentraldetektor gestellt:
  - Man verlangt, daß die Spuren eine Treffer–Dichte (d.h das Verhältnis zwischen der Anzahl der Hits in der Jetkammer und der maximalen Anzahl der Hits) höher als 30% haben.
  - Der Abstand vom Wechselwirkungspunkt $|d_0|$ senkrecht zur Richtung der Strahlachse ist kleiner als $2\,cm$.

  - Der Abstand vom Wechselwirkungspunkt $|z_0|$ entlang der Strahlungachse ist kleiner als $100\,cm$.
  - Man fordert, daß die Spuren einen transversalen Impuls, p_T, größer als $150\,MeV/c$ haben.

- Folgenden Schnitte auf die Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter werden durchgeführt.
  - Die Cluster im Barrelgebiet müssen eine Energie von wenigstens $100\,MeV$ besitzen.
  - Die Cluster im Endkappengebiet müssen wenigstens zwei benachbarte Blöcke umfassen, und eine Energie von mindesten $200\,MeV$ haben.

Für die Schnitte werden die folgenden Variablen verwendet:

Die Multiplizität (N_{Total}) ist als die Summe der geladenen Spuren im Zentraldetektor (N_{ctrk}), der Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter (N_{ecal}) und der Segmente im Kalorimeter des Vorwärtsdetektor (N_{fdet}) definiert. Das Ereignis wird senkrecht zur Thrust–Achse [1] in zwei Hemisphären eingeteilt. Man nimmt als Vorwärtshemisphere die Hemisphere mit der größten Energie. In der Selektion, muß die Multiplizität großer als 11 sein:

$$N_{Total} \equiv N_{ctrk} + N_{ecal} + N_{fdet} \geq 11$$

Invariante Masse: die invariante Masse M_{inv}^{hi} wird in jeder Hemisphäre h_i aus den Vierervektoren $\mathbf{P_R}$, die aus Spurimpulsen und Clusterenergien gebildet werden (Teilchenmassen werden hierbei nicht berücksichtigt), separat berechnet.

$$(M_{inv}^{hi})^2 = \sum_{P_R\,in\,hi} P_R^2$$

Für die Summe der invarianten Massen in beiden Hemisphären wird verlangt:

$$M_{inv}^{h1} + M_{inv}^{h2} > 4.5GeV$$

Sichtbare Energie: Die sichtbare Energie wird als die Summe der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und $\frac{1}{3}$ der Energie im Vorwärtsdetektor definiert. Dies muß größer als 10% der Schwerpunktsenergie sein:

$$R_{vis} \equiv (\sum E_{clus} + 1/3 \sum E_{fdet})/\sqrt{s} > 0.1$$

Der Wichtungfaktor $\frac{1}{3}$ für die Vorwärtsdetektorenergie wurde empirisch bestimmt.

[1] Die Thrustachse definiert die Richtung des Ereignisses, dies ist diejenige Achse $\mathbf{n}$, die die folgende Größe maximiert:

$$\frac{\sum_i \mathbf{p_i n}}{\sum_i |\mathbf{p_i}|}$$

Impuls–Ungleichgewicht: Das Impuls–Ungleichgewicht wird als das Verhältnis zwischen der Summe der Impulse in der Strahlungrichtung in den Vorwärts– und elektromagnetischen Kalorimetern und der Summe der Energien in diesen beiden Detektorkomponenten definiert:

$$R_{bal} \equiv |\sum(E_{clus}.\cos\theta) + \sum(E_{fdet}.\cos\theta)|/(\sum E_{clus} + \sum E_{fdet}) < 0.75$$

Mit diesen Schnitten werden multihadronische Ereignisse mit hoher Effizienz (99.5%) bei geringem Untergrund selektiert (0.4%). Im weiteren soll nun die Identifizierung radiativer Ereignisse erläutert werden.

4.3.2 Selektionsschnitte für radiative Ereignisse

Die Schnitte zur Selektion radiativer Ereignisse kann man in zwei Klassen einordnen:

- Eine erste Gruppe von Schnitten, um $\sqrt{s'}$ zuverlässig zu rekonstruieren: (siehe Abbildung 4.3)
  - Der Betrag des Kosinus des Winkels $|\cos\theta_{thrust}|$, den die Thrustachse mit der Strahlrichtung einschließt, muß kleiner als 0.75 sein.
  $$|\cos\theta_{thrust}| < 0.75$$
  - Die Wahrscheinlichkeit des kinematischen Fits muß größer als 0.15 sein:
  $$P_{\chi^2,N} > 0.15$$
  Hierbei bezeichnet den χ^2–Wert des kinematisches Fits, N die Zahl der Freiheitsgrade, in unserem Fall $N = 3$ (6 Messgrößen, 7 Parameter, 4 Zwangsbedingungen).
- Eine zweite Gruppe von Schnitten ist nötig, um den QCD–Untergrund zu minimieren: (siehe Abbildung 4.4)
  - Keine Multiplizität[2] in den Detektoren für $|\cos\theta| > 0.9$ [3]
  $$(N_{CT} + N_{EC})(|\cos\theta| > 0.9) = 0$$
  - Die Summe der invarianten Masse [4] in beiden Hemispheren muß kleiner als 25 GeV sein:
  $$M_{inv}^{h1} + M_{inv}^{h2} < 25\,GeV$$

[2]Siehe die Definition der Multiplizität in der hadronischen Selektion

[3]θ definiert den Winkel zwischen dem Impuls der Teilchen **p** und der Strahlrichtung. Wir definieren $|\cos\theta|$ im Detail im Abschnitt 5.3.

[4]Siehe die Definition der invarienten Masse in der hadronischen Selektion

Beide Schnitte basieren auf demselben Effekt: Ein Gluon oder Quark in Richtung des Strahlrohres wird i.a. in der Fragmentation wenigstens einige Teilchen unter größeren Winkeln erzeugen, so daß Signale im Detektor bei großen $|\cos\theta|$ auftreten und die rekonstruierte Masse der Jets erhöht ist.

Die Verteilungen der für die Selektion benutzten Variablen zeigt Abbildung 4.3 und 4.4 für Daten und Monte Carlo Simulation (JETSET), nachdem jeweils alle Schnitte außer dem gezeigten angewendet wurden.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der generienten Energie gegen die rekonstruierte Energie für Monte Carlo Ereignisse. Ohne Schnitte ist Signal zu Untergrund 1:100, nach den Schnitten etwa 2.2:1. Für die weitere Analyse beschränken wir uns auf den Bereich:

$$40\,GeV < \sqrt{s'_{rec}} < 80\,GeV$$

Weiterhin nehmen wir folgenden Wert für die generierte Schwerpunktsenergie: $\sqrt{s'_{tree}} = 85\,GeV$. Dieser Wert definiert die Grenze zwischen Signal und Untergrund zur Berechnung von Effizienz und Reinheit.

4.4 Resultate

Als Signal definieren wir Ereignisse, für deren generierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'_{tree}}$ kleiner als 85 GeV ist und denen rekonstruierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{s'_{rec}}$ im Bereich $40\,GeV < \sqrt{s'_{rec}} < 80\,GeV$ liegt. Entsprechend bezeichnen wir alle Ereignisse mit $40\,GeV < \sqrt{s'_{rec}} < 80\,GeV$ und $\sqrt{s'_{tree}} > 85\,GeV$ als Untergrund.

Reinheit $\mathcal{P}$ und Effizienz $\mathcal{E}$ sind durch folgende Ausdrücke gegeben: (Siehe [1])

$$\mathcal{P} = \frac{N_{sel,MC}(40<\sqrt{s'_{rec}}<80,\sqrt{s'_{tree}}<85)}{N_{sel,MC}(40<\sqrt{s'_{rec}}<80,\sqrt{s'_{tree}}<85)+N_{sel,MC}(40<\sqrt{s'_{rec}}<80,\sqrt{s'_{tree}}>85)}$$

$$\mathcal{E} = \frac{N_{sel,MC}(40<\sqrt{s'_{rec}}<80,\sqrt{s'_{tree}}<85)}{N_{all,MC}(40<\sqrt{s'_{rec}}<80,\sqrt{s'_{tree}}<85)}$$

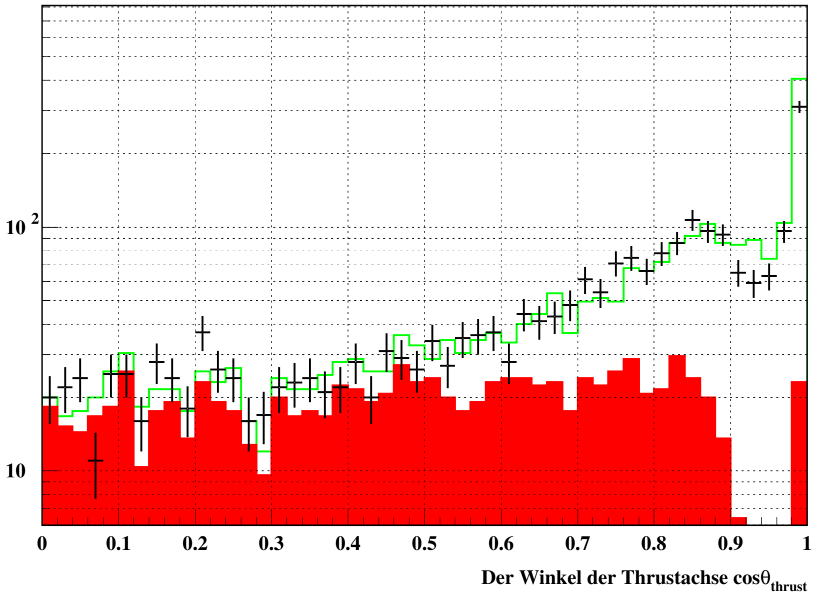
$N_{sel,MC}$ und $N_{all,MC}$ bezeichen dabei die Anzahl der Monte Carlo Ereignisse mit und ohne Selektiosschnitte.

Die Selektion liefert folgende Resultate:

$$\text{Effizienz} \approx 30\%$$

$$\text{Reinheit} \approx 67\%$$

Abbildung 4.6 zeigt die Differenz zwischen rekonstruiertem und generiertem $\sqrt{s'}$, Abbildung 4.7 zeigt die rekonstruierte Schwerpunktenergie und Abbildung 4.8 zeigt die Energie–Abhängigkeit der Effizienz und Reinheit.



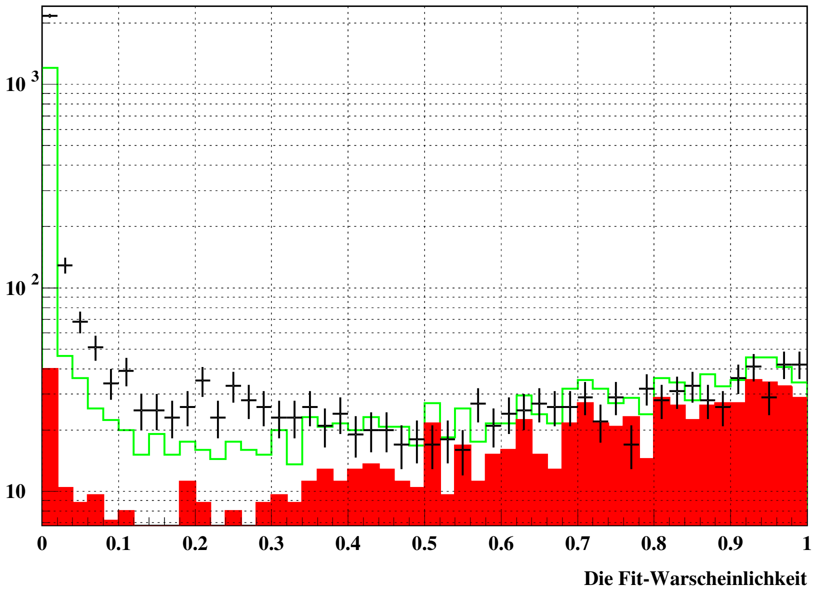
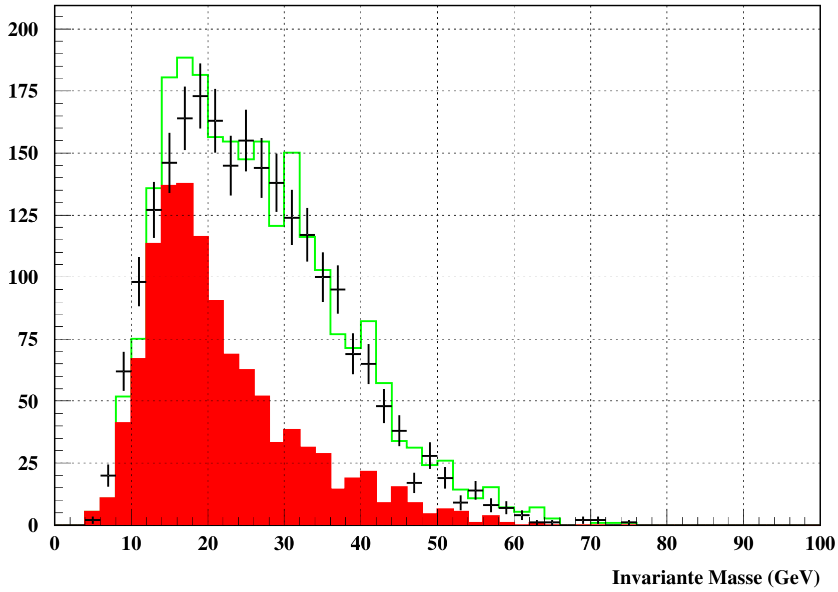


Abbildung 4.3: Die Verteilungen der für die Selektion benutzten Variablen.
Die Histogramme zeigen die Signalverteilungen für die Monte Carlo Simulation(dunkel), die Verteilungen für die Summe von Signal und Untergrund in der Monte Carlo Simulation(helle Linie), die Kreuze stehen für die Daten.
(Oben) Der Winkel der Thrustachse $|\cos\theta_{thrust}|$.
(Unten) Die Fit–Warscheinlichkeit $P_{\chi^2,N}$.
Es wurden jeweils alle Schnitte außer dem gezeigten angewandt.



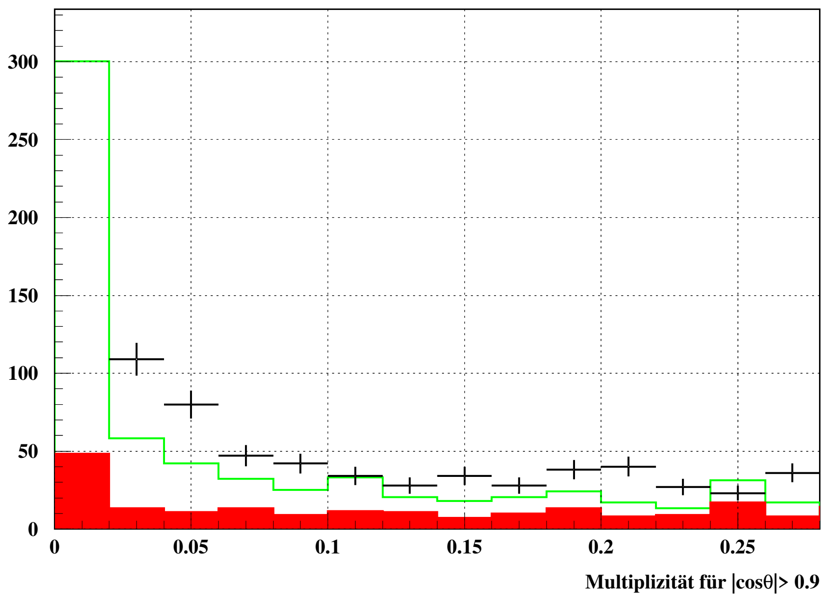
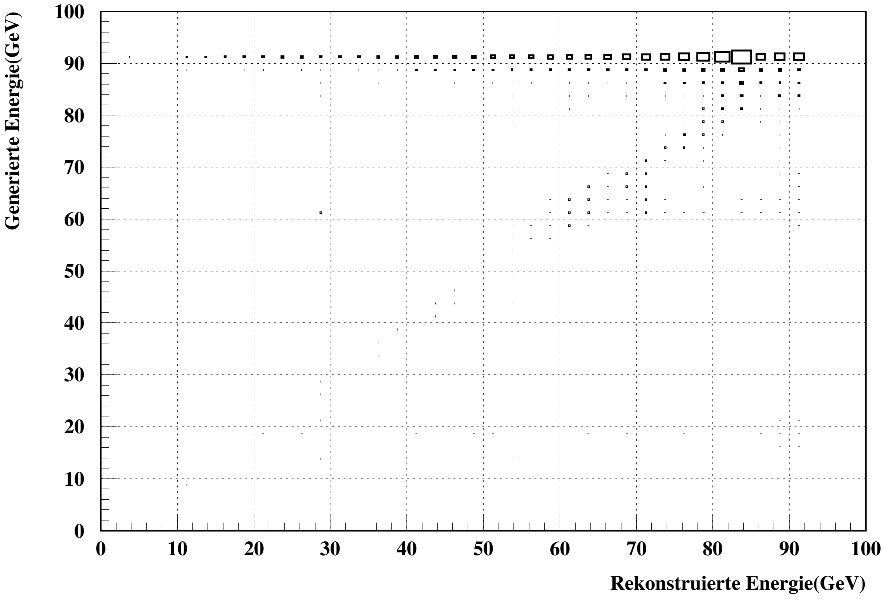


Abbildung 4.4: Ereignis–Schnitte zur Eliminierung des QCD–Untergrunds.
Die Histogramme zeigen die Signalverteilungen für die Monte Carlo Simulation(dunkel), die Verteilungen für die Summe von Signal und Untergrund in der Monte Carlo Simulation(helle Linie), die Kreuze stehen für die Daten.
(Oben) Summe der invarianten Massen.
(Unten) Multiplizität für $|\cos\theta| > 0.9$



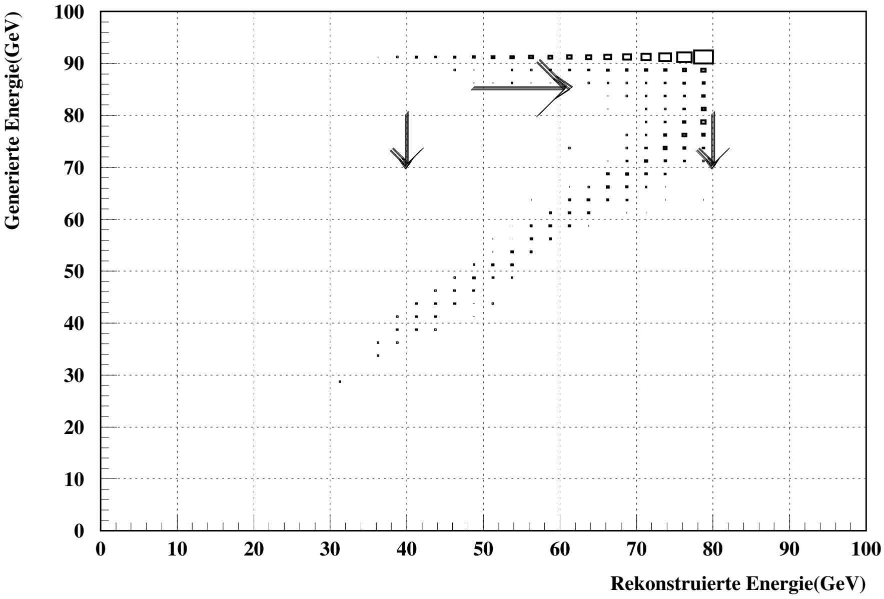


Abbildung 4.5: Die Verteilungen der generierten Schwerpunktsenergie des Fermionen Endzustands $\sqrt{s'_{tree}}$ gegenüber der rekonstruierten Energie $\sqrt{s'_{rec}}$.
(Oben) Die Verteilung vor der Selektion.
(Unten) Die Verteilung nach der Selektion.

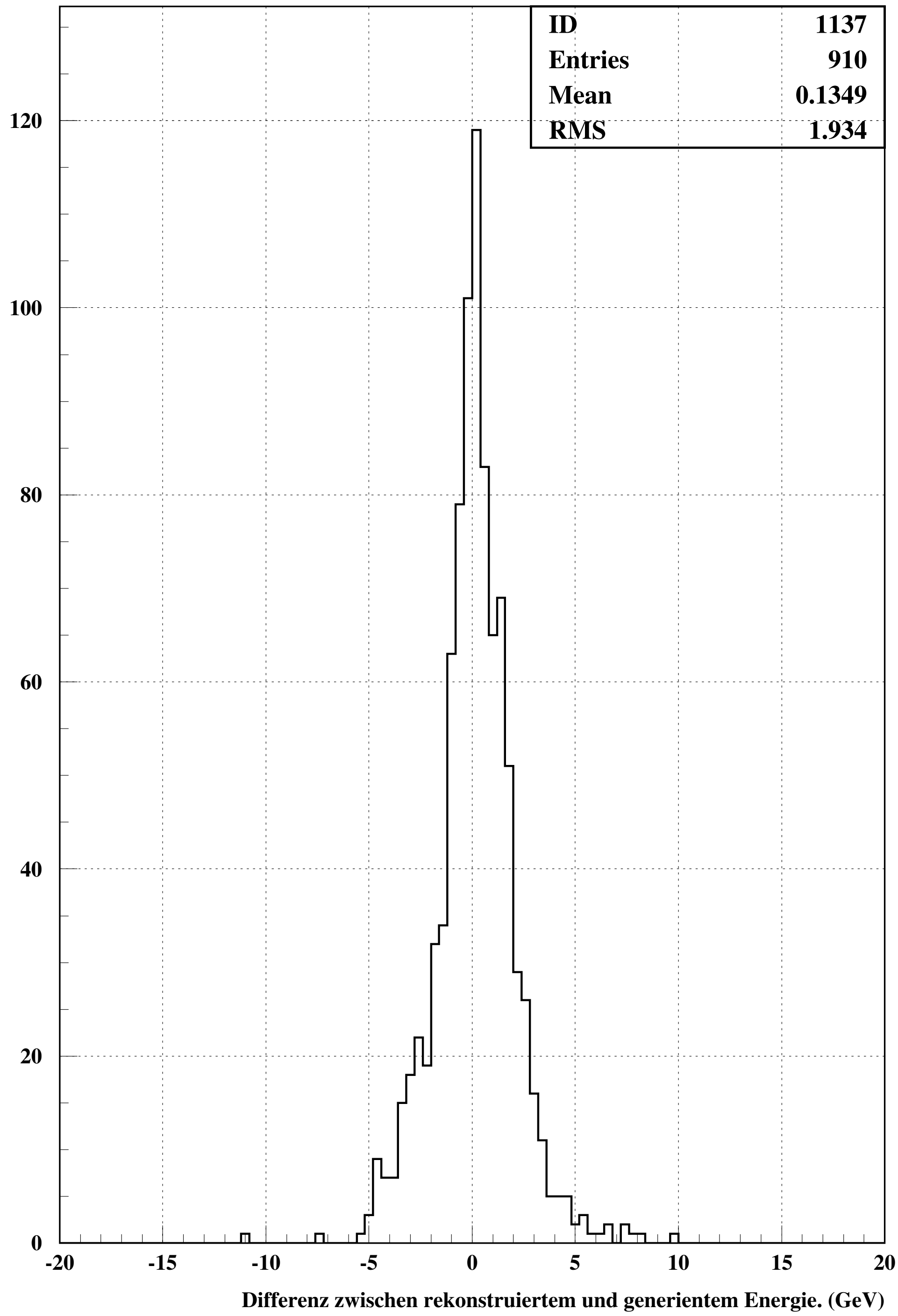


Abbildung 4.6: Differenz zwischen rekonstruierter und generierter $\sqrt{s'}$

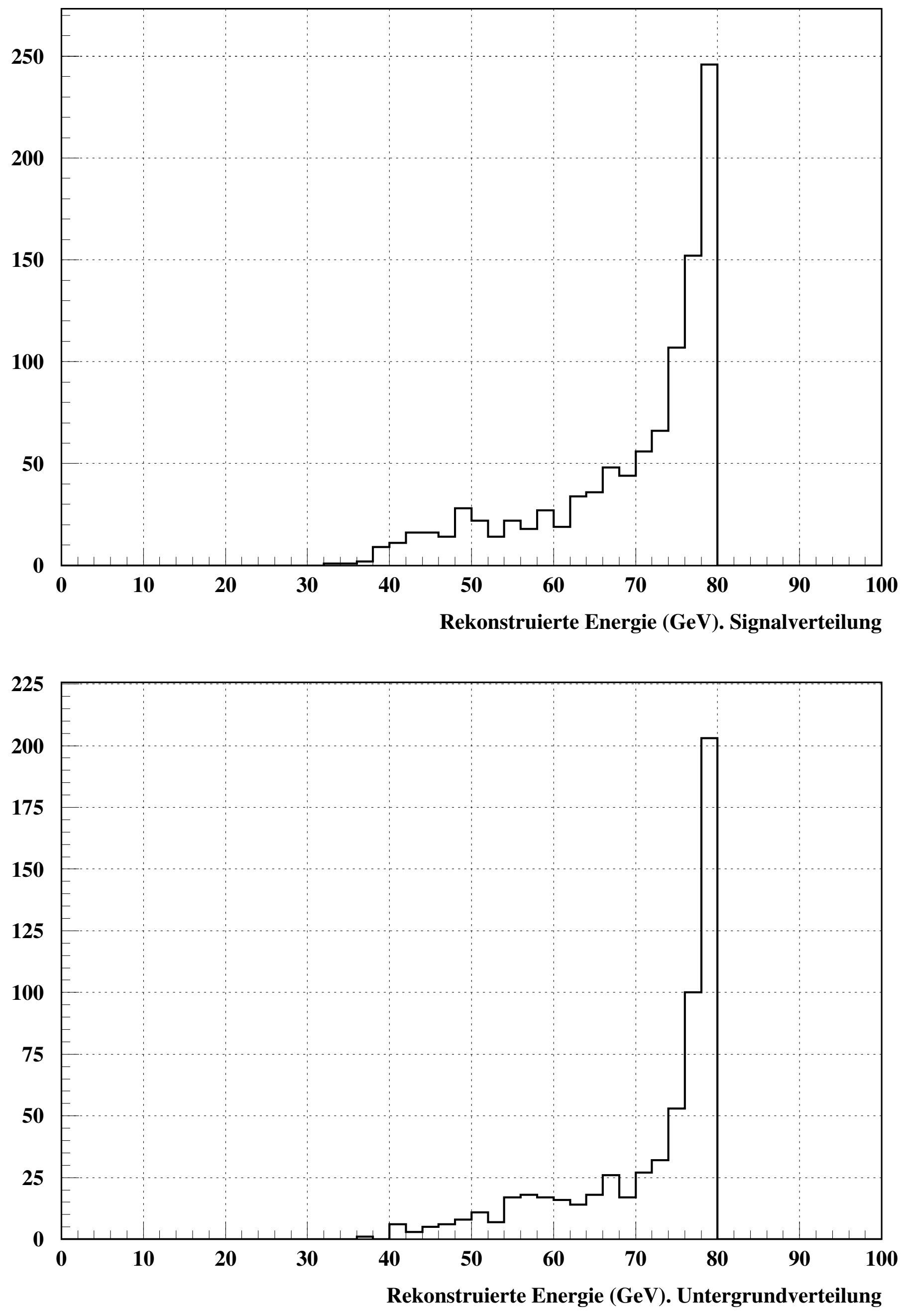
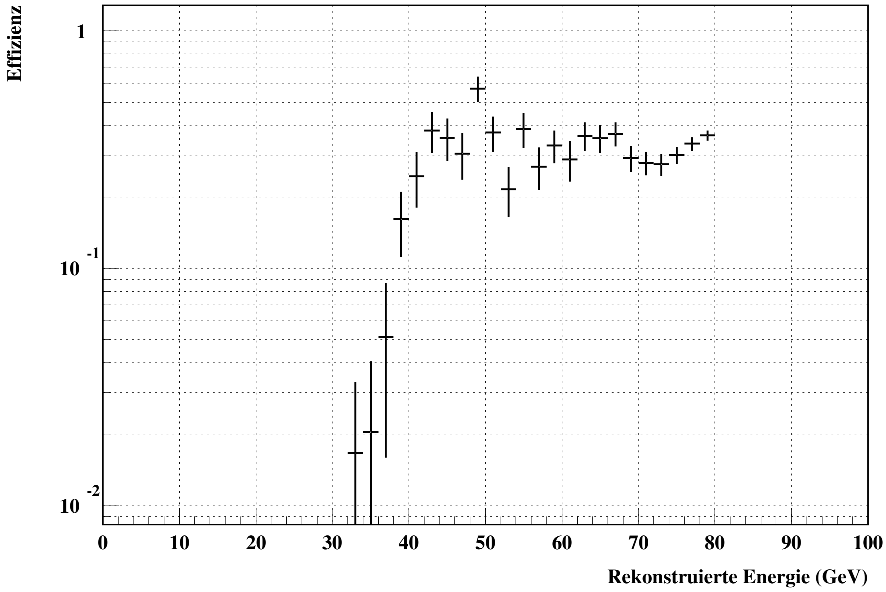


Abbildung 4.7: Die Verteilungen für die rekonstruierte Energie $\sqrt{s'_{rec}}$.
Oben: Die Verteilung für $\sqrt{s'_{tree}} < 85GeV$ nach der Selektion.
Unten: Die Verteilung für $\sqrt{s'_{tree}} > 85GeV$ nach der Selektion.



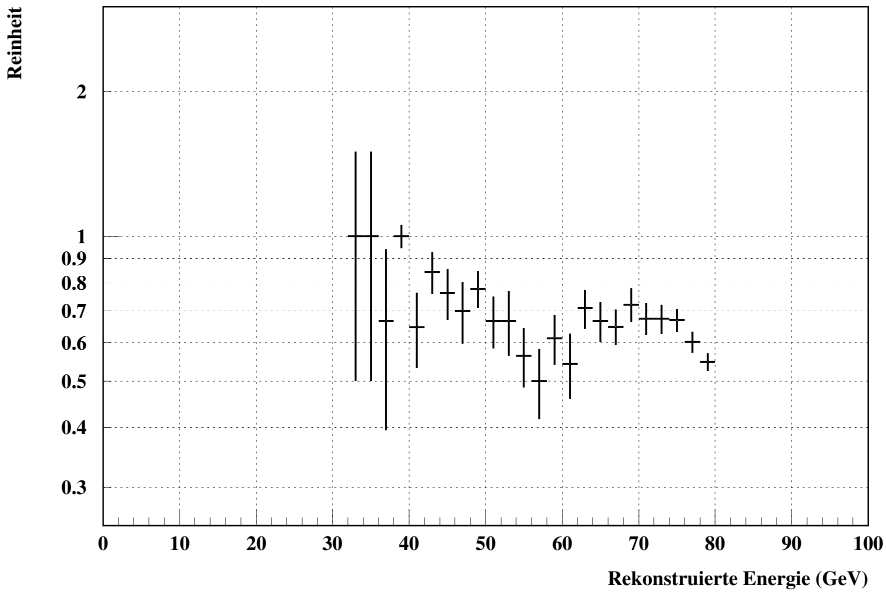


Abbildung 4.8: $\sqrt{s'}$–Abhängigkeit der Effizienz (oben) und der Reinheit (unten) Man bekommt den Statistischen Fehler für jeden Energiebereich durch eine Binomialverteilung.

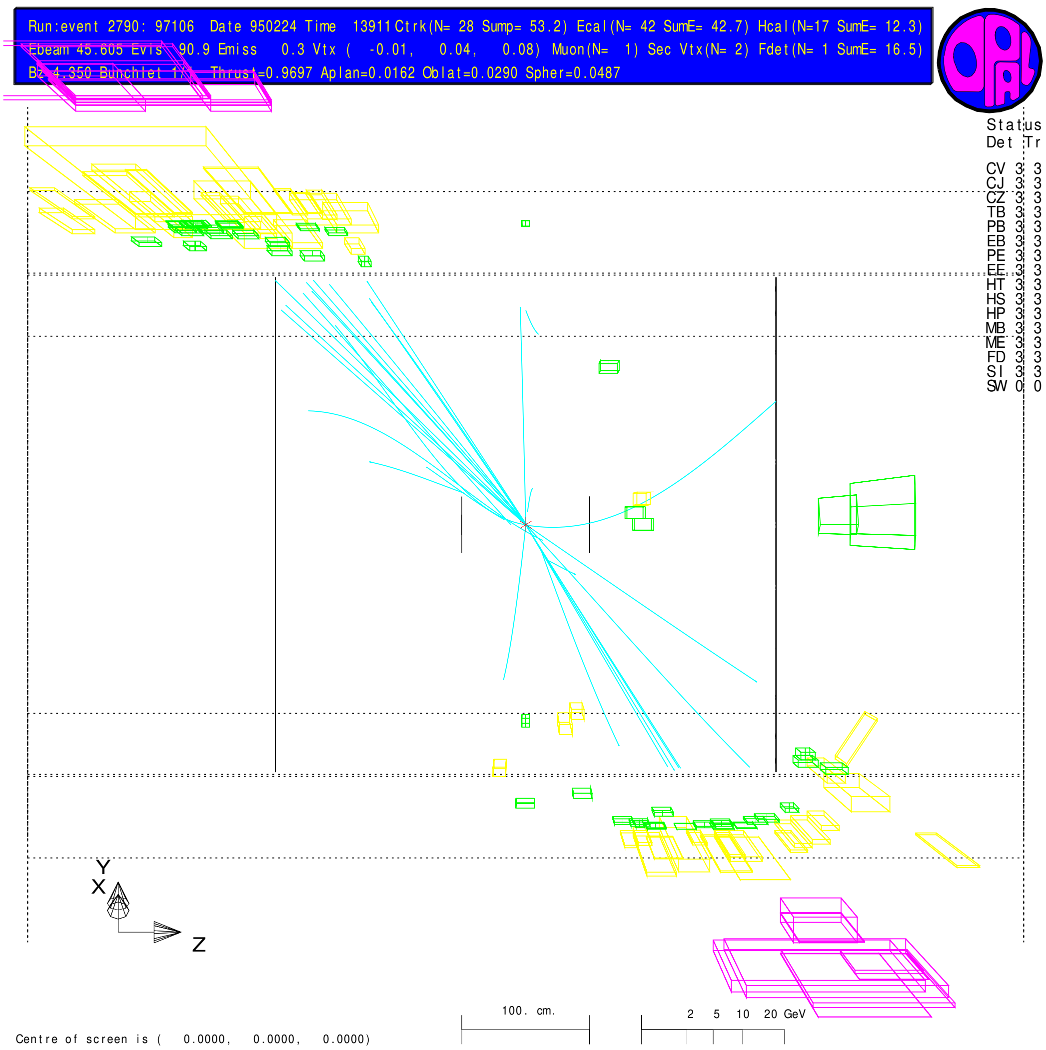


Abbildung 4.9: Beispiel für ein nichtradiatives multihadronisches Ereignis im OPAL–Detektor mit zwei Jets .

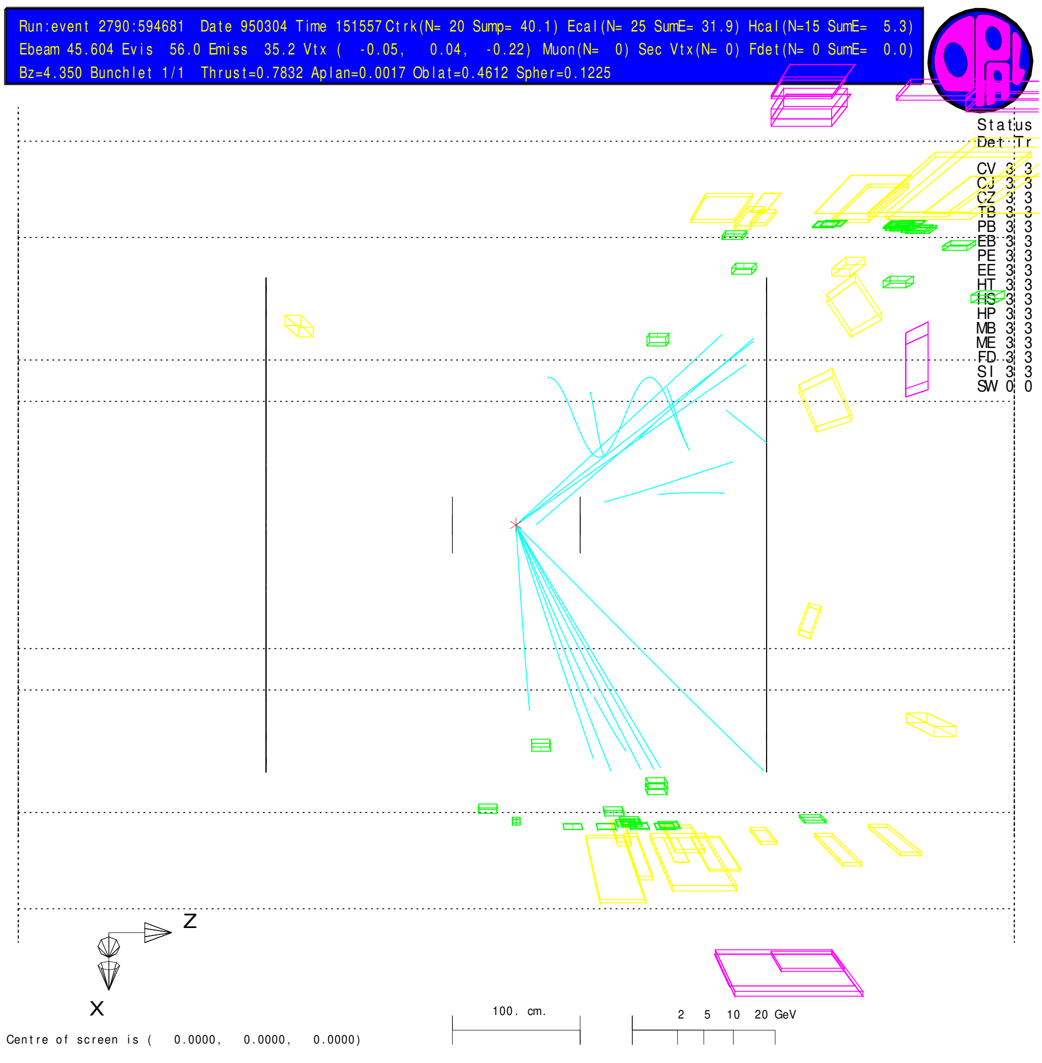


Abbildung 4.10: Beispiel für ein radiatives multihadronisches Ereignis im OPAL–Detektor mit zwei Jets.

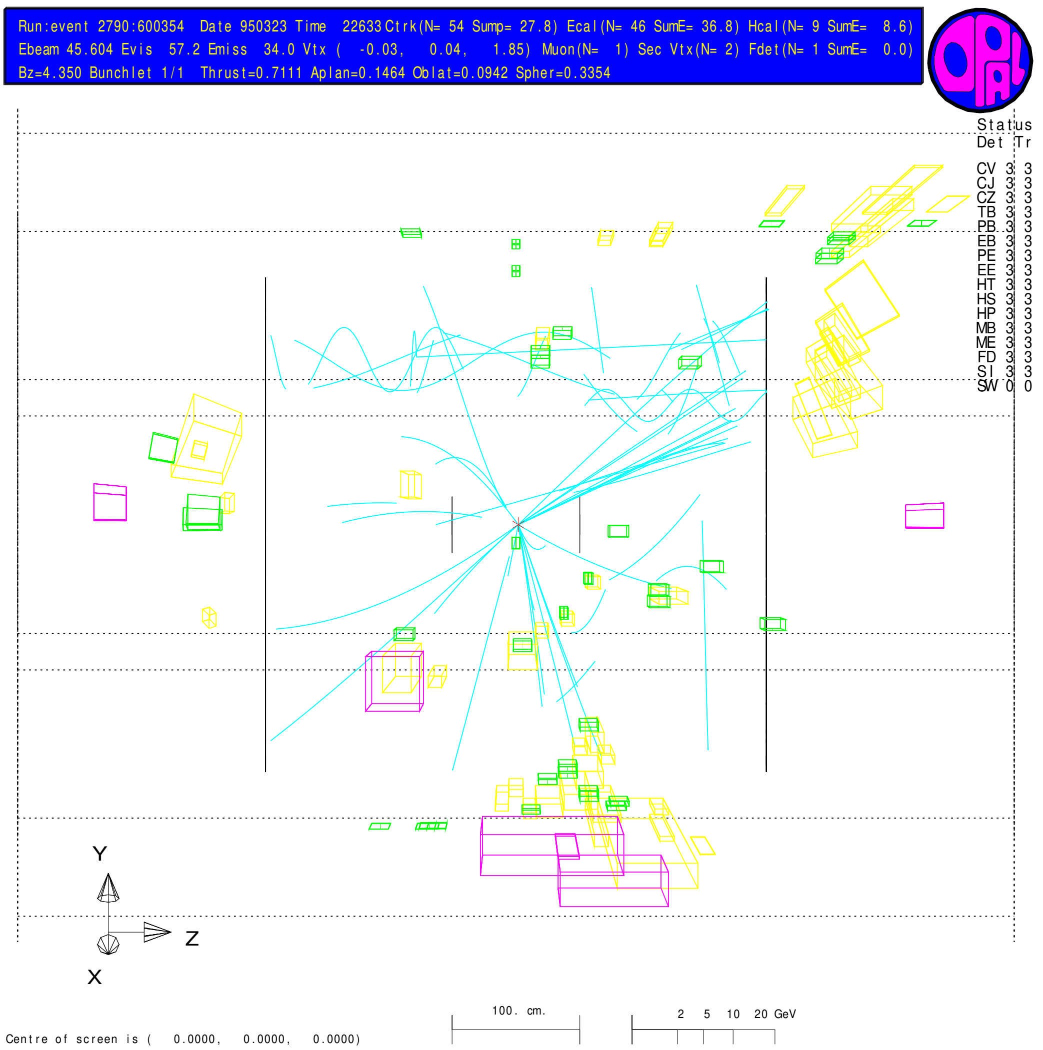


Abbildung 4.11: Beispiel für ein 3 Jet Ereignis im OPAL–Detektor bei dem ein Jet entlang der Strahlachse emittiert wird.

Kapitel 5

Selektionsoptimierung

5.1 Einleitung

Abbildung 5.1 zeigt die Effizienz einer Selektion als Funktion der Reinheit.

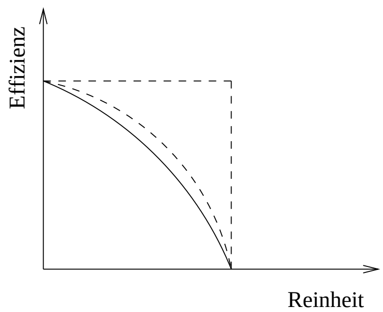


Abbildung 5.1: Theoretisches Verhältnis zwischen der Effizienz und der Reinheit

Die durchgezogene Linie stellt ein mögliches Verhältnis zwischen der Reinheit und der Effizienz dar. Die gestrichelte Linie entspricht einer Optimierung der Selektion. In dieser zweiten Kurve erhält man einen besseren Zusammenhang zwischen beiden Größen, indem man eine höhere Reinheit bei gleicher Effizienz (b.z.w eine höhere Effizienz bei gleicher Reinheit) erhält.

Wie schon im vierten Kapitel erläutert, ist das Hauptproblem der Selektion den Untergrund von QCD–Ereignissen zu minimieren. In Gegensatz zur Photonabstrahlung (Abbildung 5.2) entstehen bei Prozessen mit Gluonabstrahlung in der Regel eine Reihe isolierter Teilchen, die außerhalb eines Kegels um die Jet–Achsen liegen (Abbildung 5.3). Dieser Effekt wird ausgenutzt um QCD Ereignisse zu unterdrücken. Zur weiteren Optimierung werden eine Reihe zusätzlicher Variablen eingeführt.

Zum einen untersuchen wir die isolierten Spuren und Cluster, die außerhalb eines vorgegebenen Kegels um die Jet–Achsen liegen. Zum anderen Spuren und Cluster innerhalb eines vorgegebenen Kegels um die Richtung des Photons.

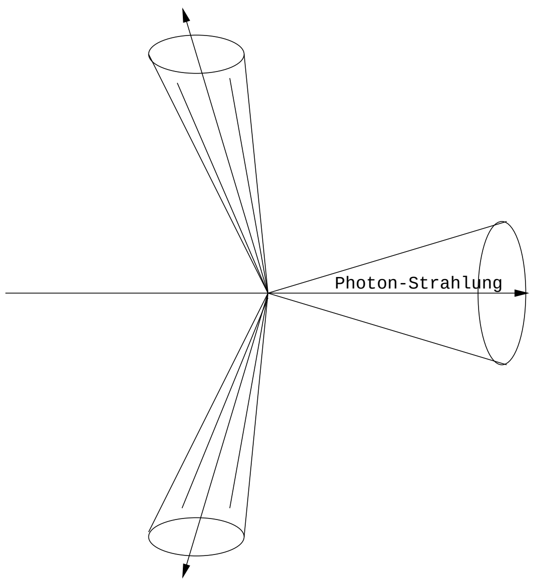


Abbildung 5.2: Ereignisse mit Photonabstrahlung in der Strahlachse

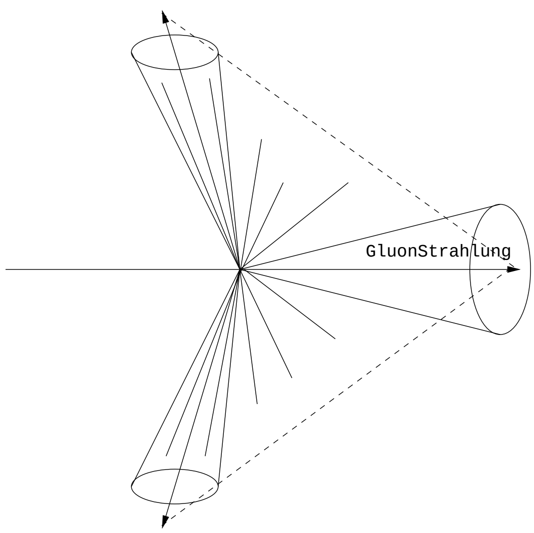


Abbildung 5.3: Ereignisse mit Partonabstrahlung in der Strahlachse

5.2 Winkelbereiche

Abbildung 5.4 illustriert die verschiedenen Winkelbereiche, die benutzt werden:

Zur Berechnung der Energie und der Multiplizität, benutzen wir sowohl die Spuren im Zentraldetektor als auch die elektromagnetischen Cluster. Wir definieren folgende Winkel und Winkelbereiche:

- *Winkel* φ: Winkel zwischen der Jetachse und den isoliertes Teilchen.

  Wir betrachten folgende Bereiche:

  - $\cos\varphi(Jet1, \overrightarrow{n}) < 0.86, 0.5, 0$, und gleichzeitig
  - $\cos\varphi(Jet2, \overrightarrow{n}) < 0.86, 0.5, 0$

  wobei $\overrightarrow{n}$ die Richtung isolierten Teilchens ist.

  Das heißt wir berechnen die Multiplizität und die Energie für isolierte Spuren und Cluster mit Winkeln größer als 30^o, 60^o und 90^o zu den beiden Jetachsen.

- *Winkel* θ: Winkel des Kegels in der Richtung der Photonabstrahlung.

  Wir betrachten Spuren und Cluster in Richtung der Photon Strahlung für zwei verschiedene Winkelbereiche: $|\cos\theta| > 0.9$ und $|\cos\theta| > 0.8$ (siehe die Definition in Abbildung 5.5), also Energie und Multiplizität innerhalb dieser Kegel um die Strahlachse in Richtung des Photons.

5.3 Qualitätsschnitte

Üblicherweise und so auch in der ersten Selektion werden im Endkappenbereich des ECAL folgende Anforderungen an die rekonstruierten Cluster gestellt (Standard Qualitätsschnitte):

- Der Zahl der Bleiglasblöcke des Clusters mit einen Signal muß größer oder gleich 2 sein, $N_{Block} \geq 2$.
- Die Energie des Clusters muß größer als 200 MeV sein, $E_{Clus} > 200MeV$.

Bedingt durch den anderen Detektoraufbau in der Endkappen gegenüber dem 'Barrel' sind die Kriterien deutlich härter, insbesondere um das Rauschen zu unterdrücken.

Für unser Ziel, die Minimierung des QCD Untergrunds, kann es jedoch günstiger sein diese Schwellen zu senken, um noch sensitiv auf sehr niederenergetische Teilchen im Vorwärtsbereich zu sein. Deshalb wurde alternativ die ECAL–Information mit folgenden Qualitätsschnitten untersucht (gelockerte Qualitätsschnitte):

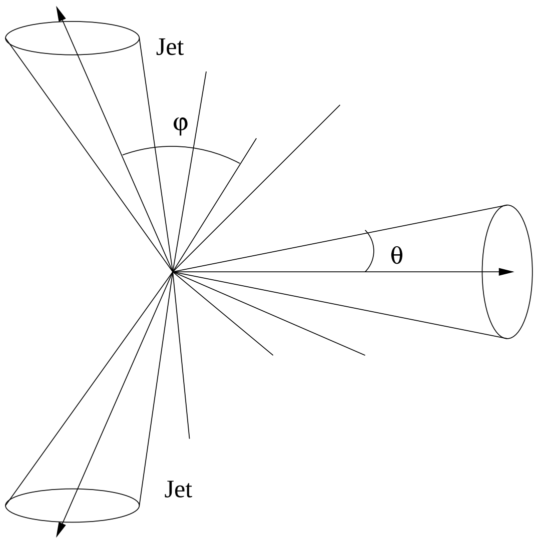


Abbildung 5.4: Definition der Winkel. φ definiert den Winkel zwischen beiden Jets und der Richtung der isolierten Spuren und θ definiert den Winkel des Kegels des rekonstruierten Photons entlang der Strahlachse.

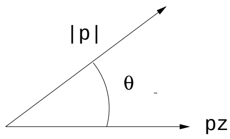


Abbildung 5.5: Definition von $|\cos\theta|$

- Der Zahl der Bleiglasblöcke mit einen Signal muß größer oder gleich 1 sein, $N_{Block} \geq 1$.
- Die Energie muß größer als 100 MeV sein, $E_{Clus} > 100MeV$.

5.4 Definition der Variablen

Alle Variablen, die wir aus der Bestimmung der Multiplizität und der Energie bekommen haben, sind entweder zu isolierten Spuren assozierte Variablen oder zu den Spuren in der Richtung der Photonabstrahlung assozierte Variablen.

In Tabellen 5.1 und 5.2 sind die verwendeten Variablen dargestellt. In Tabelle 5.1 sind die zu isolierten Teilchen assozierten Variablen und in Tabelle 5.2 die Variablen für den Konus entlang Strahlachse aufgeführt.

Name	Variablen	Winkel
$N^{(1)}_{isol}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0.86
$N^{(2)}_{isol}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0.5
$N^{(3)}_{isol}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0
$E^{(1)}_{isol}$	Energie (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0.86
$E^{(2)}_{isol}$	Energie (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0.5
$E^{(3)}_{isol}$	Energie (CT+EC)	$\cos\varphi$ <0

Tabelle 5.1: Definition der Variablen für isolierte Spuren.
CT: Spuren im Zentraldetektor. EC: Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter.

Name	Variablen	Winkel	Schnitte
$N^{(1)}_{cone}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.9	std cuts
$N^{(2)}_{cone}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.9	loose cuts
$N^{(3)}_{cone}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.8	std cuts
$N^{(4)}_{cone}$	Multiplizität (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.8	loose cuts
$E^{(1)}_{cone}$	Energie (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.9	std cuts
$E^{(2)}_{cone}$	Energie (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.9	loose cuts
$E^{(3)}_{cone}$	Energie (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.8	std cuts
$E^{(4)}_{cone}$	Energie (CT+EC)	$\cos\theta$ >0.8	loose cuts

Tabelle 5.2: Definition der Variablen für Konus um die Strahlungachse.

5.5 Selektionsschnitte

Wie schon in Kapitel 4 erläutert, werden zunächst Schnitte auf $|\cos\theta_{thrust}|$ und die P_{Fit} angewandt, um $\sqrt{s'}$ zuverlässig zu rekonstruiren:

- Der Kosinus der Thrustachse (siehe Definition im Kapitel 4) muß kleiner als 0.75 sein:

$$|\cos\theta_{thrust}| < 0.75$$

- Die Fit–Wahrscheinlichkeit (siehe Definition im Kapitel 4) muß größer als 0.15 sein:

$$P_{\chi^2,N} > 0.15$$

Wir benutzen in allen Selektionen diese Ereignis–Schnitte und konzentrieren uns im folgenden auf die Schnitte, um den QCD–Untergrund zu minimieren.

5.5.1 Alternativen zum invarianten Massen–Schnitt

Zunächst wurde untersucht, ob anstelle der invarianten Masse die isolierte Multiplizität oder Energie benutzt werden kann. Abbildungen 5.6, 5.7 und 5.8 zeigen die Verteilungen für die invariante Masse und die Variablen zu den isolierten Spuren und Clustern. Entgegen der ursprünglichen Erwartung zeigen diese Variablen eher eine schlechtere Diskriminierung zwischen Signal und Untergrund verglichen mit der invarianten Masse. Insbesondere verringern sich die Signal/Untergrund Unterschiede bei härteren Isolationsschnitten ($N^{(1)}_{isol} \to N^{(3)}_{isol}$, $E^{(1)}_{isol} \to E^{(3)}_{isol}$). Deswegen wird die invariante Masse als Schnitt–Variable beibehalten.

Damit ergibt sich unsere Selektion 1, die der schon im Kapitel 4 vorgestellten entspricht (siehe Abbildungen 5.6, 5.12).

$$N^{(1)}_{Cone} = 0$$

$$M^{h1}_{inv} + M^{h2}_{inv} < 25 GeV$$

5.5.2 Untersuchung des Konusschnittes

Im weiteren wurden die Variablen zum Konus um die Strahlachse $N^{1,2,3,4}_{Cone}$ und $E^{1,2,3,4}_{Cone}$ variert, zusammen mit der invarianten Masse. In den Abbildungen 5.10 und 5.11 ist Effizienz gegen Reinheit bei Variation dieser Variablen aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Variablen für den großen Konus–Winkel ($N^{(3,4)}_{Cone}$, $E^{(3,4)}_{Cone}$) bzw. mit lockeren Qualitätschnitten ($N^{(2,4)}_{Cone}$, $E^{(2,4)}_{Cone}$) eine Selektion mit deutlich größerer Reinheit erlauben. Aus dieser Untersuchung ergaben sich zwei weitere Selektionen mit verbesserter Reinheit und Effizienz.

Selektion 2. $E^{(4)}_{Cone}$ (großer Konus, $|\cos\theta > 0.8|$, lockere Qualitätsschnitte). Diese Variable erlaubt eine bestmögliche Reduzierung des QCD–Untergrunds (siehe Abbildung 5.9).

$$E^{(4)}_{Cone} < 0.5 GeV$$

Als Schnitt auf die invariante Masse wurde folgender Wert benutzt (siehe Abbildung 5.13):

$$M^{h1}_{inv} + M^{h2}_{inv} < 28 GeV$$

Selektion 3. Gute Resultate erhält man außerdem mit $N^{(3)}_{Cone} = 0$ (großer Konus $|\cos\theta > 0.8|$, Standard Qualitätsschnitte, siehe Abbildung 5.14). Insbesondere ist in diesem Fall kein invarianter Massen–Schnitt nötig, wie der Vergleich von Abbildungen 5.6 und 5.15 zeigt.

5.5.3 Resultate

Die Resultate für Effizienz und Reinheit der drei Selektionen sind in Tabelle 5.3 gezeigt. Die modifizierten Selektionen 2 und 3 ergeben deutlich bessere Resultate wie die ursprüngliche Selektion 1. Insgesamt erscheint die Selektion 3 als bestes Verfahren, sie erreicht zwar nicht ganz die hohe Reinheit der Selektion 2, ist dafür aber weniger empfindlich auf Rauschen im elektromagnetischen Kalorimeter und benötigt keinen zusätzlichen Schnitt auf die invariante Masse.

Die weitere Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurde dennoch für alle drei Verfahren durchgeführt, um die Konsistenz der Resultate zu zeigen.

	Erste Selektion	Zweite Selektion	Dritte Selektion
Reinheit	67%	77%	71%
Effizienz	30%	31%	36%

Tabelle 5.3: Reinheit und Effizienz für die verschiedenen Selektionen

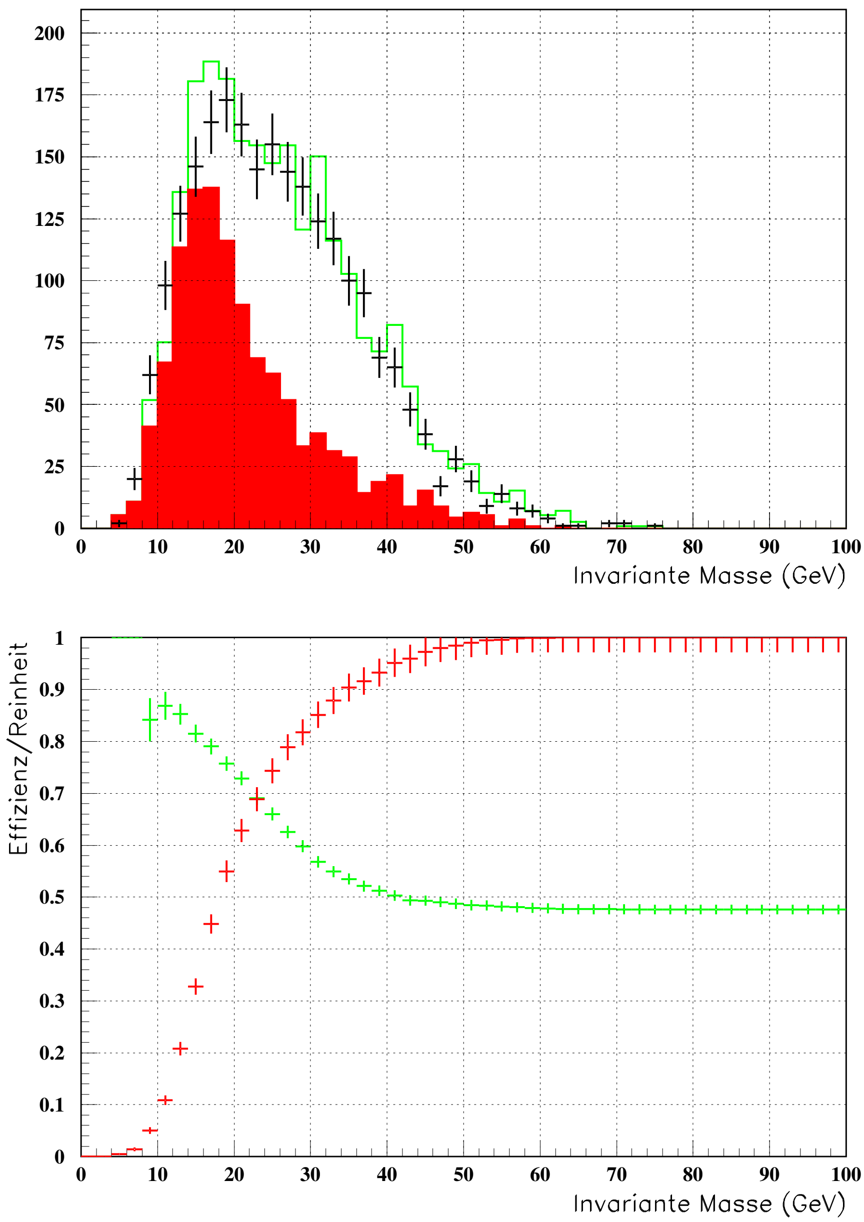


Abbildung 5.6: Verteilungen für die Summe der invarianten Masse für den Ereignis–Schnitt $N^{(1)}_{Cone}$.
(Oben): Die Histogramme zeigen die Signalverteilungen für die Monte Carlo Simulation (dunkel), die Verteilungen für die Summe von Signal und Untergrund in der Monte Carlo Simulation (helle Linie), die Kreuze stehen für die Daten.
(Unten): Verteilungen für die relative Effizienz und die Reinheit. Relative Effizienz bedeutet die Effizienz bezüglich der untersuchten Variable, d.h sie ist 100%, wenn keine Ereignisse durch den Schnitt in dieser Variablen verworfen werden.

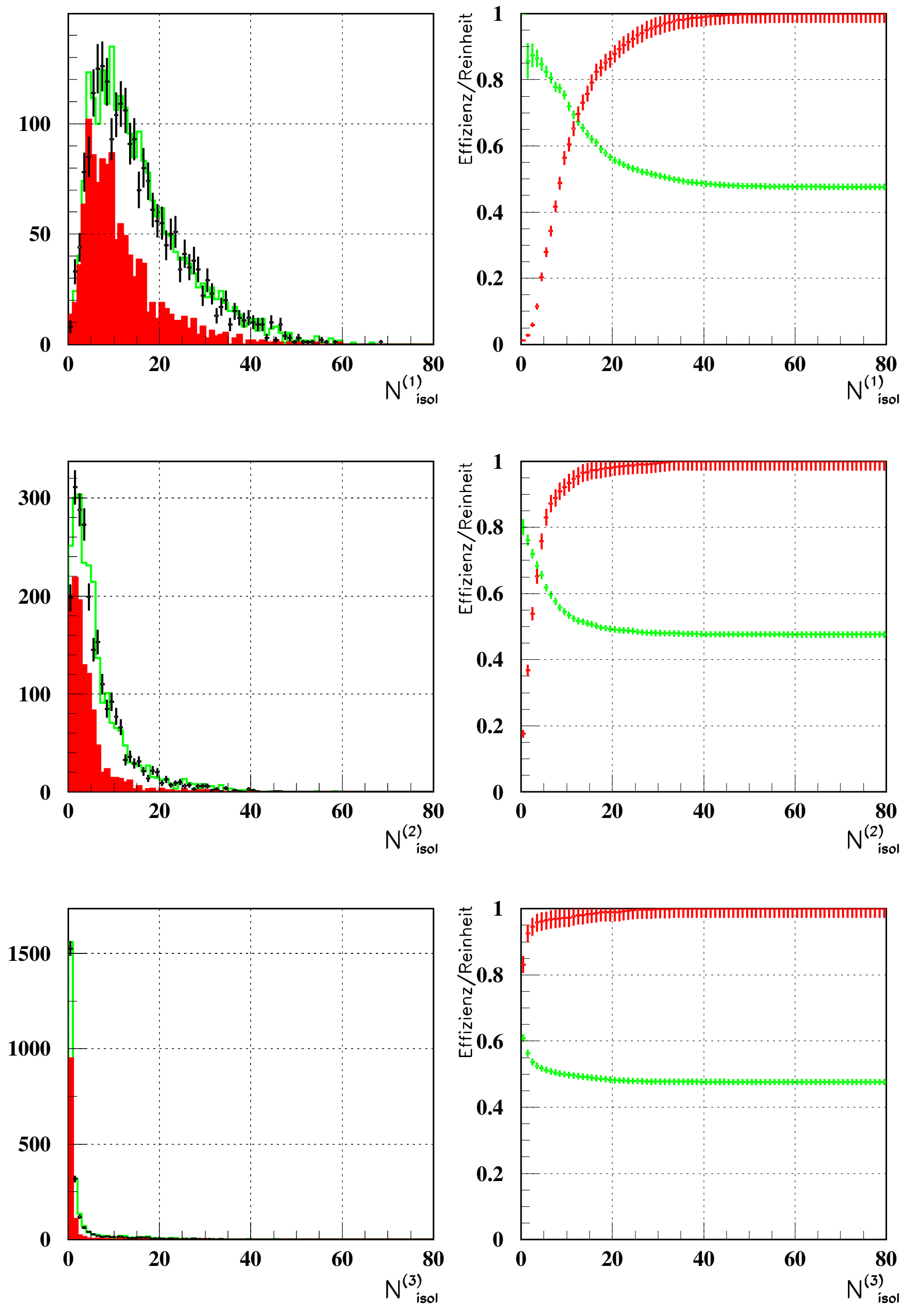


Abbildung 5.7: Verteilungen für die Variablen zur Multiplizität der isolierten Spuren (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Oben) links: Verteilung für $N^{(1)}_{isol}$.
(Mitte) links: Verteilung für $N^{(2)}_{isol}$.
(Unten) links: Verteilung für $N^{(3)}_{isol}$.
Die rechten Verteilungen zeigen die relative Effizienz und die Reinheit für jede Variable.

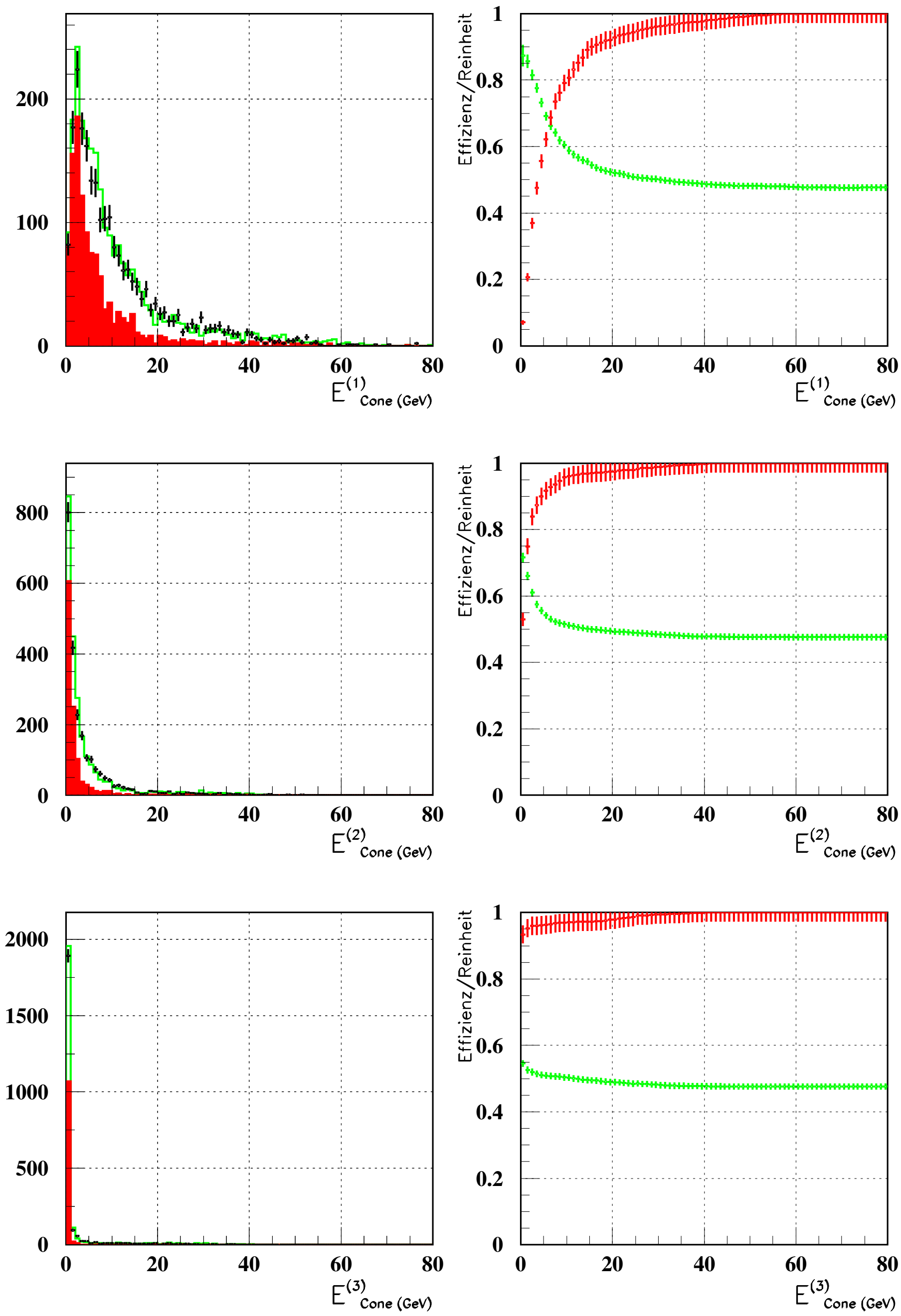


Abbildung 5.8: Verteilungen für die Variablen zur Energie der isolierten Spuren (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Oben): Verteilung für $E^{(1)}_{isol}$.
(Mitte): Verteilung für $E^{(2)}_{isol}$.
(Unten): Verteilung für $E^{(3)}_{isol}$.
Die rechten Verteilungen zeigen die relative Effizienz und die Reinheit für jede Variable.

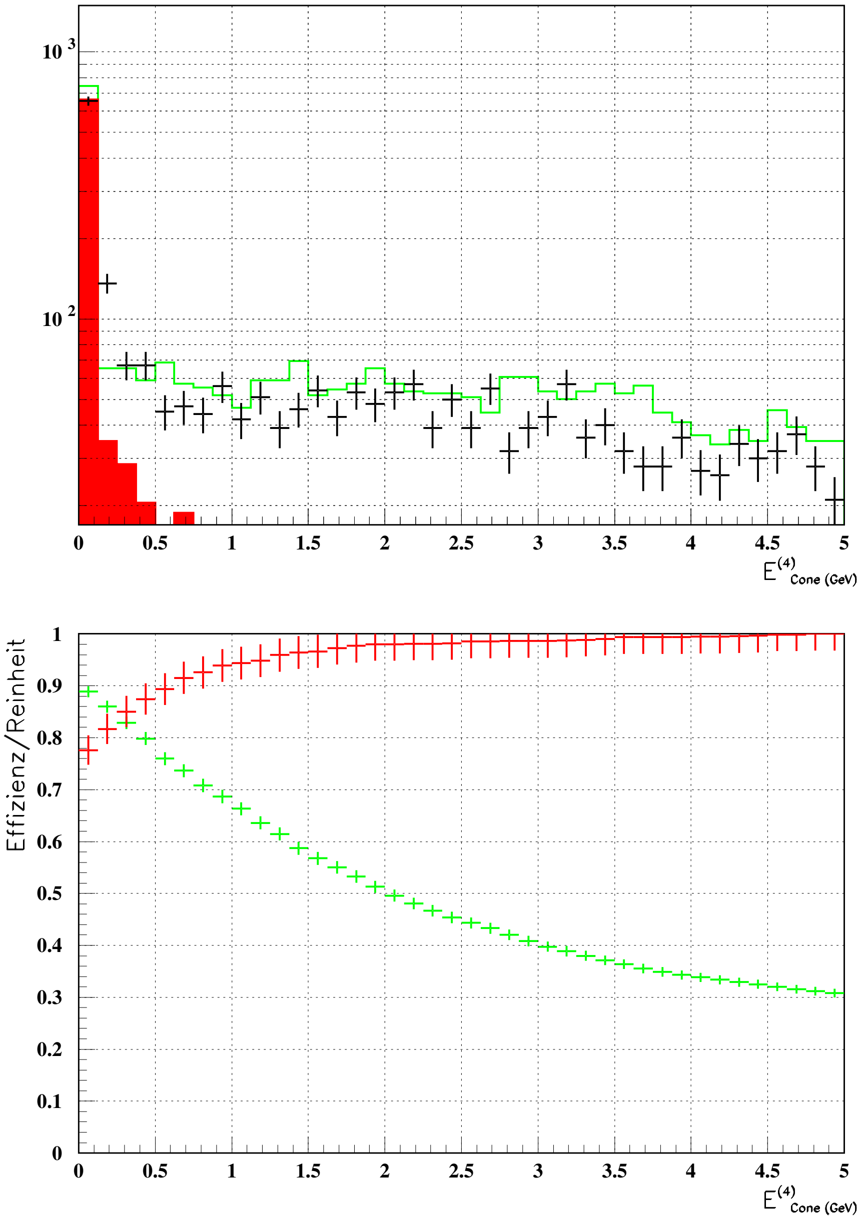


Abbildung 5.9: Die Verteilung für die Energie $E_{Cone}^{(4)}$ in Richtung der Strahlachse für $|\cos\theta| > 0.8$ unter lockeren Qualitätsschnitten: E_{Cone}^{4} (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Oben) Verteilungen für die Daten und die Monte Carlo Simulation.
(Unten) Verteilungen für die relative Effizienz und Reinheit.

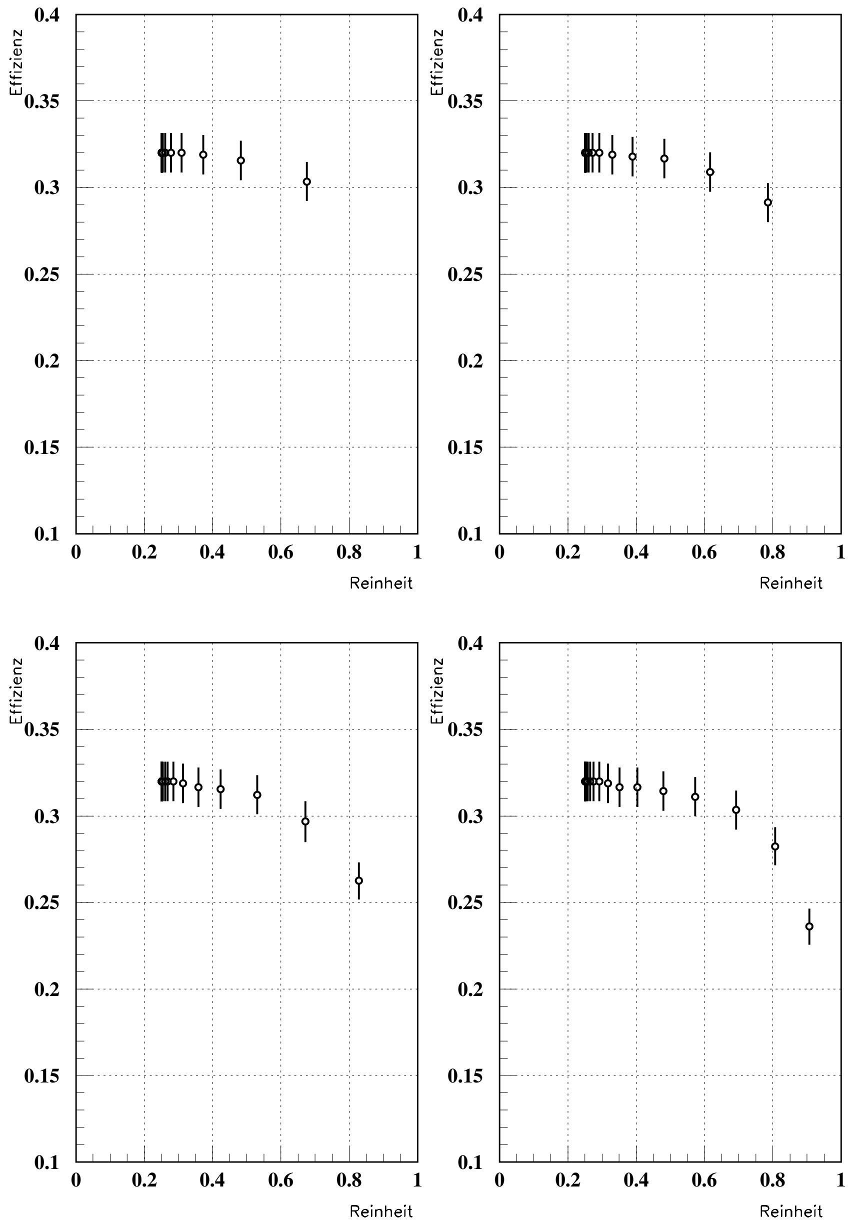


Abbildung 5.10: Absolute Effizienz gegen Reinheit bei Variation von:
(Oben links): N^1_{Cone}.
(Oben rechts): N^2_{Cone}.
(Unten links): N^3_{Cone}.
(Unten rechts): N^4_{Cone}.
Übrige Schnitte: $|\cos\theta_{thrust}|$, $P_{\chi^2,N}$ und $M^{h1}_{inv} + M^{h2}_{inv} < 25\,GeV$

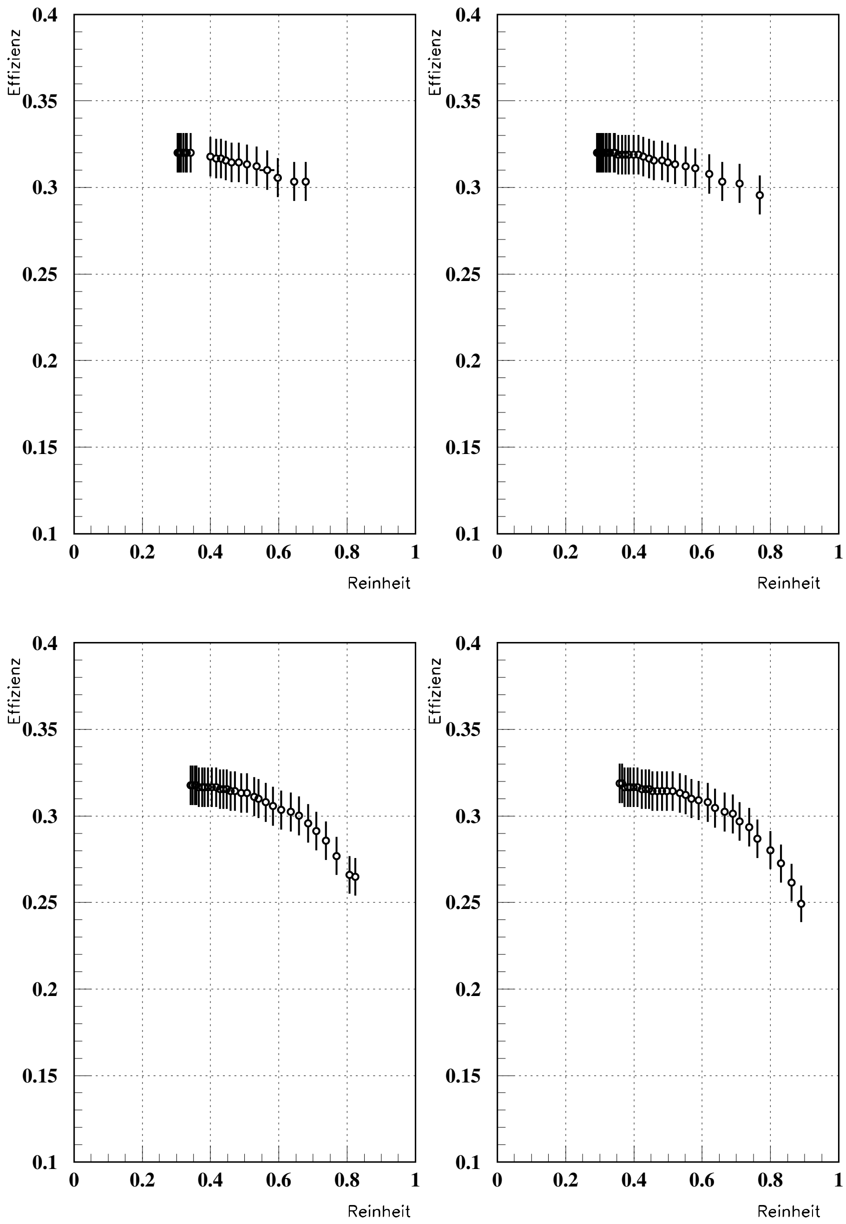


Abbildung 5.11: Absolute Effizienz gegen Reinheit bei Variation von:
(Oben links): E^1_{Cone}.
(Oben rechts): E^2_{Cone}.
(Unten links): E^3_{Cone}.
(Unten rechts): E^4_{Cone}.
Übrige Schnitte: $|\cos\theta_{thrust}|$, $P_{\chi^2,N}$ und $M^{h1}_{inv} + M^{h2}_{inv} < 25\,GeV$

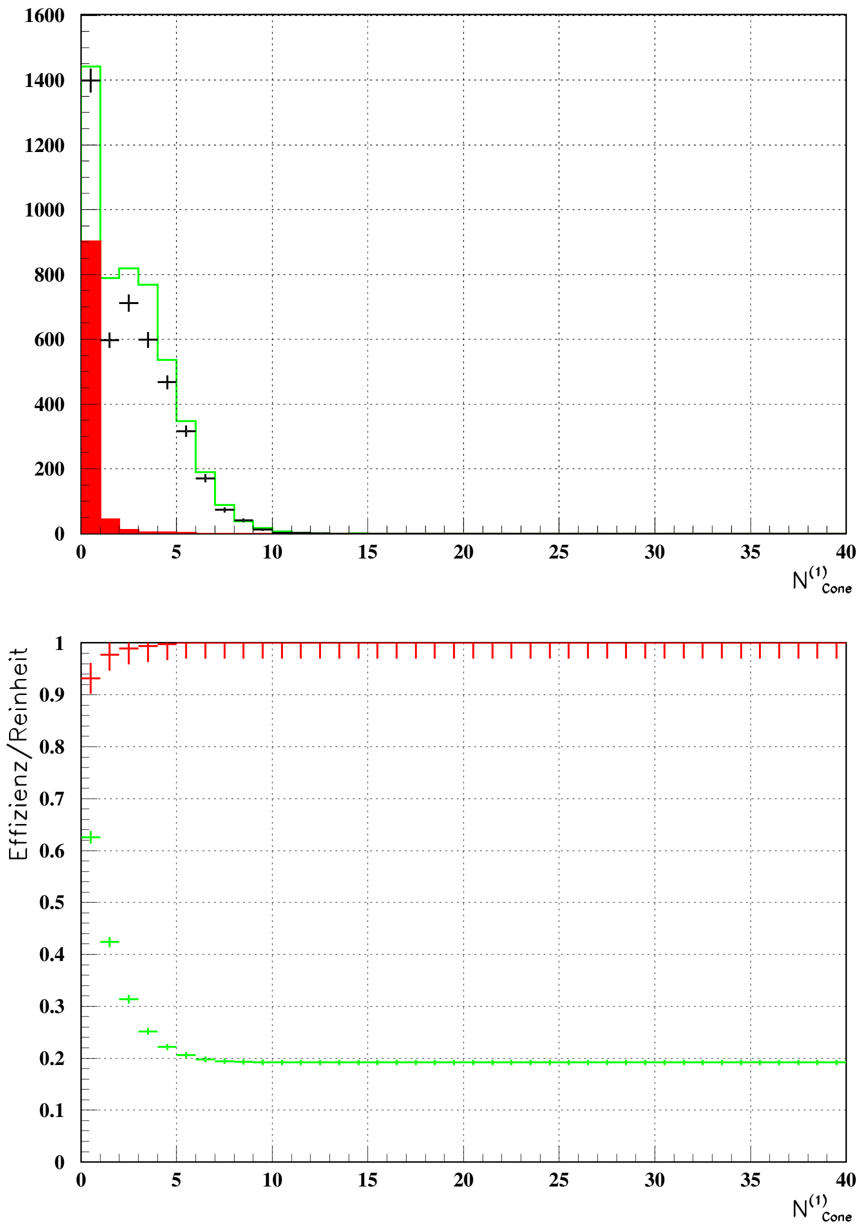


Abbildung 5.12: Die Verteilung für die Multiplizität in der Richtung der Strahlungsachse für $|cos\theta| > 0.9$ unter Standard Qualität Schnitte: N^1_{Cone}
(Oben) Verteilungen für die Monte Carlo Simulation und die Daten.
(Unter) Verteilungen für die Effizienz (schwarze Kreuze) und die Reinheit (helle Kreuze) für diese Variable.
Es wurden jeweils alle Schnitte außer dem gezeigten angewandt.

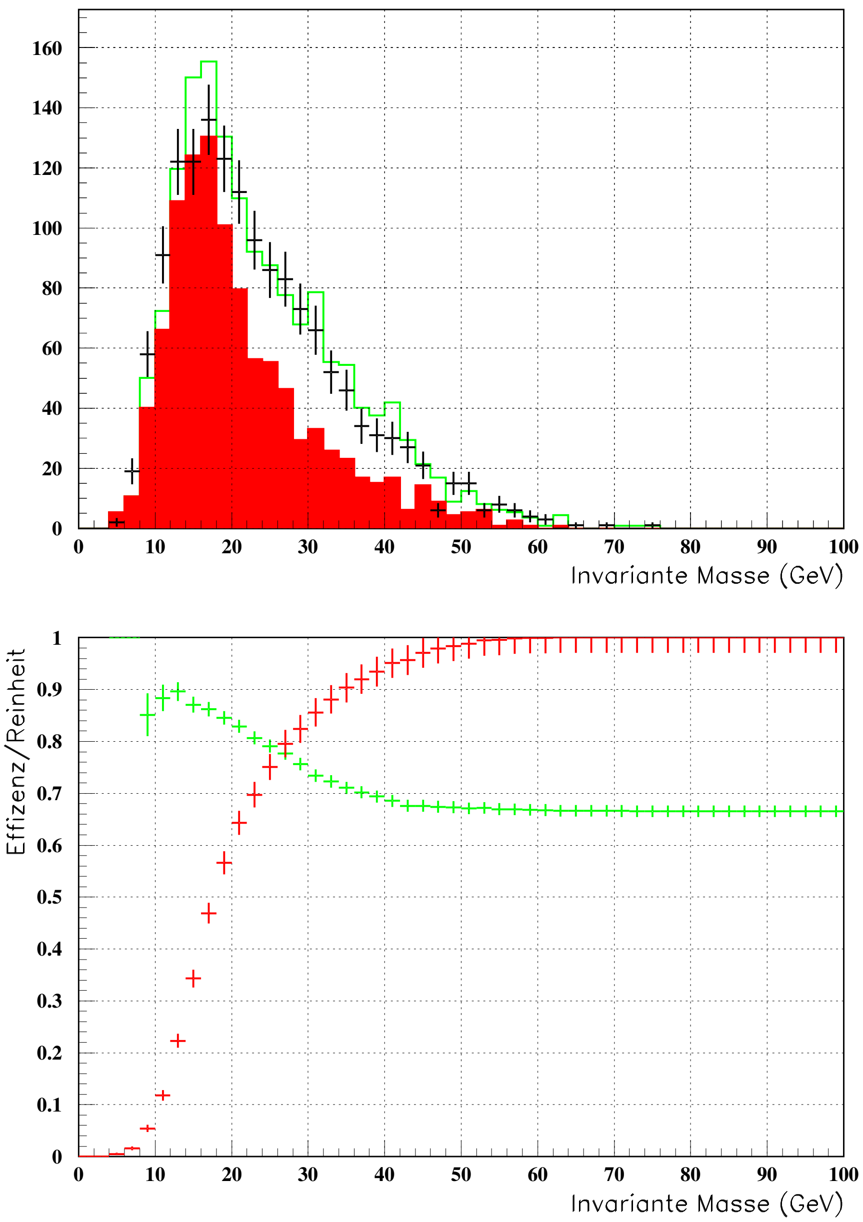


Abbildung 5.13: Verteilungen für die Summe der invarianten Masse mit dem Ereignis–Schnitt: $E^{(4)}_{Cone}$.
(Oben): Verteilungen für die Daten und die Monte Carlo Simulation (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Unten): Verteilungen für die relative Effizienz und Reinheit.

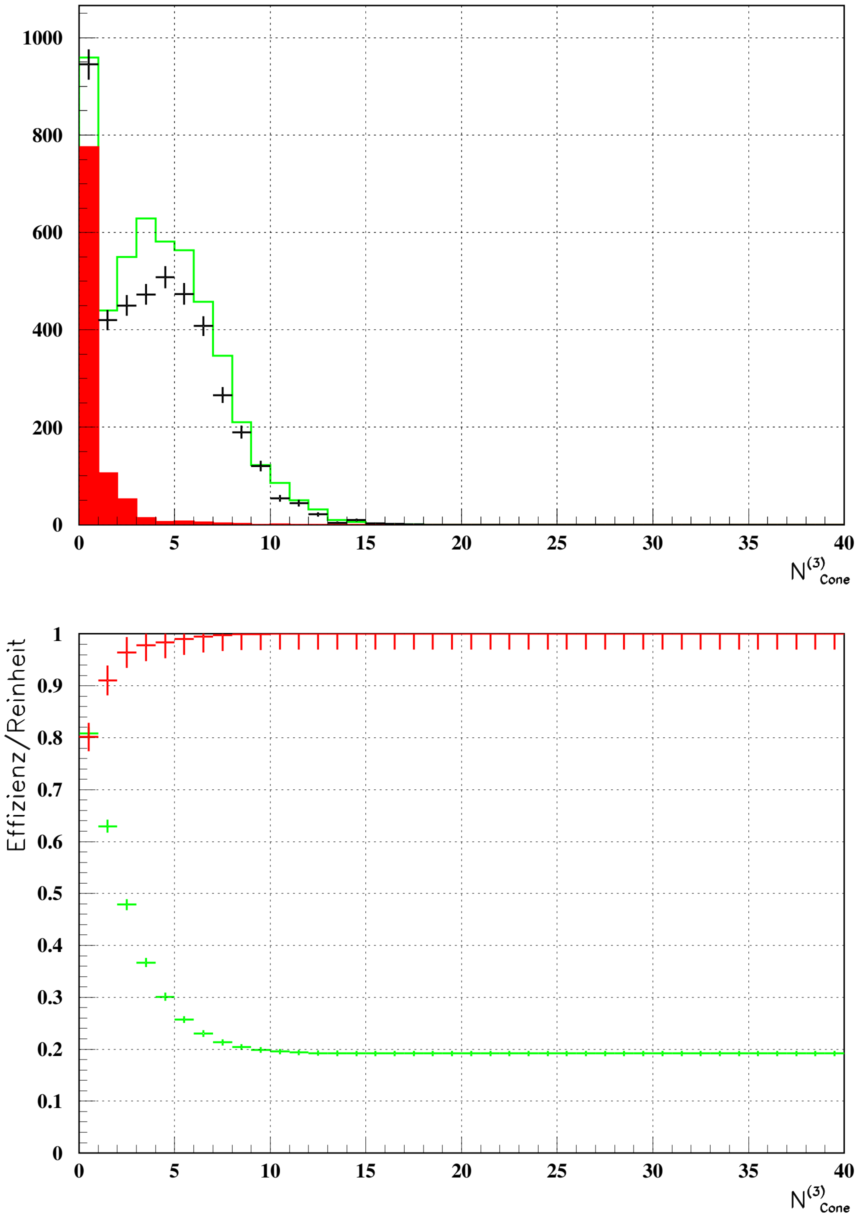


Abbildung 5.14: Die Verteilungen für die Multiplizität $N^{(3)}_{Cone}$ in der Richtung der Strahlachse für $|\cos\theta| > 0.8$ unter Standard Qualitätsschnitte.
(Oben): Verteilungen für die Daten und die Monte Carlo Simulation (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Unten): Verteilungen für die relative Effizienz und Reinheit.

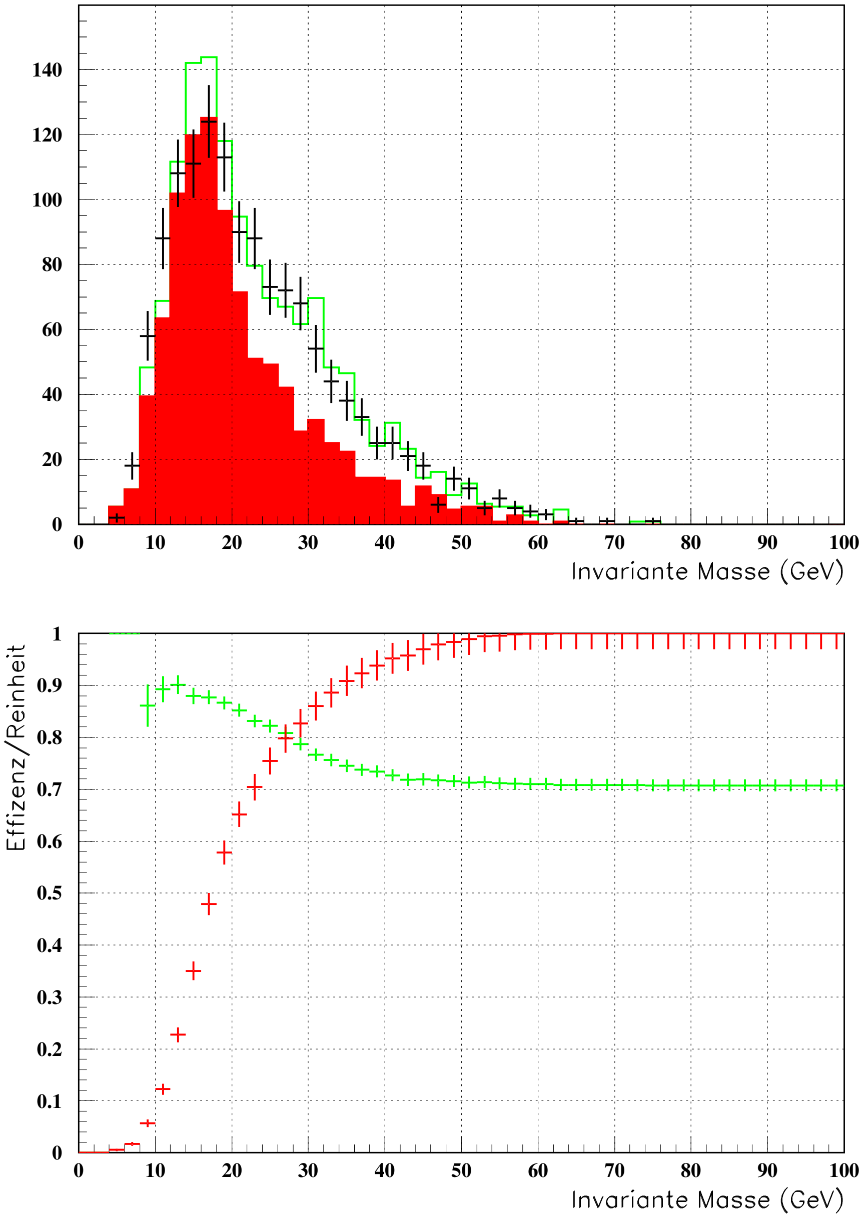


Abbildung 5.15: Verteilungen für die Summe der invarianten Masse unter dem Ereignis–Schnitt: $N^{(3)}_{cone}$ (siehe die Erklärung in Abbildung 5.6).
(Oben): Verteilungen für die Daten und die Monte Carlo Simulation.
(Unten): Verteilungen für die relative Effizienz und Reinheit.

Kapitel 6

Berechnung des Wirkungsquerschnitts

In diesem letzten Kapitel wird die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte diskutiert.

Der Wirkungsquerschnitt ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\sigma(s) = \int_{smin}^{smax} ds' \sigma_{ew}(s') G(s', s)$$

$\sigma_{ew}(s')$: ist der reduzierte Wirkungsquerschnitt, der nur nichtphotonische und QCD Korrekturen enthält.

Die Abstrahlungfunktion $G(s, s')$ enthält die photonischen Korrekturen (siehe Abschnitt 2.2.1).

Technisch einfacher kann man das Monte Carlo, das die Faltung implizit enthält, benutzen und folgenden Ansatz machen:

$$\sigma(< s' >) = \frac{n_{data}(< s' >).P(< s' >)}{n_{MC}(< s' >)} \sigma_{ew}^{theor}(< s' >), \tag{6.1}$$

$\sigma_{ew}^{theor}(< s' >)$ ist der reduzierte theoretische Wirkungsquerschnitt bei einem Wert s', der über ein Intervall gemittelt ist.

$n_{data}(< s' >)$ und $n_{MC}(< s' >)$ sind definiert als:

$$n_{data}(< s' >) = \frac{N_{data}(< s' >)}{N_{data,all}},$$

$$n_{MC}(< s' >) = \frac{N_{MC}(< s' >, \sqrt{s'_{tree} < 85})}{N_{MC,all}},$$

$N_{data}(< s' >)$ sind die selektierten radiativen Ereignisse, die Reinheit P korrigiert für den Untergrund.

$N_{data,all}$ ist Gesamtzahl der hadronischen Ereignisse in den Daten.

$N_{MC}(< s' >, \sqrt{s'} < 85)$ sind die selektierten Ereignisse aus der Monte Carlo–Simulation für ein Intervall mit Mittelwert $< s' >$.

$N_{MC,all}$ sind die gesamten Ereignisse Monte Carlo Simulation (radiative und nicht radiative), $N_{MC,all} = 4 \cdot 10^6$

Die Formel 6.1 gilt, wenn die Schwerpunktsenergie bei Daten und Monte Carlo übereinstimmt. Für unsere Analyse wurden jedoch Daten benutzt, die im Bereich $\pm 2\,GeV$ um die Z^0–Resonanz aufgezeichnet wurden, während die Monte Carlo Ereignisse direkt auf der Resonanz erzeugt wurden. Oberhalb und unterhalb der Resonanz ist der Wirkungsquerschnitt für nicht–radiative Ereignisse deutlich reduziert, während der Wirkungsquerschnitt für radiative Ereignisse ungefähr konstant bleibt, siehe Skizze in Abbildung 6.1. Um dies zu berücksichtigen muß zum einen die Normierung der Daten geändert werden:

$$N_{Data,all} \rightarrow N_{Data,peak}$$

$N_{data,peak}$ entspricht der Gesamtzahl der multihadronischen Ereignisse, die man mit der registrierten integrierten Luminosität für $s = M_Z^2$ erhalten hätte. Diese ist definiert als:

$$N_{data,peak} = \sigma_{MH,peak} \cdot \int L.dt$$

$$\sigma_{MH,peak} = 30.4nb \text{ und } N_{data,peak} = 3.821 \cdot 10^6$$

Zum anderen muß die Reinheit P korrigiert werden:

$$P \rightarrow P' = \frac{N_{MC}(< s' >, \sqrt{s'_{tree}} < 85)}{N_{MC}(< s' >, \sqrt{s'_{tree}} < 85) + N_{MC}(< s' >, \sqrt{s'_{tree}} > 85) \cdot \frac{N_{Data,prod}}{N_{Data,peak}}}$$

$N_{data,prod}$ ist die Gesamtzahl der produzierten hadronischen Ereignisse bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien.

Der relative *statistische Fehler* ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{N_{data} < s' >.P'}}$$

6.1 Systematische Fehler

In der vorliegenden Arbeit wurden keine detaillierten systematischen Studien durchgeführt. Folgende Effekte müssen in weiterführenden Analysen untersucht werden:

Fragmentation: Besonders der QCD–Untergrund wird sensitiv sein auf das verwendete Hadronisationsmodell bzw. dessen Fragmentationsparameter.

Detektorsimulation und Datenqualität: Weitere quantitative Untersuchungen sind nötig um mögliche Probleme in der Simulation der einzelnen Detektorkomponenten und Schwankungen in der Qualität der verwendeten Daten zu studieren.

Photonabstrahlung im Anfangszustand: Das verwendete JETSET–Modell[13] erlaubt nur die Abstrahlung eines einzelnen Photons. Effekte höherer Ordnung müssen mit anderen Generatoren, z.B. PYTHIA oder KORALZ[24] studiert werden.

Monte Carlo Statistik: Zur Zeit sind die systematischen Fehler aufgrund der Monte Carlo Statistik fast so hoch wie die statistischen Fehler in den Daten. Dies läßt sich jedoch leicht verbessern indem spezielle Ereignisse generiert werden, bei denen man eine reduzierte Schwerpunktsenergie auf Generatorniveau verlangt, also bevor die zeitaufwendige Detektorsimulation durchgeführt wird.

Aus Studien, die für die Selektion hadronischer Ereignisse im Bereich der Z^0–Resonanz durchgeführt werden, erwartet man, daß im Gesamtfehler des Wirkungsquerschnittes die statistische Komponente dominieren wird.

6.2 Resultate

Der Bereich von $40 < \sqrt{s'} < 80\,GeV$ wurde in vier Intervalle unterteilt, Effizienz und Reinheit jeweils separat ermittelt und dann die Wirkungsquerschnitte und die mittlere Energie $< \sqrt{s'} >$ bestimmt.

Die Zahl der selektierten radiativen Ereignisse, zusammen mit Reinheit, Effizienz und mittlerer effektiver Schwerpunktsenergie ist in den Tabellen 6.1–6.3 für die drei Selektionen aufgelistet. Die mittlere rekonstruierte Schwerpunktsenergie stimmt gut überein zwischen Daten und Monte Carlo einerseits und rekonstruierter und generierter Schwerpunktsenergie andererseits, siehe Tabelle 6.7.

Die Abbildung 6.6 und die Tabellen 6.4 bis 6.6 zeigen den daraus bestimmten Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit der Erwartung nach dem Standardmodell [9]. Die Resultate der drei Selektionen sind konsistent. Im Bereich von $60 < \sqrt{s'} < 70\,GeV$ liegt die Messung bei allen Selektionen etwa 2–3 Standardabweichungen unterhalb der Vorhersage, ansonsten stimmen die gemessenen Wirkungsquerschnitt gut mit der Theorie überein. Die Abbildungen 6.2, 6.3 zeigen die rekonstruierte Schwerpunktsenergie für $\sqrt{s'_{tree}} < 85\,GeV$ und die Abbildungen 6.4 und 6.5 die Energieabhängigkeit der Effizienz und Reinheit.

Neben der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte läßt sich die hier vorgestellte Selektion radiativer Ereignisse auch zur Untersuchung der Energieabhängigkeit der starken Kopplunskonstante α_s verwenden und zusammen mit Verfahren zur Identifizierung schwerer Quarks der Partialwirkungsquerschnitt $\sigma_{b\bar{b}}$ und die Vorwärts–Rückwärts Asymmetrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ bei Energien weit unterhalb der Z^0–Resonanz bestimmen. Studien hierzu sind an anderen am OPAL–Experiment beteiligten Instituten im Gange.

Energie	$N_{data,raw}$	P'	Effizienz	$< \sqrt{s'} >$	$N_{MC(\sqrt{s'}<85)}$
40–50	113	0.78	0.37	44.69	85
50–60	139	0.64	0.31	55.05	103
60–70	194	0.71	0.33	65.48	181
70–80	930	0.64	0.32	76.37	627

Tabelle 6.1: Resultate für die erste Selektion

Energie	$N_{data,raw}$	P'	Effizienz	$< \sqrt{s'} >$	$N_{MC(\sqrt{s'}<85)}$
40–50	105	0.83	0.37	44.55	85
50–60	126	0.73	0.29	55.21	97
60–70	171	0.82	0.33	65.39	178
70–80	625	0.81	0.28	76.30	550

Tabelle 6.2: Resultate für die zweite Selektion

Energie	$N_{data,raw}$	P'	Efizienz	$< \sqrt{s'} >$	$N_{MC(\sqrt{s'}<85)}$
40–50	104	0.82	0.37	44.72	85
50–60	143	0.66	0.30	55.27	99
60–70	207	0.71	0.37	65.75	201
70–80	853	0.76	0.36	76.44	690

Tabelle 6.3: Resultate für die dritte Selektion

Energie	$<\sqrt{s'}>$	σ_{theor}	σ_{meas}	$\Delta\sigma$
40–50	44.69	0.1958	0.2162	0.026
50–60	55.05	0.1466	0.1327	0.017
60–70	65.48	0.1499	0.1189	0.012
70–80	76.38	0.3031	0.3045	0.015

Tabelle 6.4: Theoretischer und gemesser Wirkungsquerschnitt und statistischer Fehler für die erste Selektion

Energie	$<\sqrt{s'}>$	σ_{theor}	σ_{meas}	$\Delta\sigma$
40–50	44.55	0.1958	0.2101	0.025
50–60	55.21	0.1466	0.1443	0.017
60–70	65.39	0.1499	0.1238	0.011
70–80	76.29	0.3031	0.2920	0.014

Tabelle 6.5: Theoretischer und gemesser Wirkungsquerschnitt und statistischer Fehler für die zweite Selektion

Energie	$<\sqrt{s'}>$	σ_{theor}	σ_{meas}	$\Delta\sigma$
40–50	44.72	0.1958	0.2067	0.024
50–60	55.26	0.1466	0.1450	0.018
60–70	65.74	0.1499	0.1146	0.011
70–80	76.44	0.3031	0.2976	0.013

Tabelle 6.6: Theoretischer und gemesser Wirkungsquerschnitt und statistischer Fehler für die dritte Selektion

Energie	$\sqrt{s'_{data}}$	$\sqrt{s'_{MC}}$	$\sqrt{s'_{MC}(\sqrt{s'_{tree<85}})}$	$\sqrt{s'_{tree}(\sqrt{s'_{tree<85}})}$
40-50	44.69	45.08	45.16	45.23
50-60	55.05	55.33	55.16	55.04
60-70	65.48	65.72	65.87	65.72
70-80	76.37	76.49	76.04	75.70

Tabelle 6.7: Vergleich der rekonstruierten Schwerpunktsenergien für Daten und Monte Carlo und der generierten Schwerpunktsenergie für Monte Carlo Ereignisse.

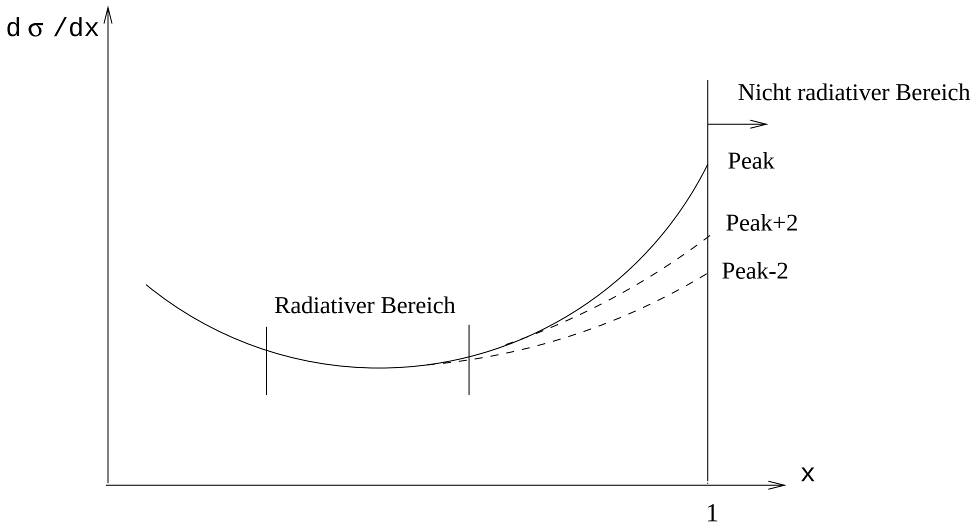


Abbildung 6.1: Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dx}$ (mit $x = \frac{\sqrt{s'}}{\sqrt{s}}$) für $\sqrt{s} = M_Z$ und $\sqrt{s} = \pm 2GeV$.

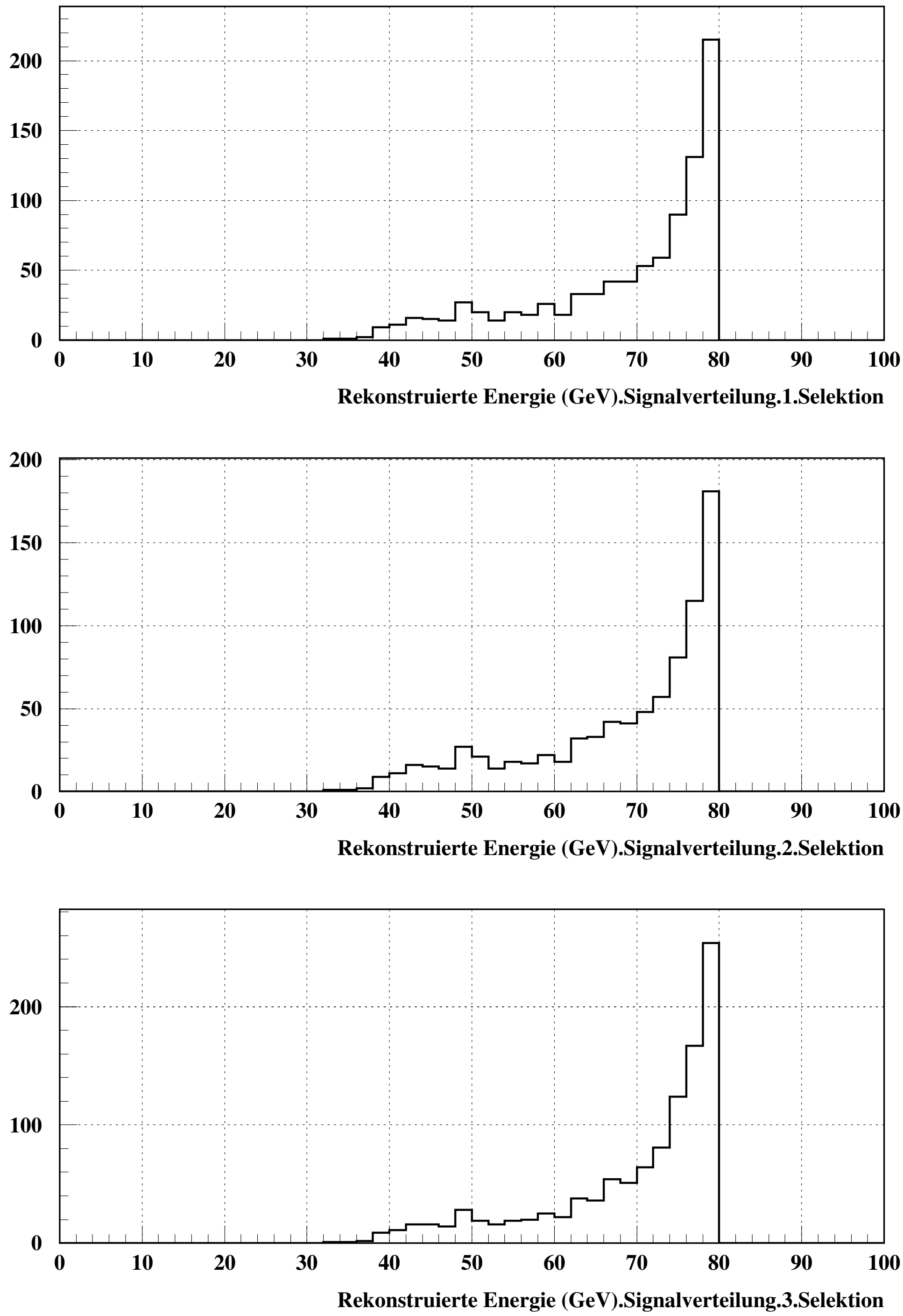


Abbildung 6.2: Signal–Monte Carlo Ereignisse für jede Selektion.
Oben: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für Monte Carlo Ereignisse ($\sqrt{s'_{tree}} < 85\,GeV$) nach der ersten Selektion.
Mitte: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für Monte Carlo Ereignisse ($\sqrt{s'_{tree}} < 85\,GeV$) nach der zweiten Selektion.
Unten: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für Monte Carlo Ereignisse ($\sqrt{s'_{tree}} < 85\,GeV$) nach der dritten Selektion.

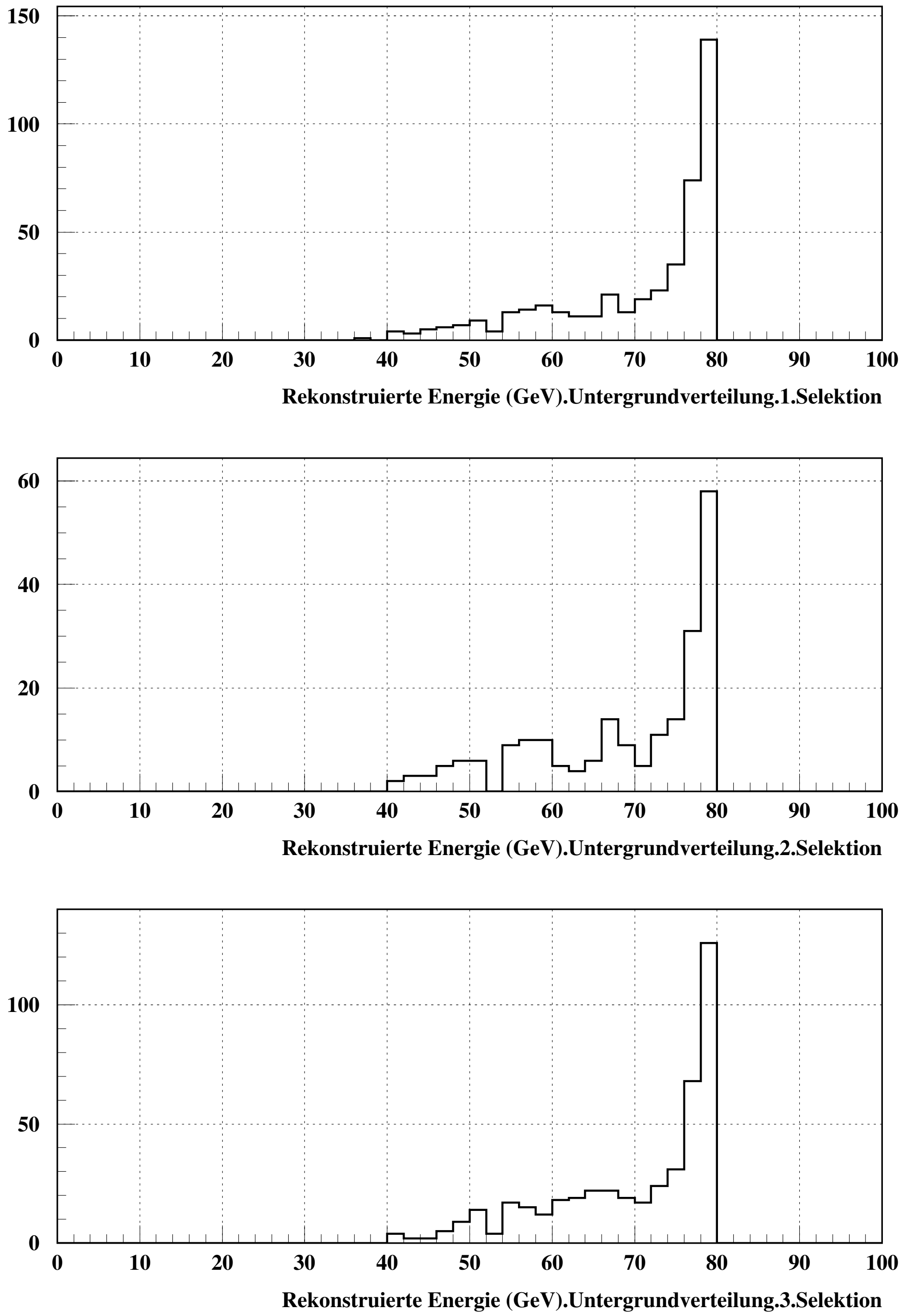


Abbildung 6.3: Untergrund–Monte Carlo Ereignisse für jede Selektion.
Oben: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für $\sqrt{s'_{tree}} > 85\,GeV$ nach der ersten Selektion
Mitte: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für $\sqrt{s'_{tree}} > 85\,GeV$ nach der zweiten Selektion
Unten: Rekonstruierte Schwerpunktsenergie für $\sqrt{s'_{tree}} > 85\,GeV$ nach der dritten Selektion

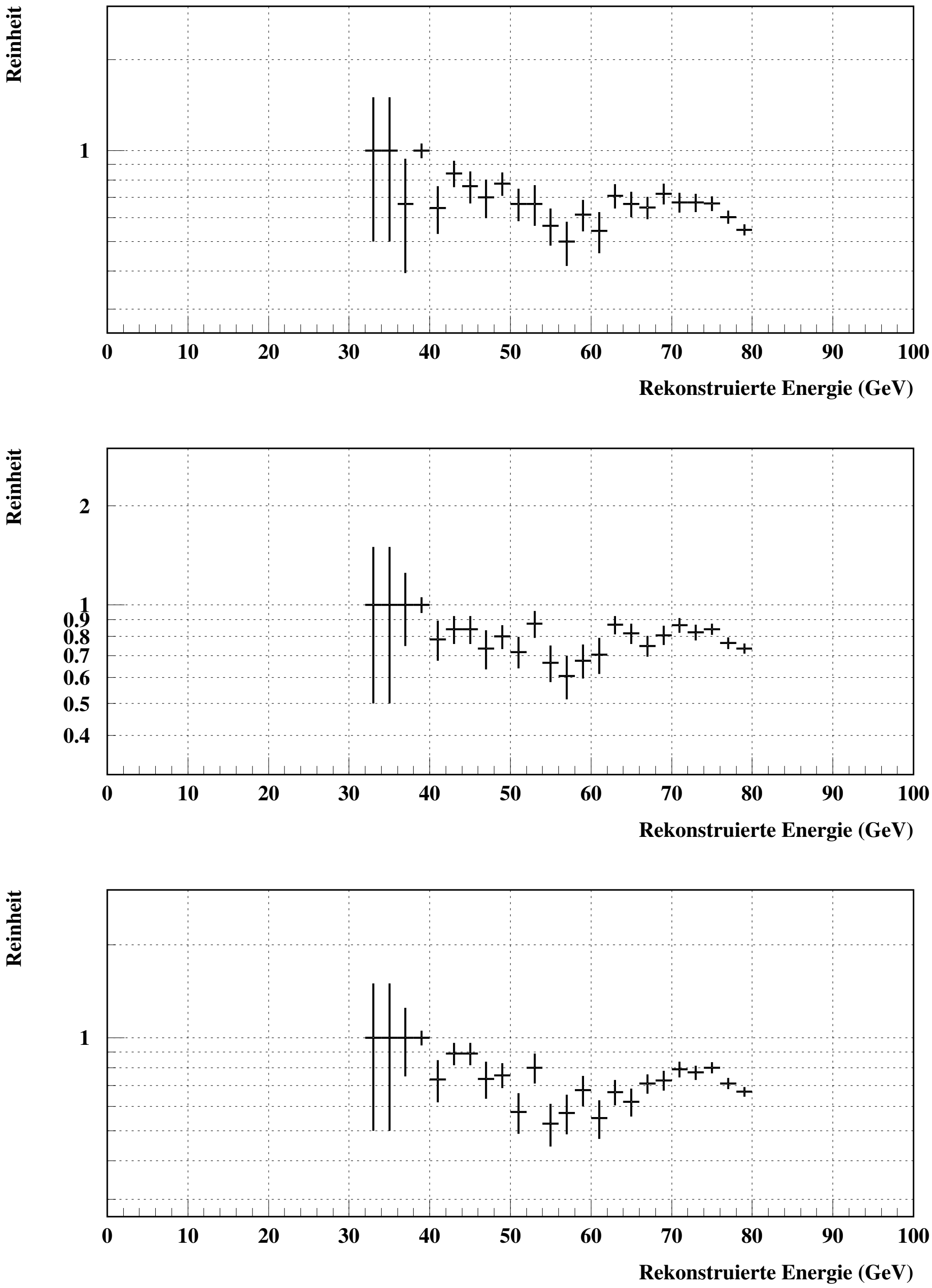


Abbildung 6.4: $\sqrt{s'}$–Abhängigkeit der Reinheit für jede Selektion. Man bekommt den statistischen Fehler für jeden Energiebereich durch eine Binomialverteilung.

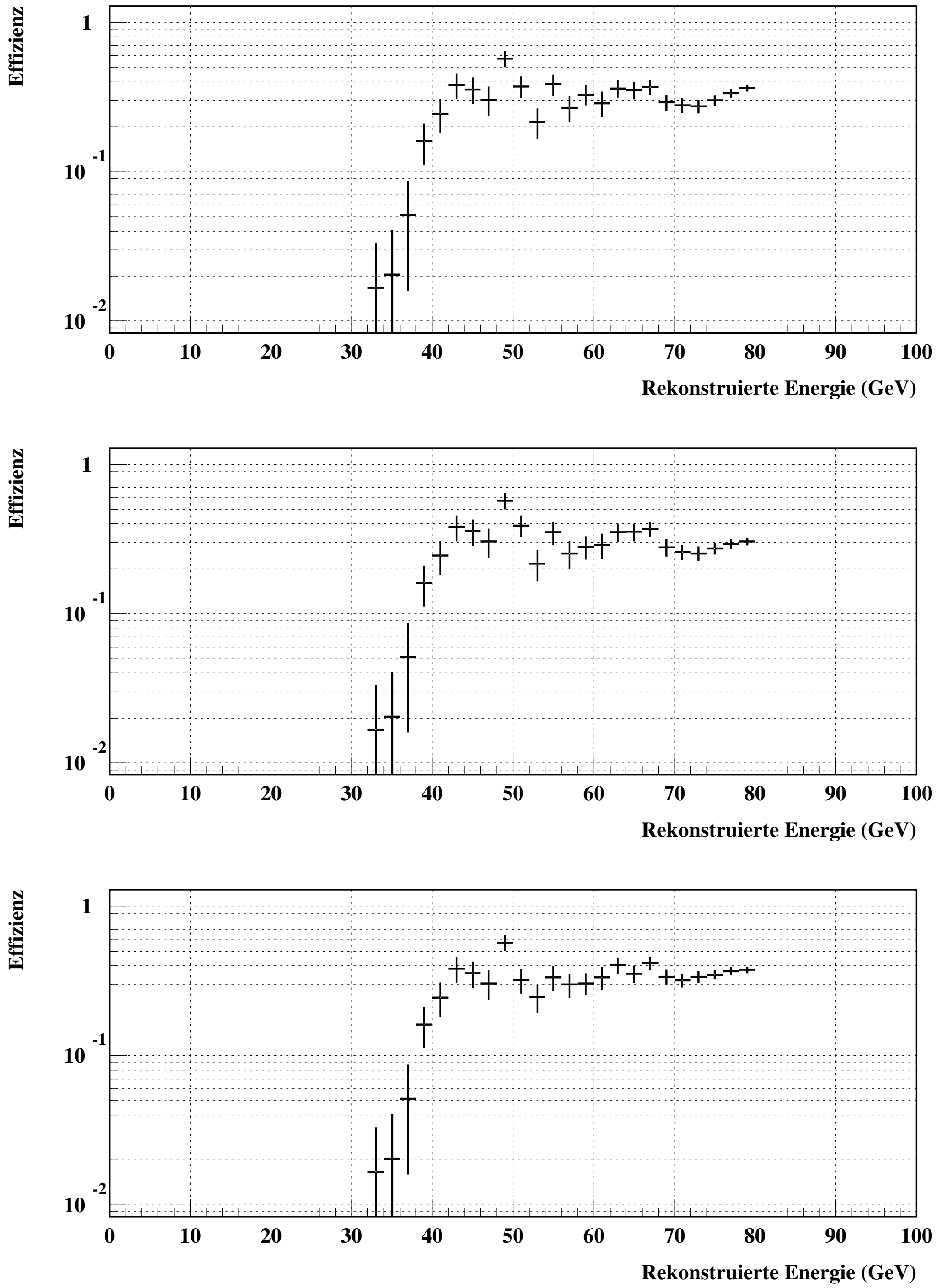


Abbildung 6.5: $\sqrt{s'}$–Abhängigkeit der Effizienz für jede Selektion. Man bekommt den statistischen Fehler für jeden Energiebereich durch eine Binomialverteilung.

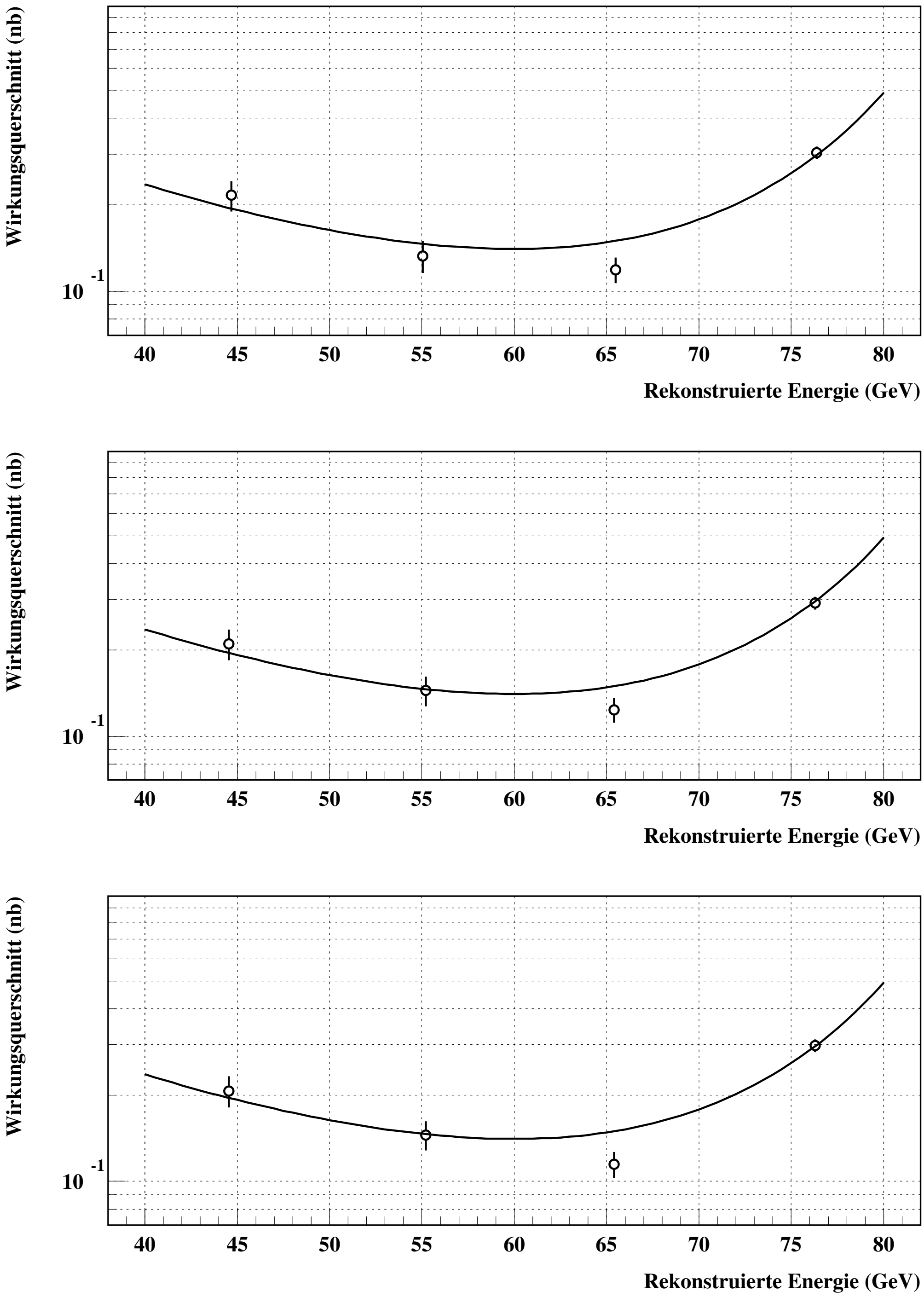


Abbildung 6.6: Verteilungen für den theoretischen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktenergie (durchgezogene Linie). Die Punkte entsprechen den gemessen Werten für den Wirkungsquerschnitt für Selektion 1 (oben), 2 (Mitte) und 3 (unten) als Funktion der Schwerpunktenergie.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Selektion hadronischer Ereignisse mit harter Photonabstrahlung im Anfangszustand untersucht unter Verwendung von Daten, die bei LEP1 mit einer Schwerpunktsenergie um die Z^0-Resonanz am OPAL Detektor aufgezeichnet wurden. Damit lässt sich der Wirkungsquerschnitt bei deutlich reduzierten effektiven Schwerpunktsenergien im Bereich von $40 < \sqrt{s'} < 80 GeV$ bestimmen. Dieser Energiebereich ist besonders interessant für Tests der Photon-Z^0 Interferenz.

Für die Analyse wurden die zwischen 1993–95 erhobenen Daten verwendet, insgesamt etwa 3 Millionen hadronischer Z^0 Zerfälle.

Auf der Basis einer inklusiven Selektion hadronischer Ereignisse wurden verschiedene Verfahren studiert, um Ereignisse mit harter Photonabstrahlung im Anfangszustand mit guter Effizienz und hoher Reinheit zu selektieren. Zunächst wird für jedes Ereignis die effektive Schwerpunktsenergie mittels eines kinematischen Fits bestimmt, wobei man ein nichtdetektiertes Photon entlang der Strahlachse annimmt. Eine erste Gruppe von Schnitten wurde eingeführt, um diese effektive Schwerpunktsenergie zuverlässig zu rekonstruieren: es wird verlangt, daß die Ereignisachse im zentralen Bereich liegt und ein Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit des kinematischen Fits durchgeführt.

Danach ist eine zweite Gruppe von Schnitten erforderlich um Untergrund durch Ereignisse mit harter Gluonabstrahlung zu reduzieren. Dieser QCD Untergrund ist die größte Herausforderung an die Selektion, da solche Ereignisse, wenn Gluon oder Quark entlang der Strahlachse gehen, im Extremfall kaum von den eigentlichen radiativen Photon Ereignissen zu unterscheiden sind. Das Problem wird dadurch verstärkt, daß harte Photonabstrahlung im Anfangszustand sehr selten stattfindet, man erwartet nur bei etwa 0.1 % der Ereignisse ein Photon mit mehr als 10 GeV im Anfangszustand.

Zur Minimierung des QCD Untergrunds wurde eine Reihe von Variablen studiert: Energie und Multiplizität isolierter Spuren und Cluster, invariante Masse der Jets, Energie und Multiplizität innerhalb eines Kegels um die Richtung des rekonstruierten Photons sowie Variationen der Qualitätsschnitte für akzeptierte Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter.

Das Resultat der Untersuchungen waren drei unterschiedliche Kombinationen dieser Variablen: Die erste basierend auf invarianter Jet-Masse und der Multiplizität in einem kleinen Kegel um die Photonrichtung mit harten Qualitätsschnitten. Die zweite ebenfalls unter Verwendung der invarianten Masse, aber als zweitem Schnitt wurde die Energie in einem großen Kegel um die Photonrichtung mit lockeren Qualitätsanforderungen verwendet. Schließlich als dritte Alternative eine Selektion, die nur die Multiplizität in dem großen Kegel mit harten Qualitätsschnitten als Kriterium verwendet. Alle Selektionen liefern Reinheiten im Bereich von 70-80 % und Effizienzen um die 30 %. Die zweite Selektion schneidet am besten ab, ist aber empfindlich auf Rauschen im elektromagnetischen Kalorimeter. Das dritte Verfahren ist konzeptionell am einfachsten.

Am Ende wurden die Wirkungsquerschnitte für $e^+e^- \rightarrow Hadronen$ Reaktionen bei effektiven Schwerpunktsenergien in vier Bereichen zwischen $40 < \sqrt{s'} < 80 GeV$ bestimmt. Die Resultate der drei Selektionen sind konsistent, im Rahmen der statistischen Fehler von 8-15 % stimmen die gemessenen Werte mit der theoretischen Erwartung gut überein.

Eine detaillierte Untersuchung der verschiedenen systematischen Fehlerquellen aufgrund von Simulation, theoretischen Unsicherheiten und Datennahme-Effekten war im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich.

Literaturverzeichnis

[1] 'σ_{had} at $40 < \sqrt{s'} < 80GeV$. A first study.'
Günter Duckeck. Ludwig Maximilians Universität Muṅchen. September (1996).

[2] 'Hochenergie Physik'
Donald H. Perkins. Addison–Wesley Publishing Company, Inc.

[3] 'Feynman–Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker'
Peter Schmüser. Springer. (1995)

[4] 'Test of the Electroweak Theory al LEP'
D. Schaile. CERN–PPE/93–213. December (1993)

[5] 'Präzisionsmessung des hadronischen und leptonischen Wirkunsquerschnitts im Bereich der Z^0–Resonanz und Bestimmung der starken Kopplungskonstante'
Günter Duckeck. Inaugural–Dissertation. Heidelberg 1993

[6] *'Z Physics at LEP1'*, CERN 89–08, ed. G. Altarelli et al., Vol 1 (1989)

[7] *'Z Physics at LEP1'*, CERN 89–08, ed. G. Altarelli et al., Vol 2 (1989)

[8] *'Z Physics at LEP1'*, CERN 89–08, ed. G. Altarelli et al., Vol 3 (1989)

[9] Line shape program ZFITTER.
Dubna–Zeuthen radiative correction group, D. Bardin et al. D. Bardin et al., Comp. Phys. Comm. 59 (1990) 303., Z. Phys. C44 (1989) 493; Nucl. Phys. B351 (1991) 1; Phys. Lett. B229 (1989) 405; CERN–TH 6443/92 (May 1992)

[10] 'The OPAL Detektor al LEP'
OPAL Collaboration, K. Ahmet et al., Nucl. Inst. Meth. A305 (1991) 275.

[11] 'Analyse von Z^0–Zerfällen'
Fortgeschhrittenen Praktikum München (1997);
Staatsexamensarbeit U. Vollmann in Vorbereitung.

[12] 'GEANT', R. Brun et al., CERN DD/EE/84–1

[13] 'JETSET, Version 7.2', T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39(1986) 347.

[14] 'HERWIG', G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. B310 (1988) 461

[15] 'The Detektor Simulation Program for the OPAL Experiment at LEP'
J. Allison et al., Nucl. Instr. and Meth. A313 (1992) 103

[16] 'Particle Physics'
B. R. Martin G. Shaw. John Wiley & Sons. (1987)

[17] 'Studies of radiative events: $\alpha_S(36GeV)$ from LEP1 Data'
Markus Pflitsch. OPAL June Plenary (1997)

[18] 'Data analysis techniques for high–energie physics experiments'
R. K. Bock, H. Grote, D. Notz and M. Regler. Cambridge University Press (1990)

[19] 'Einführung in die Statistik'
J. Lehn H. Wegmann. Teubner Studienbücher. (1991)

[20] 'Preliminary Study of the 1995 Multihadron Selection and LEP Bunch–Train Effects'
Günter Duckeck, Wen–Ping Lai, David Strom. OPAL Technical Note TN467 (1996)

[21] 'The Standard Elektroweak Theory and its Experimental Tests'
ed. G. Altarelli. CERN–TH 6867/93 (1993)

[22] 'A Preliminary Update of the Z^0 Line Shape and Lepton Asymmetry Measurements with the 1993 and 1994 Data'
The OPAL Collaboration. OPAL Physics Note PN–166 (1995)

[23] 'Improved Measurements of the Neutral Current from Hadron and Lepton Production at LEP'
The OPAL Collaboration. CERN–PPE/93–146 (1993)

[24] S. Jadach et al., Comp. Phys. Comm. 66 (1991) 276.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei Frau Prof. Dr. Dorothee Schaile für Ihr großes Vertrauen und für die Möglichkeit, an ihrer Arbeitsgruppe forschen zu können, sowie für die Ratschläge, die Sie mir in bezug auf die Durchführung der vorliegenden Arbeit gegeben hat.
Dr. Günter Duckeck danke ich für die Unterstützung, die er mir zu jeder Zeit gegeben hat und auch dafür, daß er mir Tag für Tag gelehrt hat, was die experimentelle Physik ist und für alle Anregungen, die er mir zur Verbesserung des Endmanuskripts gegeben hat.
Bei der ganzen Forchungsgruppe der Sektion für Physik der München Universität Sofia Chouridou, Mario Deile, Jörg Dubbert, Frau Herta Franz, Christophe Perrot, Oliver Sahr, Dr. Raimund Ströhmer, Dr. Thomas Trefzger, Philippe Vannerem und Uli Vollmann möchte ich mich für die Schaffung einer so angenehmen Arbeitsatmosphäre bedanken. Ohne solche eine Gruppe und ohne die Hilfe, die sie mir stets gegeben hat, wäre diese Arbeit nie möglich gewesen.
Bei Herr Prof. Dr. Kiesling (MPI) bedanke ich mich für sämtliche Beiträge und Anregungen zur letzten Fassung.
Ich wäre nicht in München ohne die Ermunterung und den Anfanganspорn von Herrn Prof. Dr. José María Cerveró und Herrn Prof. Dr. Juan Mateos Guilarte aus der Salamanca Universität.
Meiner Familie und meinen Freunden danke ich, weil sie immer da waren und mir stets das Gefühl vermittelt haben, daß Salamanca in der Nähe ist.
Meinen Eltern widme ich diese Arbeit. Ohne ihre bedingungslose Unterstützung, als ich die Entscheidung traff, nach München zu kommen, ohne Ihre Ermunterung, immer wenn ich Schwierigkeiten hatte, ohne Ihre Hilfe in der Besorgung von Allem, was ich aus Spanien brauchte, wäre nichts möglich gewesen.