Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprechts-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Selvam Dhamotharan

aus Thirumulasthanam

November 1995

Suche nach CP-Verletzung in Z $\rightarrow b\bar{b}g$ Zerfällen mit dem Detektor ALEPH am LEP

Die Diplomarbeit wurde von Selvam Dhamotharan ausgeführt am
Institut für Hochenergiephysik
unter der Betreuung von
Prof. Dr. K. Tittel

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Über dreißig Jahre nach Entdeckung der CP-Verletzung ist der Zerfall des neutralen Kaons noch immer der einzige physikalische Prozeß, bei dem die Verletzung der CP-Invarianz experimentell nachgewiesen wurde [8]. Obwohl die Beschreibung dieses Effektes im Rahmen des Standardmodells gelungen ist, bleibt die Frage nach der Ursache der CP-Verletzung noch immer ungeklärt.

Sowohl das Ausbleiben weiterer experimenteller Beobachtungen als auch der theoretische Erklärungsbedarf motivieren die Suche nach weiteren CP-verletzenden Prozessen, insbesondere nach solchen, die über das Standardmodell hinausgehen. Verschiedene Modelle, die CP-Verletzung jenseits des Standardmodells durch die Einführung eines neuen Austauschteilchens beschreiben, sagen neuartige Effekte in hochenergetischen e^-e^+-Kollisionen mit anschließenden Zerfällen in bottom oder top Quarks voraus ([1], [2] und [3]). Die Tatsache, daß die vom Standardmodell vorhergesagten CP-verletzenden Effekte für diese Reaktionen vernachlässigbar klein sind (siehe z. B. [1], [2] und [17]), macht diese Zerfälle zu einem idealen Gebiet für die Suche nach neuen CP-verletzenden Kopplungen. Von W. Bernreuther, O. Nachtmann et al. ([1] und [2]) wurde vorgeschlagen, mittels CP-ungerader Observablen den Zerfall $Z \to b\bar{b}g$ auf neuartige CP-verletzende Kopplungen zu untersuchen.

Seit Inbetriebnahme des Elektron-Positron-Speicherringes LEP in Genf im Jahre 1989 wurden allein mit dem Detektor ALEPH über vier Millionen hadronische Zerfälle des Z-Bosons gemessen. Der Einbau eines Vertexdetektors im Jahre 1991 ermöglicht den effizienten Nachweis von Zerfällen mit b-Quarks. In Verbindung mit der hohen Statistik sind somit die experimentellen Voraussetzungen für die Suche nach CP-verletzenden Kopplungen jenseits des Standardmodells am Vertex $Z \to b\bar{b}g$ gegeben.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist sowohl die modellunabhängige Messung der CP-Invarianz dieses Zerfalls auch eine Abschätzung der in [1] benutzten Kopplungsparameter.

Im folgenden Kapitel werden die für die Analyse wesentlichen theoretischen Modellannahmen erläutert. In Kapitel 3 und 4 werden der Detektor ALEPH und die verwendeten Simulationsrechnungen beschrieben. Der Aufbau der Analyse wird in Kapitel 5 behandelt, an das sich dann in Kapitel 6 die Ergebnisse und systematischen Fehler der Messung anschließen. Die Größe der CP-verletzenden Kopplung wird in Kapitel 7 bestimmt. Abschließend werden die Ergebnisse zusammengefaßt, diskutiert und mit denen anderer Analysen verglichen.

Kapitel 2

CP-Verletzung und anomale Kopplungen

Schon in der klassischen Mechanik wird gezeigt, daß sich die grundlegenden Erhaltungssätze der Physik auf die Symmetrieeigenschaften des betrachteten Systems zurückführen lassen [4]. So folgen zum Beispiel aus der Symmetrie unter Poincaré-Transformationen die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls. Die Forderung, daß die Physik und damit die sie beschreibenden Gleichungen Symmetrieeigenschaften zeigen sollten, wurde zu einem erfolgreichen Werkzeug der Theorie. So entstand zum Beispiel die Quantenfeldtheorie aus der Forderung nach Lorentzinvarianz der Quantenmechanik.
Auch das so erfolgreiche Standardmodell der Elementarteilchenphysik, welches drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen vereinigt, basiert auf der Forderung nach Symmetrien. Die Eichfelder, die die Wechselwirkungen beschreiben, zeigen nicht nur Invarianz unter Transformationen der Raum-Zeit-Koordinaten, sondern auch gegenüber Transformationen, die nur auf die Felder selbst wirken. Diese Symmetrien der Eichfelder nennt man interne Symmetrien und verknüpft damit die Erhaltung von Quantenzahlen wie Isospin, Ladung oder Baryonenzahl. Neben den kontinuierlichen Raum-Zeit-Symmetrien und den internen Symmetrien gibt es auch diskrete Symmetrien.

2.1 Diskrete Symmetrien und CP-Verletzung

Unter den diskreten Symmetrien versteht man die Symmetrie unter der Paritätstransformation $\mathcal{P}$, der Ladungskonjugation $\mathcal{C}$ und der Zeitumkehr $\mathcal{T}$.

$$\begin{array}{ll} \mathcal{T} & t \longrightarrow t' = -t \\ \mathcal{C} & Teilchen \longrightarrow Antiteilchen \\ \mathcal{P} & \vec{x} \longrightarrow \vec{x}' = -\vec{x} \end{array}$$

Lange Zeit hindurch nahm man an, daß alle Wechselwirkungen symmetrisch unter diesen grundlegenden Transformationen seien und forderte die Erhaltung der diskreten Symmetrien der Eichfelder.
Das sogenannte $\Theta - \tau$-Rätsel beim Zerfall der K-Mesonen veranlaßte aber Lee und Yang, die experimentelle Evidenz für die Erhaltung der Parität im Bereich der schwachen Wechselwirkung zu prüfen [5]. Ihr Schluß war, daß es keinen experimentellen Nachweis für die Erhaltung der Parität gab, und sie schlugen Experimente vor, die diesen Punkt beim β-Zerfall klären

sollten. Das überraschende Ergebnis war, daß die Parität bei schwachen Prozessen nicht erhalten ist (siehe hierzu [6] und [7]).
1964 wurde im Zerfall der neutralen K-Mesonen auch die CP-Verletzung experimentell nachgewiesen [8]. Wie schon einleitend erwähnt, ist es möglich, dieses Phänomen in das Standardmodell zu integrieren. Auf die Beschreibung der CP-Verletzung innerhalb des Standardmodells soll hier nicht näher eingegangen werden, einen guten Überblick bieten unter anderem [9] und [10].

2.2 CP-Verletzung in $Z \to q\bar{q}g$

Die vom Standardmodell vorhergesagten CP-verletzenden Effekte bei hadronischen Zerfällen des Z sind vernachlässigbar klein (der CP-ungerade Anteil der Amplituden beträgt etwa $\approx 10^{-7}$ siehe [1]), daher konzentrieren sich diese Analyse und die folgenden Ausführungen auf CP-verletzende Effekte jenseits des Standardmodells. Zuerst soll hier auf die modellunabhängige CP-ungerade Observable, die zur Messung benutzt wird, eingegangen werden. Nach Einführung des benutzten Modells werden die Gründe, die die Untersuchung auf den Vertex $Z \to b\bar{b}g$ einschränken, erläutert. Zum Schluß wird der Zusammenhang zwischen Modell und Observable hergestellt, die Größenordnung möglicher Effekte abgeschätzt und die Zielsetzung der Analyse erläutert.

2.2.1 CP-ungerade Observable

Um eine mögliche CP-Verletzung zu messen, wird eine CP-ungerade Observable benötigt. Darunter versteht man eine Observable $\mathcal{O}$, die unter Anwendung des Operators $\mathcal{CP}$ ihr Vorzeichen wechselt.

$$\mathcal{CP}: \quad \mathcal{O} \longrightarrow -\mathcal{O}$$

Hieraus folgt, daß der Mittelwert $\langle \mathcal{O} \rangle$ dieser Observablen bei CP-erhaltenden Prozessen Null sein muß. Eine Abweichung des Mittelwertes von Null bedeutet CP-Verletzung.
In [1] wird gezeigt, daß für Zerfälle des Z in zwei Fermionen nur dann CP-ungerade Observablen konstruiert werden können, wenn die Polarisation der Zerfallsteilchen gemessen werden kann. Bei Zerfällen der Art $Z \to q\bar{q}$ ist es aber noch nicht gelungen auf den Spin der primären Quarks zu schließen. Somit muß man sich bei der Untersuchung der CP-Invarianz hadronischer Z-Zerfälle auf den Vertex $Z \to q\bar{q}X$ konzentrieren. Hier können aus Winkelkorrelationen CP-ungerade Observablen konstruiert werden.
Aus den in [2] vorgeschlagenen CP-ungeraden Observablen wurde nun diejenige mit der größten Empfindlichkeit ausgewählt, ein Tensor zweiter Stufe, der im weiteren mit T' bezeichnet wird

$$T'_{ij} = (\hat{k}_{\bar{q}} - \hat{k}_q)_i \left(\frac{\hat{k}_{\bar{q}} \times \hat{k}_q}{\mid \hat{k}_{\bar{q}} \times \hat{k}_q \mid} \right)_j + (i \leftrightarrow j) \quad , \tag{2.1}$$

wobei $\hat{k}_q$ ($\hat{k}_{\bar{q}}$) den Impulseinheitsvektor des Quark(Antiquark)-Jets bezeichnet und i,j die kartesischen Koordinaten bezeichnen. Dieser Tensor hat einige Eigenschaften, die für die Analyse von Bedeutung sind:

- er ist symmetrisch in i und j und hat die Spur 0, d.h. er besitzt nur fünf unabhängige Komponenten
- er ist symmetrisch unter $\hat{k}_{\bar{q}} \leftrightarrow \hat{k}_q$, es wird somit nicht zwischen Quark und Antiquark unterschieden. Für die Messung einer CP-ungeraden Kopplung bedeutet dies, daß nur der Gluonjet korrekt identifiziert werden muß, eine weitergehende Trennung der Quark- und Antiquarkjets ist nicht notwendig.
- Der Erwartungswert dieses Tensors ist proportional zur Tensorpolarisation des Z (siehe [1] und [2]), wenn alle Schnitte rotationssymmetrisch zur Strahlachse sind. Falls der Mittelwert der Observable ungleich Null wäre, sollte der Tensor folgende Gestalt haben

$$\langle T'_{ij} \rangle = const. \cdot s_{ij} \tag{2.2}$$

wobei s_{ij} die Tensorpolarisation des Z bezeichnet, die bei LEP folgende Gestalt hat:

$$s_{ij} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{6} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{6} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix}$$

Dies bedeutet, daß bei Existenz CP-verletzender Kopplungen die Nebendiagonalelemente verschwinden und die Diagonalelemente folgende Relation erfüllen sollten:

$$\langle T'_{11} \rangle = \langle T'_{22} \rangle = -0.5 \cdot \langle T'_{33} \rangle \quad .$$

Etwaige Abweichungen von dieser Gestalt würden auf Vortäuschung von CP-Verletzung durch den Detektor oder die Datenselektion hindeuten.

Die wichtigste Eigenschaft dieses Tensors ist aber, daß er **modellunabhängig** ist. Somit ist jede Abweichung der Diagonalelemente von Null ein Hinweis auf CP-Verletzung in diesem Zerfallskanal, unabhängig von der sie erzeugenden Quelle. Die Möglichkeit, mit dieser Observable CP-verletzende Effekte messen zu können, ist also **nicht** an ein Modell gekoppelt.

2.2.2 CP-verletzende Lagrangedichten

Die Einführung neuartiger CP-verletzender Kopplungen erfolgt in [1] dadurch, daß die effektive Lagrangedichte des Standardmodells um einen CP-verletzenden Term erweitert wird

$$\mathcal{L}(x) = \mathcal{L}_{SM}(x) + \mathcal{L}_{\not{C}\not{P}}(x) \tag{2.3}$$

Die effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}_{\not{C}\not{P}}$ enthält alle CP-ungeraden Operatoren, die aus den Eichfeldern des Standardmodells gebildet werden können, mit der Einschränkung, daß nur Operatoren mit der Dimension $d \leq 6$ berücksichtigt wurden. Der Zusatzterm hat somit die folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\not{C}\not{P}}(x) &= \sum_{\psi=q,l} \{ -\frac{i}{2} d_\psi \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi(x) F_{\mu\nu}(x) \\ &- \frac{i}{2} \tilde{d}_\psi \bar{\psi}(x) \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 \psi(x) [\partial_\mu Z_\nu(x) - \partial_\nu Z_\mu(x)] \\ &+ [f_{V\psi} \bar{\psi}(x) \gamma^\nu \psi(x) + f_{A\psi} \bar{\psi}(x) \gamma^\nu \gamma_5 \psi(x)] Z^\mu(x) F_{\mu\nu}(x) \} \\ &+ \sum_q \{ -\frac{i}{2} d'_q \bar{q}(x) T^a \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 q(x) G^a_{\mu\nu}(x) \\ &+ [h_{Vq} \bar{q}(x) T^a \gamma^\nu q(x) + h_{Aq} \bar{q}(x) T^a \gamma^\nu \gamma_5 q(x)] Z^\mu(x) G^a_{\mu\nu}(x) \} \end{aligned} \tag{2.4}$$

mit

$$
\begin{aligned}
F_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\
G^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_s f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu
\end{aligned}
\tag{2.5}
$$

hierbei steht $\psi(x)$ für das Quarkfeld $q(x)$ oder das Leptonfeld $l(x)$, $A_\mu(x)$, $Z_\mu(x)$, $G^a_\mu(x)$ bezeichnen die Felder des Photons, des Z und des Gluons; g_s ist die Kopplungskonstante der QCD, T^a sind die Generatoren der $SU_c(3)$ Gruppe und f^{abc} ihre Strukturkonstanten.
Diese Lagrangedichte enthält drei chiralitätsändernde Terme der Dimension $d = 5$, deren Kopplungskonstanten d_ψ, $\tilde{d}_\psi$ und d'_ψ somit die Dimension $\Lambda^{-1}_{\not{C}\not{P}}$ haben. Unter $\Lambda_{\not{C}\not{P}}$ ist die Skala der anomalen Kopplungen zu verstehen. Im einzelnen beschreiben die Kopplungen d_ψ, $\tilde{d}_\psi$ und d'_ψ die Größe möglicher elektrischer, elektroschwacher und chromoelektrischer Dipolmomente. Daneben gibt es chiralitätserhaltende Terme der Dimension $d = 6$, deren Kopplungen $f_{V\psi}$, $f_{A\psi}$, h_{Vq} und h_{Aq} die Dimension $\Lambda^{-2}_{\not{C}\not{P}}$ haben.
Die Feynmangraphen zu all diesen Operatoren sind in 2.1 a) -e) abbgebildet, wobei der Einfachheit halber statt beliebiger Leptonlinien nur b-Quarks gezeichnet wurden.
Wenn man sich nun auf die Untersuchung des Vertexes $Z \to q\bar{q}X$ konzentriert, können die Auswirkungen der chiralitätsändernden Kopplungen vernachlässigt werden, denn in der betrachteten Ordnung interferieren die Graphen a) und c) destruktiv mit den Standardmodellgraphen (siehe hierzu [1]). Außerdem ist der für die Analyse verwendete Tensor T'_{ij} nicht sensitiv auf chiralitätsändernde Kopplungen, somit kann auch der Beitrag des Graphen b) für diese Analyse unberücksichtigt bleiben. Damit bleiben zur weiteren Untersuchung nur noch die Zerfälle $Z \to q\bar{q}g$ und $Z \to q\bar{q}\gamma$, wobei der erstere aufgrund der weitaus höheren Statistik die besseren experimentellen Aussichten bietet, CP-verletzende Effekte zu finden. Deswegen wird im weiteren nur noch der Zerfall $Z \to q\bar{q}g$ betrachtet.
Im Grenzfall $m_q = 0$ zeigt sich, daß alle CP-ungeraden Effekte durch die Kopplungen h_{Aq} und h_{Vq} proportional zu folgender Linearkombination sind

$$
\hat{h}_q = \hat{h}_{Aq} g_{Vq} - \hat{h}_{Vq} g_{Aq} \quad , \tag{2.6}
$$

wobei g_{Vq}, g_{Aq} für die Vektor- und Axialvektorkopplung des Quarks an das Z-Boson stehen. Hierbei sind $\hat{h}_{Aq/Vq}$ dimensionslose Größen, die mit den oben eingeführten Kopplungen folgendermaßen verknüpft sind

$$
h_{Aq/Vq} = \hat{h}_{Aq/Vq} \frac{e g_s}{\sin\Theta_W \cos\Theta_W m_Z^2} \quad , \tag{2.7}
$$

wobei Θ_W für den schwachen Mischungswinkel, e für die Elementarladung und m_Z für die Masse des Z-Bosons stehen.

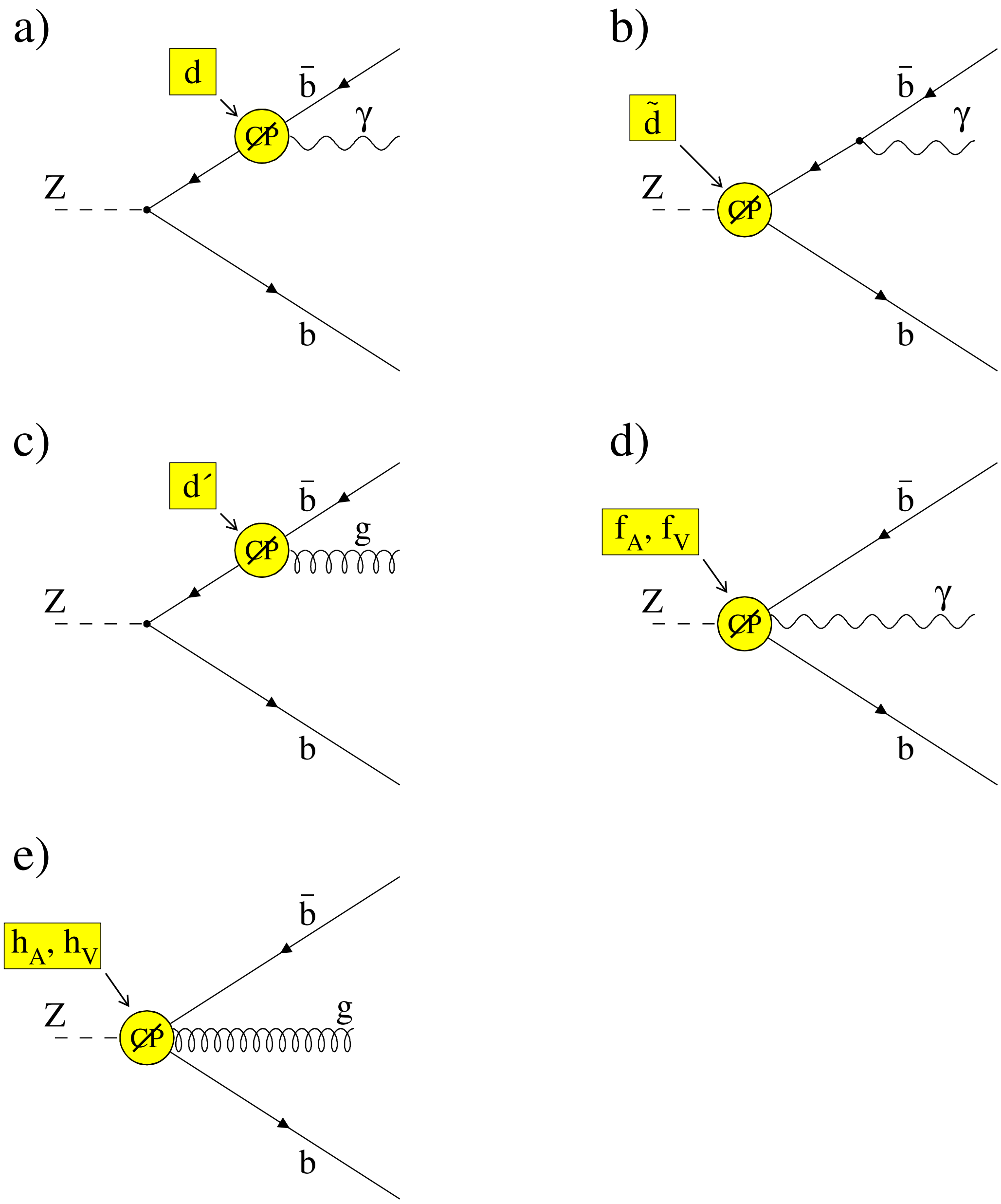

Abbildung 2.1: *Graphen CP-verletzender Prozesse. Die Graphen der in Gl. 2.4 eingeführten CP-ungeraden Kopplungen sind in a)-e) eingezeichnet.*

2.2.3 CP-Verletzung in $Z \to b\bar{b}g$

Es gibt mehrere Gründe, die Analyse speziell auf 3-Jet-Ereignisse mit b-Quarks zu beschränken.

i) eine Möglichkeit, solche Kopplungen zu deuten, wäre der Austausch von supersymmetrischen Higgsbosonen (zum Beispiel Kapitel 4.2 in [1]). In solch einem Fall wäre die Kopplung an schwere Quarks stärker als an leichte.

ii) die Kopplung $\hat{h}_q$ muß für verschiedene Quarksorten als verschieden stark angenommen werden, somit sollte auch jede Quarksorte einzeln untersucht werden. Die experimentellen Umstände engen damit das Feld ein, da auf der Z-Resonanz nur b-Quarks effektiv und mit hoher Reinheit identifiziert werden können.

iii) wenn diese neuartige Kopplung einen Beitrag zur Amplitude des Kanals $Z \to q\bar{q}X$ in der Art

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{SM} + \mathcal{M}_{\not{C}\not{P}} \tag{2.8}$$

liefern würde, könnte die Breite dieses Zerfalls größer sein als die vom Standardmodell vorhergesagte. Bei inkohärenter Addition der beiden Terme ergibt sich

$$\Gamma_{(Z\to q\bar{q}X)} \propto |\mathcal{M}_{SM}|^2 + |\mathcal{M}_{\not{C}\not{P}}|^2 \neq \Gamma^{SM}_{(Z\to q\bar{q}X)} \quad . \tag{2.9}$$

Die einzige nennenswerte Abweichung dieser Art vom Standardmodellwert, die experimentell festgestellt wurde, ist bei den Zerfällen mit b-Quarks zu sehen. Der 1995 veröffentlichte Mittelwert der LEP-Experimente [11] ist

$$R_b^{exp} = \frac{\Gamma(Z \to b\bar{b}X)}{\Gamma(Z \to hadronisch)} = 0.2219 \pm 0.0017 \quad , \tag{2.10}$$

wohingegen der im Rahmen des Standardmodells erwartete Wert [11]

$$R_b^{SM} = 0.2156 \tag{2.11}$$

beträgt.

Aus diesen Gründen werden nun speziell 3-Jet-Ereignisse mit b-Quarks untersucht. Für b-Quarks wird nun (2.6) zu

$$\hat{h}_b = \hat{h}_{Ab} g_{Vb} - \hat{h}_{Vb} g_{Ab} \tag{2.12}$$

mit

$$g_{Vb} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_W \;\; , \quad g_{Ab} = -\frac{1}{2} \tag{2.13}$$

Wie schon erwähnt, sind in der betrachteten Näherung alle CP-ungeraden Effekte direkt proportional zu $\hat{h}_b$. In diesem Modell würde somit ein nichtverschwindendes $\hat{h}_b$ eine lineare Abweichung von T'_{ii} von Null bewirken. Die exakte Beziehung zwischen diesen beiden Größen wird in [1] und [2] hergeleitet. Für diesen Zusammenhang wird der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $Z \to b\bar{b}g$ benötigt. Dieser ist aber erst nach Einführung eines Abschneideparameters y_{cut} für die Partonenergien endlich:

$$\frac{(k_a + k_b)^2}{m_Z^2} \geq y_{cut} \quad (1 \leq a \neq b \leq 3) \quad , \tag{2.14}$$

wobei k_a, k_b für den Betrag der Partonimpulse steht. Für einen so festgelegten Abschneideparameter ergibt sich

$$\langle T'_{ii} \rangle = \frac{\Gamma^{SM}_{b\bar{b}g}\hat{h}_b Y'_{ii}}{\Gamma_{b\bar{b}g}} \tag{2.15}$$

hierbei bezeichnen $\Gamma^{SM}_{b\bar{b}g}$ die Standardmodellbreite und $\Gamma_{b\bar{b}g}$ die tatsächliche Breite dieses Zerfalls (siehe [2]). Y'_{ii} ist eine Konstante, die sich aus der Integration der Zerfallsmatrix über den Phasenraum bei einem festen y_{cut} ergibt. Zu beachten ist, daß hier alle Nachweiswahrscheinlichkeiten gleich eins gesetzt wurden. Die Gestalt der Matrix ergibt sich somit zu

$$T'_{ij} = \frac{\Gamma^{SM}_{b\bar{b}g}\hat{h}_b Y'_{ij}}{\Gamma_{b\bar{b}g}} \begin{pmatrix} -0.5 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & -0.5 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 1.0 \end{pmatrix}$$

Aus der Diskrepanz zwischen der gemessenen und der Standardmodellbreite läßt sich auch ein Abschätzung für die Größenordnung von $\hat{h}_b$ ableiten. In [2] wird aus den im Jahre 1994 veröffentlichten Werten für R_b

$$R_b^{exp} = 0.2197 \pm 0.002 \; [36] \qquad R_b^{SM} = 0.216 \pm 0.001 \; [37]$$

eine Grenze auf den Betrag von $\hat{h}_b$ abgeleitet. Wenn die gesamte Abweichung auf die CP-verletzende Kopplung zurückzuführen wäre, würde dies folgende Grenze für den Kopplungsparameter

$$\mid \hat{h}_b \mid \leq 2.0 \quad (1\sigma) \quad , \tag{2.16}$$

ergeben.

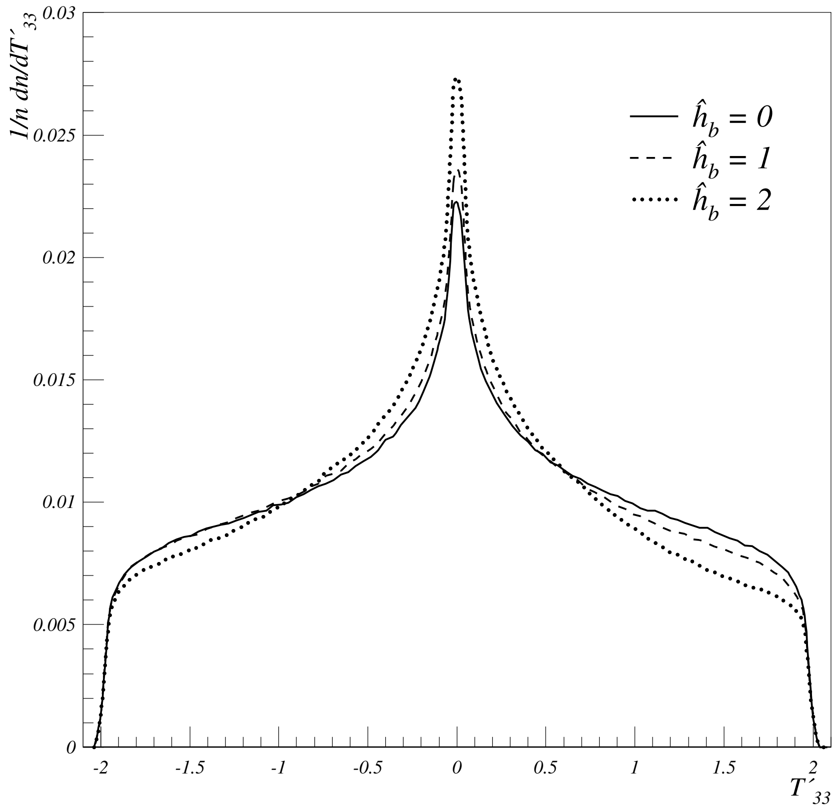

Abbildung 2.2: $\langle T'_{33}\rangle$-*Verteilungen für verschiedene Werte von* $\hat{h}_b$. *Deutlich zu erkennen ist die Aysmmetrie in den Flanken der Verteilung bei größeren Werten des Kopplungsparameters.*

Zusammenfassend ergibt sich folgende Analysestrategie: Erstens wird versucht, mit Hilfe des Tensors T'_{ij} CP-Verletzung beliebiger Herkunft in $Z \to b\bar{b}g$ zu messen. Die Eigenschaften des Tensors bieten hierbei einige Möglichkeiten, systematische Fehlerquellen von physikalischen Effekten zu trennen. Zweitens wird unter der Annahme, daß bei leichten Quarks keine CP-Verletzung auftritt, eine Grenze auf $\hat{h}_b$ aus der Messung extrahiert.

Kapitel 3

Experiment

3.1 Der Speicherring

Mit dem Ziel, die Eigenschaften der intermediären Vektorbosonen zu erforschen, wurde im Jahr 1989 das LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider) fertiggestellt. Mit einem Umfang von 26.7 km ist das LEP der größte Speicherring der Welt und Teil einer mehrstufigen Beschleunigeranlage (siehe Abb. 3.1). Nach dem Durchlauf durch die Vorbeschleuniger werden Elektronen und Positronen ins LEP injiziert und auf ihre Endenergie beschleunigt. Die Elektronen und Positronen zirkulieren in Bündeln (*'bunches'*) gegenläufig im Speicherring und werden an vier Punkten zur Kollision gebracht. An diesen Kollisionspunkten befindet sich jeweils ein Detektor der vier LEP-Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.
In der ersten Stufe (LEP100) wurde bei einer Strahlenergie von 46 GeV die Z-Resonanz untersucht. Geplant ist in einer zweiten Stufe (LEP200), die Schwerpunktsenergie auf ca. 180 GeV zu steigern, um W^+W^--Paare zu erzeugen.

3.2 Der Detektor ALEPH

ALEPH (**A**pparatus for **LEP** **PH**ysics) ist einer der vier Detektoren am LEP. Entworfen wurde dieser Detektor, um das breite Spektrum der Teilchen, die aus dem Zerfall des Z-Bosons (und später der W^-W^+-Bosonen) entstehen, nachzuweisen. Zu diesem Zweck existieren verschiedene Subdetektorsysteme, die zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet sind und gemeinsam einen möglichst großen Raumwinkelbereich abdecken (siehe Abb. 3.2). Direkt an der Strahlröhre befinden sich die drei Detektoren zur Spurrekonstruktion: der Siliziumvertexdetektor, die Innere Spurkammer (ITC) und die Zeitprojektionskammer (TPC). Um die TPC ist das erste der Kalorimetersysteme angeordnet, das Kalorimeter für elektromagnetische Schauer (ECAL). Sowohl die Spurdetektoren als auch das ECAL werden von einem homogenen axialen Magnetfeld durchdrungen. Dieses Feld wird von einer supraleitenden Spule erzeugt und hat eine Stärke von 1.5 Tesla. Nach dem ECAL folgt das Hadronkalorimeter (HCAL), dessen Eisenplatten gleichzeitig als Rückflußjoch für das Magnetfeld dienen. Abgeschlossen wird diese Struktur durch die Myonkammern. Im weiteren werden die einzelnen Detektorkomponenten kurz erläutert, für eine ausführliche Beschreibung siehe [28],[29].

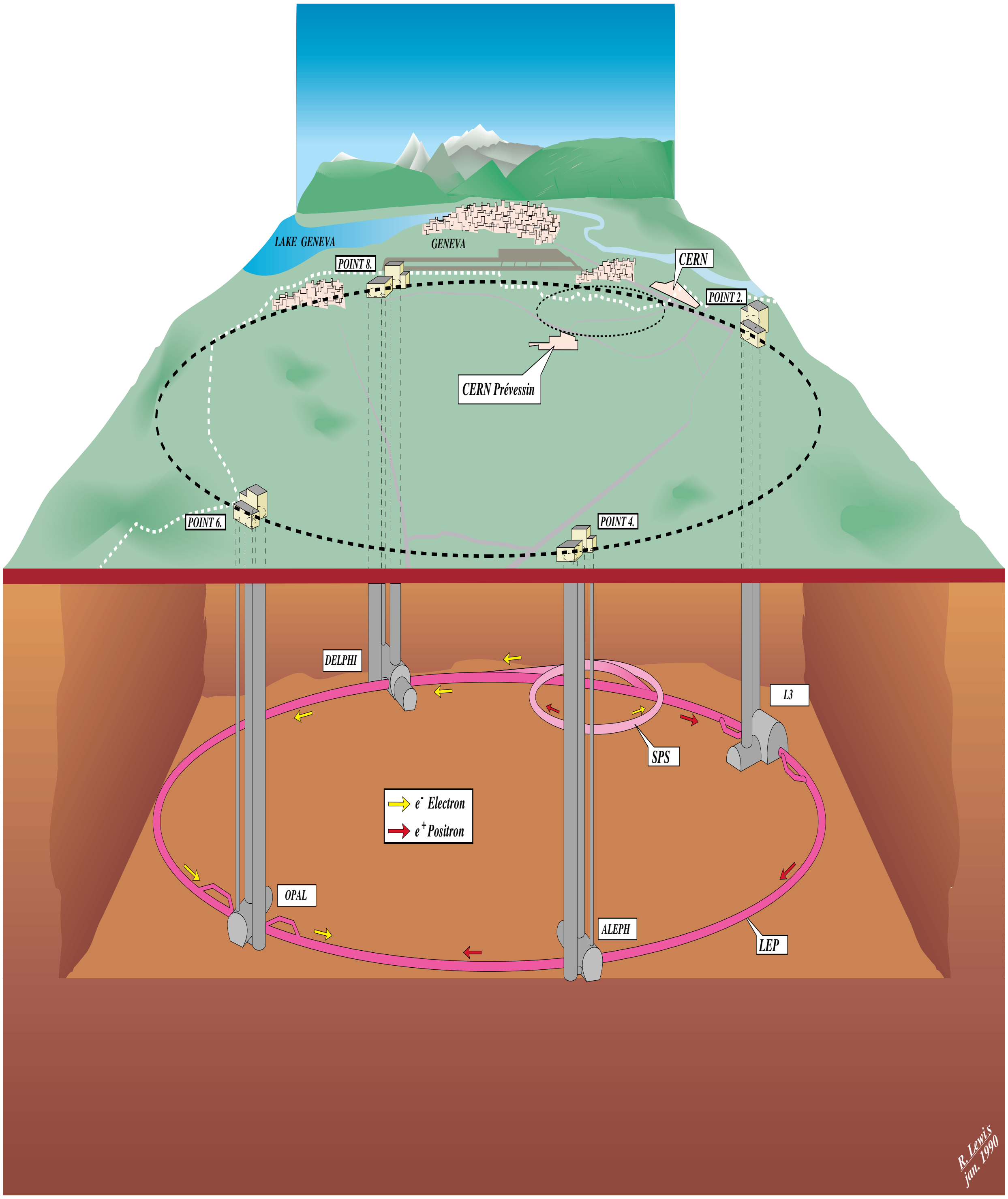

Abbildung 3.1: *Untergrundansicht von LEP*

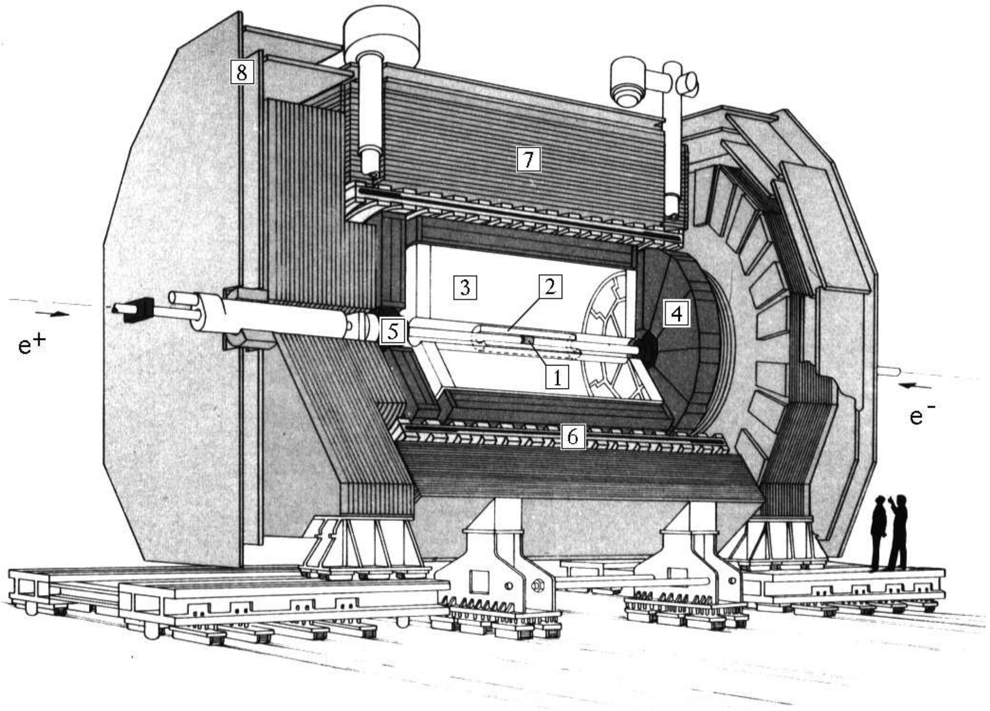

Abbildung 3.2: *Darstellung der einzelnen Komponenten des Detektors ALEPH: 1. Vertexdetektor (VDET), 2. Innere Spurkammer (ITC), 3. Zeitprojektionskammer (TPC), 4. Kalorimeter für elektromagnetische Schauer (ECAL), 5. Luminositätskalorimeter (LCAL), 6. Magnetspule, 7. Hadronkalorimeter, 8. Myonkammern.*

3.2.1 Spurdetektoren

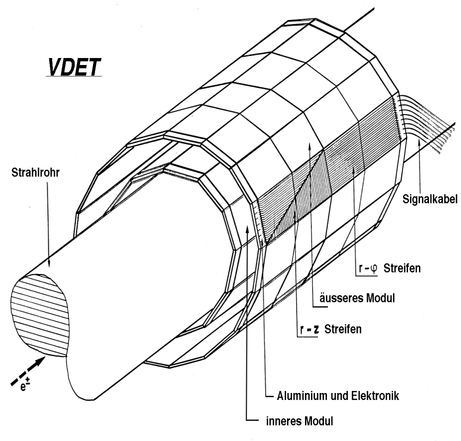

Abbildung 3.3: *Schematische Darstellung des Vertexdetektors*

Vertexdetektor (VDET)

1991 wurde ein zweilagiger Siliziumvertexdetektor in ALEPH eingebaut [32]. Dieser Detektor besteht aus 96 Siliziumplatten, die in zwei koaxialen zylinderförmigen Modulen um die Strahlröhre herum angeordnet sind (siehe Abb. 3.3). Das innere Modul besteht aus 9x4 Platten, das äußere aus 16x4. Auf jedem der Module sind Signalstreifen plaziert, die für jede Spur bis zu zwei Spurpunkte festlegen.
Die Auflösung des Vertexdetektors für senkrecht einfallende Myonen beträgt $\sigma_z \approx 10\mu m$ und $\sigma_{r\phi} \approx 12\mu m$.

Innere Spurkammer (ITC)

Die ITC ist eine zylindrische Vieldrahtdriftkammer von 2 m Länge und einem Durchmesser von 570 mm, deren Drähte parallel zur z-Achse verlaufen. Die Driftkammern sind in acht Schichten konzentrisch um die z-Achse angeordnet. Jede der im Querschnitt hexagonalen Driftkammern enthält einen Signaldraht auf positivem Potential und sechs ihn umgebende, geerdete Felddrähte. Gefüllt sind diese Kammern mit einem Ar-CO_2-Gasgemisch. Die Konstruktion der ITC erlaubt es, für jede Spur bis zu 8 Koordinaten in der r-ϕ-Ebene mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von 150 μm zu bestimmen. Dies geschieht mittels der Driftzeit der Elektronen, die durch die Ionisation des Füllgases enstehen, und der Lage der Drähte. Aus der Differenz der Ankunftszeiten der Signalimpulse an den beiden Enden der ITC können darüberhinaus die z-Koordinaten bestimmt werden.

Zeitprojektionskammer (TPC)

Die TPC ist eine zylindrische Driftkammer, die durch eine Hochspannungsmembran in zwei Hälften geteilt wird (siehe Abb. 3.4). In der gesamten Kammer liegen axiale magnetische und elektrische Felder an. Die elektrischen Feldlinien gehen von der Membran, die ein Potential von -47 kV besitzt, aus und deuten auf die Endplatten der TPC. Die Kammer ist mit einem Ar-CH_4-Gasgemisch gefüllt. Mit der TPC können bis zu 21 Spurpunkte für jede Spur bestimmt werden.
Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Kammer werden durch Ionisation des Füllgases Elektronen erzeugt, die zu den Endplatten des TPC driften. In den Endplatten befinden sich Vieldrahtproportionalkammern, mit denen die ankommenden Elektronen registriert werden. Die r-ϕ-Koordinate wird nun aus der Lage des Signals auf der Endplatte bestimmt, die z-Koordinate ergibt sich aus der Ankunftszeit der Elektronen und der konstanten Driftgeschwindigkeit. Durch die Existenz des Magnetfeldes werden die Elektronen auf enge Schraubenbahnen um ihre Driftachse gezwungen. Damit wird der Einfluß eventueller Geschwindigkeitskomponenten in der r-ϕ-Ebene auf die Ortsauflösung unterdrückt.
Die Ortsauflösung der TPC wurde bei leptonischen Z-Zerfälle zu $\sigma_z \approx 173\mu m$ und $\sigma_{r\phi} \approx 740\mu m$ gemessen.

3.2.2 Kalorimeter

Das Elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL besteht aus drei Teilen, einem zentralen Zylinder (*'barrel'*) und zwei Endkappen. Jedes der drei Teile besteht aus 12 Modulen, die einen Azimutwinkel von 30^o überdecken. Die Module bestehen aus 45 Lagen Blei, das als Schauermaterial dient. Zwischen den Bleiplatten befinden sich Proportionalkammern, mit denen die Energie und die Größe elektromagnetischer Schauer bestimmt werden kann. Die Energieauflösung des ECAL beträgt $\sigma(E)/E = 0.009 + 0.18/\sqrt{E/GeV}$.

Das Hadronkalorimeter (HCAL) und die Myonkammern

Das HCAL ist wie das ECAL aufgeteilt in ein *barrel* und zwei Endkappen. Im Hadronkalorimeter werden 22 Lagen Eisenplatten als Schauermaterial eingesetzt. Die Eisenplatten dienen darüberhinaus noch als Absorbermaterial für die Myonkammer, als Rückflußjoch für das Magnetfeld und bilden einen Großteil der tragenden Struktur ALEPHs. Zwischen den Eisenplatten sind Streamerröhren zum Nachweis der Schauer angebracht.
Das Hadronkalorimeter wird von den Myonkammern umgeben. Diese bestehen aus zwei Lagen Streamerröhren und liefern zwei Spurpunkte pro Spur.

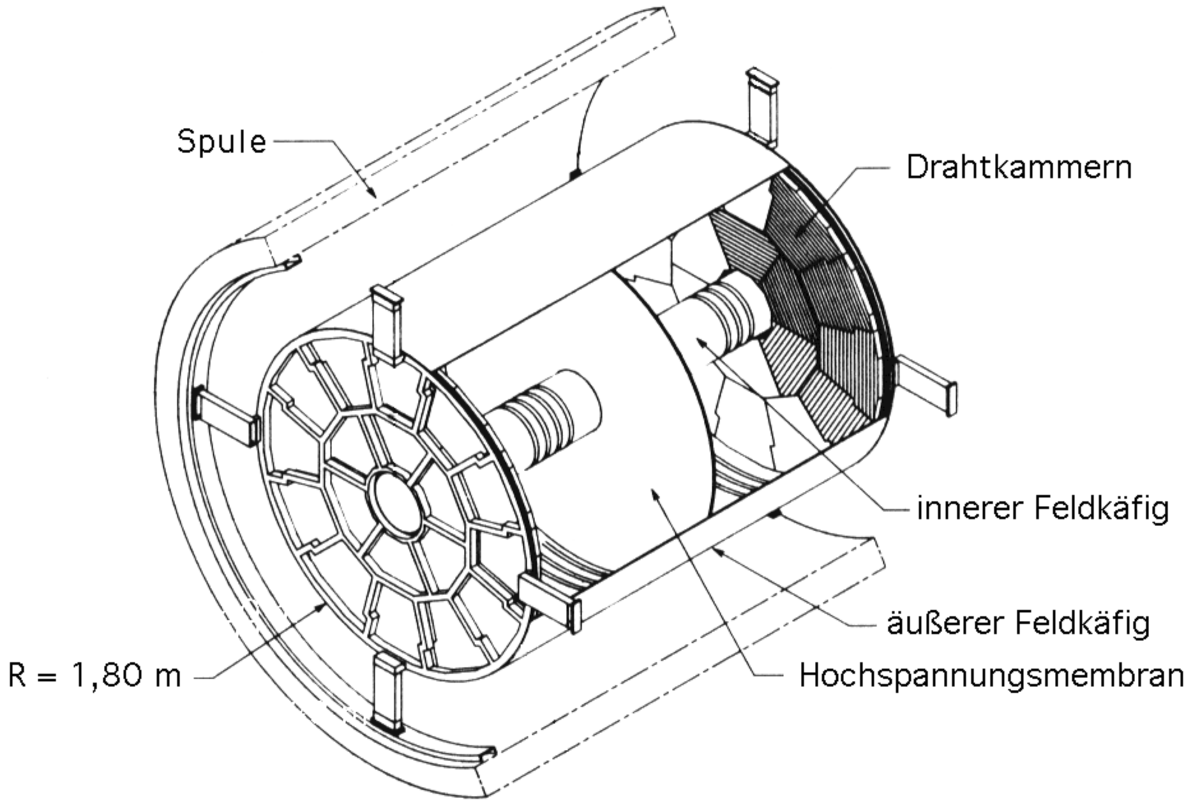

Abbildung 3.4: *Ansicht der TPC im Querschnitt*

Kapitel 4

Partonen und Jets

Nach Behandlung der CP-Verletzung werden nun die für diese Arbeit notwendigen Aspekte der Jetphysik beschrieben. Im Vordergrund stehen aber nicht die theoretischen Grundlagen, die hier nur äußerst knapp abgehandelt werden, sondern die Analysetechnik bei der Untersuchung von QCD-Prozessen höherer Ordnung. Neben der Diskussion der Jetalgorithmen und der diversen Simulationen werden auch die systematischen Unsicherheiten bei der Analyse von 3-Jet-Ereignissen erläutert.

4.1 Jetalgorithmen

In der QCD versteht man unter einem 3-Jet-Ereignis einen Zerfall mit drei Partonen im Endzustand, dem primären Quarkpaar und dem abgestrahlten Gluon. Bei dem Versuch, den Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß in endlicher Ordnung Störungstheorie zu berechnen, stößt man aber auf Schwierigkeiten. Sowohl für kleine Gluonenergien als auch für verschwindende Winkel zwischen Quark und abgestrahltem Gluon wird der Wirkungsquerschnitt unendlich groß. Diese Effekte werden als infrarote und kollineare Divergenz bezeichnet. Die Folge ist, daß die Anzahl der Gluonen von der Genauigkeit abhängt, mit der ein solcher Prozeß betrachtet wird. Um diese Unsicherheit zu beheben und damit einen endlichen Wirkungsquerschnitt für die Abstrahlung eines Gluons zu erhalten, ist es notwendig, einen Abschneideparameter für die Impulse der Partonen einzuführen, den in Kapitel 2 eingeführten y_{cut}. Dieser Parameter beschreibt im wesentlichen das Auflösungsvermögen, mit dem dieser Prozeß beobachtet wird. Nach Festlegung dieses Parameters ist die Definition eines 3-Jet-Ereignisses auf der Ebene der primären Partonen eindeutig.
Bei der Untersuchung solcher Prozesse stößt man auf das Problem, daß Gluonen und Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet werden können. Im Experiment werden nur die Hadronen[1] aus dem Fragmentationsprozeß rekonstruiert. Größen wie der Impuls und die Energie von Partonen müssen daher indirekt aus den zur Verfügung stehenden Observablen bestimmt werden. Um nun auf die Eigenschaften der Quarks und Gluonen zurückzuschließen, werden die beobachteten Teilchen zu Jets gebündelt. Die zugrundeliegende Idee ist, daß im Idealfall die primären Partonen in enge Bündel, genannt Jets, aus Hadronen fragmentieren. Faßt man nun alle Teilchen eines Jets zusammen, lassen sich Energie und Impuls des Mutterpartons rekonstruieren. Der Fragmentationsprozeß kann aber nur phänomenologisch beschrieben werden, es gibt also keine physikalische Theorie basierend auf der QCD, die diesen Vorgang der Jetbildung beschreibt. Eine eindeutige Vorschrift, wie Jets zu bilden sind, gibt es daher nicht, es existieren bestenfalls Vorgaben, die ein solcher Algorithmus erfüllen sollte, damit er

[1] Wenn im folgenden von Hadronen oder Hadronjets gesprochen wird, steht der Ausdruck Hadronen für alle Teilchen, die aus der Fragmentation stammen, was auch Photonen und Leptonen mit einschließen kann.

Jetalgorithmus	Metrik m_{ij}	Kombinationsschema
JADE	$\frac{2E_iE_j(1-\cos\theta_{ij})}{s}$	$P_{ij} = P_i + P_j$ $E_{ij} = E_i + E_j$
DURHAM	$\frac{2(MIN(E_iE_j))^2(1-\cos\theta_{ij})}{s}$	$P_{ij} = P_i + P_j$ $E_{ij} = E_i + E_j$

Tabelle 4.1: *Metrik und Kombinationsvorschriften für Energie und Impuls der Jetalgorithmen JADE und DURHAM*

sinnvolle Ergebnisse liefert:

- er sollte wohldefiniert und infrarot und kollinear sicher sein
- die gebündelten Jets sollten die Eigenschaften der primären Partonen widerspiegeln

Dies zeigt, daß die gebildeten Jets willkürliche Objekte sein dürfen, solange sie die geforderten Eigenschaften haben. Die Folge ist, daß es eine große Anzahl von Jetalgorithmen gibt, die alle verschiedene Eigenschaften haben. In dieser Analyse werden der JADE und der DURHAM Algorithmus benutzt, die in ihrer Arbeitsweise sehr ähnlich sind. Im wesentlichen verläuft die Bildung der Jets aus einer Menge von Teilchen bei beiden Algorithmen wie folgt:
Für jedes Teilchenpaar i, j wird ein Abstand d_{ij} im Phasenraum gemäß einer gewissen, algorithmusspezifischen Metrik definiert. Ist dieser Abstand kleiner als der Abschneideparameter y_{cut}, werden die beiden Teilchen zu einem neuen Pseudoteilchen kombiniert, wobei Impuls und Energie nach bestimmten Vorschriften addiert werden. Dieser Vorgang wird solange iteriert, bis die Abstände aller Pseudoteilchen voneinander größer sind als der Abschneideparameter. Die so verbleibenden Pseudoteilchen werden nun Jets genannt.
Die beiden Jetalgorithmen unterscheiden sich nun nur in der Definition ihrer Metrik. In Tabelle 4.1 sind die Definitionen der Metrik und die Kombinationsvorschrift für Energie und Impuls für beide Jetalgorithmen aufgeführt.
Bevor die Anwendung dieser Jetalgorithmen in der Analyse erläutert wird, ist es angebracht, auf die Simulation der hadronischen Zerfälle einzugehen.

4.2 Simulationsrechnungen

Der Einsatz von Simulationsrechnungen ist aus der Physik nicht mehr wegzudenken. Bei der Untersuchung der Z-Zerfälle gilt es sowohl die Physik zu simulieren, welche in diesem Fall den Zerfall des Z-Bosons in Quarks und Gluonen und den anschließenden Fragmentationsprozeß umfaßt, als auch die Arbeitsweise des Detektors.
Die von der ALEPH-Kollaboration zur Beschreibung hadronischer Z-Zerfälle benutzte Simulation umfaßt die Programme DYMU [23] zur Simulation der elektroschwachen Prozesse und den QCD-Generator JETSET 7.4 [22], dessen Parameter an die gemessenen ALEPH-Daten angepaßt worden sind. Die so simulierten Ereignisse werden von der Detektorsimulation GALEPH/GEANT (siehe [24] und [25]) weiterverarbeitet. Die Arbeitsweise dieser Simulationsprogramme wird hier nur kurz skizziert, für eine Überblick über Einsatz und Arbeitsweise siehe [20] und [26].

4.2.1 QCD Generatoren

In Abb 4.1 ist ein hadronischer Zerfall des Z skizziert. In der ersten Phase entsteht nach der e^+e^- Vernichtung ein reelles Z, welches in das primäres Quarkpaar zerfällt. Eventuelle Bremsstrahlung im Anfangzustand ist durch das Photon in der Zeichnung angedeutet. Während sowohl die Annihilation als auch die Erzeugung des primären Quarkpaares störungstheoretisch beschrieben werden können, wirft die Beschreibung der Gluonabstrahlung durch die QCD Probleme auf. Auch hier könnten prinzipiell die Feynmangraphen der QCD Ordnung für Ordnung berechnet werden. In der Praxis scheitert dieser Ansatz daran, daß die Berechnung der notwendigen Terme höherer Ordnung sehr komplex ist. Die bislang berechneten Graphen zweiter Ordnung reichen nicht aus, um die Zerfälle bei der Z-Resonanz mit ausreichender Genauigkeit zu beschreiben. Insbesondere bei der Berechnung der Rate von n-Jetereignissen (n>3) gibt es erhebliche Diskrepanzen zwischen Modell und Daten.

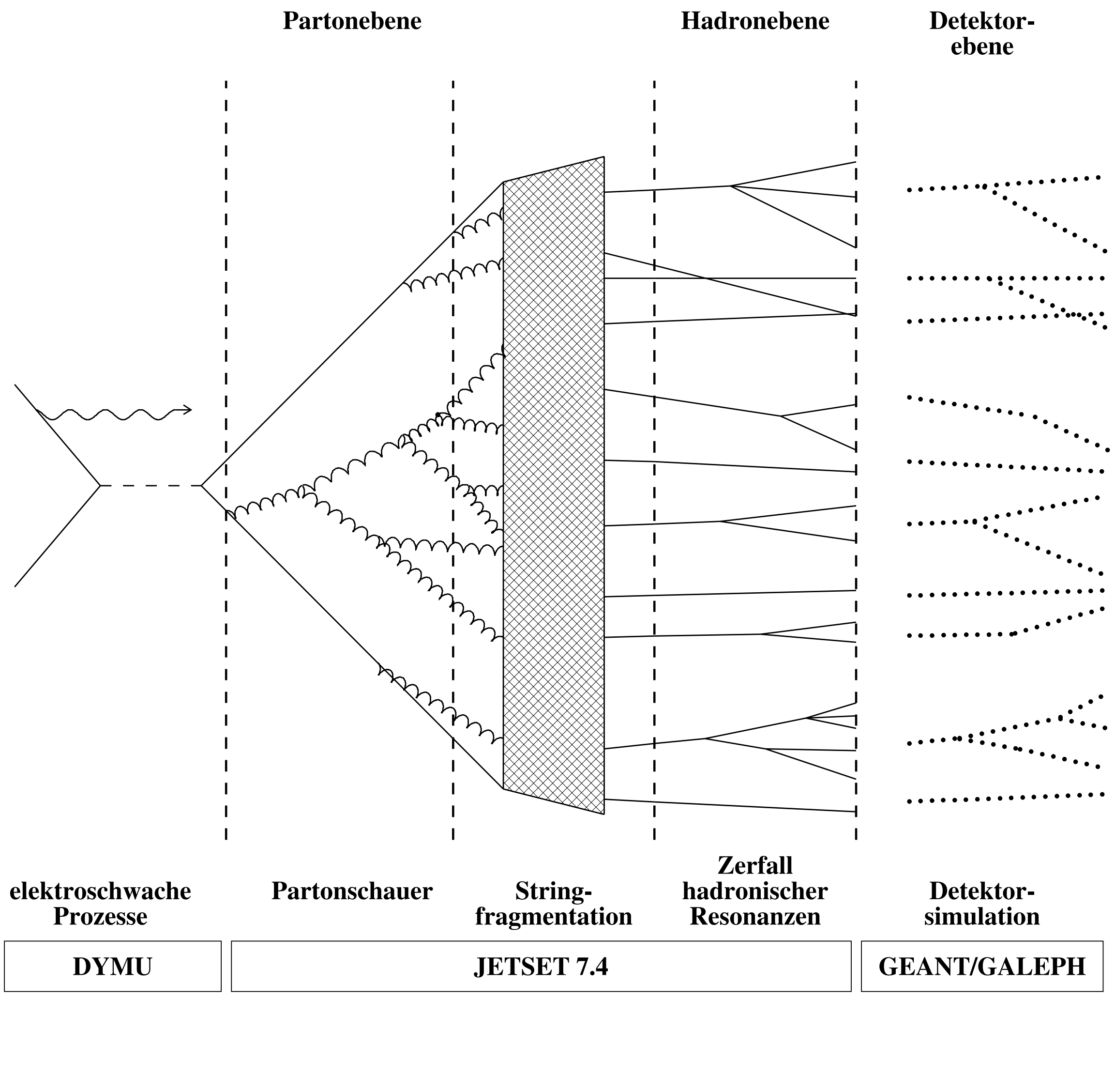

Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung der Simulation eines hadronischen Z-Zerfalls. Skizziert sind die wesentlichen Stadien des Zerfallsprozesses.*

Deshalb wird bei Jetstudien als Alternative das Partonschauermodell für die Simulation

benutzt. Hier wird die Gluonabstrahlung nicht durch explizite Matrixelemente beschrieben. Vielmehr entwickelt sich ein Endzustand mit vielen Partonen durch aufeinanderfolgende Verzweigungen der Art $q \to qg$, $g \to gg$ und $g \to q\bar{q}$ ausgehend von den primären Quarks (siehe Abb. 4.1). Diese Verzweigungen sind statistischer Natur und die Anzahl der Partonen im Endzustand ist nicht festgelegt. Die Parameter dieses Schauervorgangs werden an die Matrixelemente in führender logarithmischer (LLA) Ordnung angepaßt.
Mit diesem Modell können die Daten gut beschrieben werden [27]. Bei einem Partonschauermodell ist aber die Anzahl der Jets nicht mehr eindeutig mit der Anzahl der Partonen im Endzustand verknüpft. Man ist gezwungen, die Partonen mit einem Algorithmus zu Jets zu bündeln. Erst diese Partonjets zeigen nun die Charakteristik der Quarks und Gluonen, was ihre Anzahl und die kinematische Verteilung betrifft.
Der überwiegende Teil der Monte Carlo Studien in dieser Analyse wurde mit dem in der ALEPH-Kollaboration gebräuchlichen Partonschauer-Generator JETSET 7.4 [22] durchgeführt, der auch den Fragmentationsprozeß beschreibt.

4.2.2 Fragmentationsmodell und Detektorsimulation

Fragmentationsprozesse spielen sich auf einer Energieskala ab, bei der die starke Kopplungskonstante α_S so groß ist, daß die Störungstheorie zusammenbricht. Deshalb ist es nicht möglich, den Fragmentationsprozeß aus den Prinzipien der QCD abzuleiten. Zur Beschreibung der Fragmentation greift man daher auf phänomenologische Modelle zurück. Die Simulation JETSET benutzt das von der LUND Gruppe entwickelte Modell der Stringfragmentation [21]. In diesen Modell wird zwischen dem primären Quarkpaar ein Farbstring konstanter Energiedichte ($\kappa \approx 1\frac{GeV}{fm}$) aufgespannt. Wenn sich die Quarks voneinander entfernen, erhöht sich die potentielle Energie des Systems, bis ein neues $q\bar{q}$ -Paar erzeugt werden kann. Der primäre String spaltet sich so in sekundäre Strings auf, die jeweils von einem $q\bar{q}$-Paar abgeschlossen werden, eventuell vorhandene Gluonen bilden Knicke im Farbstring, d. h. der String zieht sich vom Quark zum Gluon und von da weiter zum Antiquark. Die Bildung neuer Quarkpaare bricht ab, wenn die Energie der Strings nicht mehr ausreicht, um Quarks aus dem Vakuum zu erzeugen. Die verbleibenden $q\bar{q}$ -Paare werden nun als Hadronen auf der Massenschale interpretiert.
Die anschließenden Zerfälle der hadronischen Resonanzen werden sowohl durch explizit tabellierte Verzweigungskanäle bekannter Zerfälle als auch durch die Anpassung globaler Parameter an die Daten simuliert. Die so produzierten Ereignisse werden von der Detektorsimulation GALEPH weiterverarbeitet. GALEPH beschreibt die Wechselwirkung zwischen den Teilchen und den Detektorkomponenten. Die von diesem Programm erzeugten Signalen haben nun die Form echter Detektorsignale und können so dem Rekonstruktionsprogramm JULIA übergeben werden und anschließend wie echte Daten analysiert werden.

4.2.3 Simulation der CP-verletzenden Kopplungen

Zur Simulation der in 2.2.2 eingeführten CP-ungeraden Kopplungen wurde das Programm CP3JET von W. Bernreuther verwendet. Dieses Programm generiert die Viererimpulse des b-Quarks, des $\bar{b}$-Quarks und des Gluons unter Berücksichtigung der Kopplungsparameter $\hat{h}_{Ab}$ und $\hat{h}_{Vb}$. Bei dieser Simulation werden die Modellannahmen aus Kapitel 2 verwendet, d. h. die Quarkmasse wird vernachlässigt und Matrixelemente in niedrigster Ordnung Störungstheorie benutzt. Dadurch ergeben sich schon auf Partonniveau Unterschiede zu den bei ALEPH gebräuchlichen Simulationen. Diese Unterschiede und das Fehlen der Fragmentation und der Detektorsimulation werden bei der Bestimmung der Größe des Kopplungsparameters berücksichtigt.

4.3 Definition von 3-Jet-Ereignissen

Bei der Benutzung der beschriebenen Simulationsprogramme zur Untersuchung von 3-Jet-Ereignissen treten Schwierigkeiten auf, die ihre Ursache in der Willkür der Jetdefinition und der Simulationsmethode haben. Zwei wichtige Fragen, die bei dieser Analyse mit Hilfe simulierter Ereignisse untersucht werden müssen, lauten:

Ist ein rekonstruiertes Ereignis ein 3-Jet-Ereignis ?

Welcher der rekonstruierten Jets ist das Gluon oder das Quark[2] ?

Hierzu werden die simulierten Ereignisse auf Detektorebene genauso analysiert wie die echten Daten und 3-Jet-Ereignisse und Gluonjetkandidaten selektiert. Um nun zu überprüfen, ob z. B. eine Identifikationsmethode erfolgreich war, muß man wissen, ob das Ereignis ein wahres 3-Jet-Ereignis ist und welcher der rekonstruierten[3] Jets wirklich der Gluonjet ist. Bei der Beantwortung dieser Fragen treten aber konzeptionelle Schwierigkeiten auf.
Die Frage, ob ein Ereignis ein echtes 3-Jet-Ereignis ist, kann bei einem Partonschauermodell nicht einfach dadurch beantwortet werden, daß man die Zahl der Gluonen und Quarks auf Partonniveau (siehe Abb. 4.1) bestimmt. In 4.2.2 wurde erläutert, daß die Partonen erst zu Partonjets gebündelt werden müssen, bevor sie mit Gluonen und Quarks vergleichbar sind. Die Anzahl dieser Partonjets ist aber abhängig von der Wahl des Jetalgorithmus und damit einer gewissen Willkür unterworfen.
Wenn nun bestimmt werden soll, ob ein rekonstruierter Jet ein Gluonjet ist, steht man vor der Schwierigkeit, daß einem bei rekonstruierten Ereignissen nur die Informationen zur Verfügung stehen, die man auch bei den Daten hat. Zwischen den verschiedenen Ebenen der Simulation — Parton-, Hadron- und Detektorebene — besteht nämlich keine Verbindung in dem Sinne, daß man den Weg einzelner Teilchen Schritt für Schritt nachvollziehen könnte. Im folgenden wird skizziert, wie man versucht, diese Probleme zu lösen und welche systematischen Unsicherheiten bei der benutzten Methode bestehen. Dazu wird erst der Idealfall skizziert, um daran dann die wesentlichen Probleme zu erläutern.
Auf Partonebene werden Jets mit einem festen y_{cut} und einem ausgewählten Algorithmus gebildet. Der Quarkjet ist dadurch definiert, daß er das primäre Quark enthält, eventuell vorhandene weiteren Jets wären dann Gluon- oder Photonjets. Erneute Anwendung dieses Algorithmus auf Hadronebene ergibt die gleiche Anzahl von Jets, die in Impuls und Energie mit den Partonjets übereinstimmen. Quarkjet und Gluonjets auf Hadronebene könnten einfach durch Zuordnung der Hadronjets zu den Partonjets definiert werden.
In diesem Kontext ist mit "Zuordnung" eine Vorschrift gemeint, die eindeutig jedem Jet auf auf Hadronebene einen Jet auf Partonebene zuordnet. In dieser Arbeit erfolgt die Zuordnung wie folgt: die Jets der beiden Ebenen werden über ihre Winkeldifferenzen einander zugeordnet. Dabei werden die Hadronjets den Partonjets so zugeordnet, daß die gebildeten drei Paare die geringste Winkeldifferenz aufweisen.
Auf Detektorebene könnte nun ermittelt werden, ob das 3-Jet-Ereignis nach Anwendung der Ereignisselektion als solches rekonstruiert wird und ob der Gluonjet durch den Identifikationsalgorithmus richtig nachgewiesen wurde. Ob ein als 3-Jet-Ereignis rekonstruiertes Ereignis ein 'wahres' 3-Jet-Ereignis ist, ließe sich dann durch die Anzahl der Jets auf Parton- oder Hadronebene ermitteln. Und ob ein rekonstruierter Jet ein Gluon- oder Quarkjet ist, ergäbe sich wieder durch Zuordnung der Jets auf Detektorebene zu den Partonjets.
In der Praxis ergeben sich mehrere Probleme:

[2] Von nun an steht der Ausdruck Quark sowohl für das eigentliche Quark als auch für sein Antiteilchen
[3] In den weiteren Ausführungen dieses Kapitels ist mit "rekonstruierten Ereignis" ein generiertes Ereignis nach der Detektorsimulation gemeint.

- Bei gleichem y_{cut} und gleichem Algorithmus gibt es Ereignisse, bei denen die Anzahl der Hadronjets nicht der Anzahl der Partonjets entspricht oder die Hadronjets nicht eindeutig den Partonjets zugeordnet werden können. Dies kann geschehen, wenn die Winkeldifferenz so groß ist, daß die Zuordnung zu einem Partonjet willkürlichen Charakter erhält.

- Es gibt ebenfalls Ereignisse, bei denen es zwar 3 Jets auf Detektor- und Partonebene gibt, aber die Detektorjets nicht den Partonjets zugeordnet werden können.

In beiden Fällen handelt es sich um nicht eindeutig klassifizierbare Ereignisse, bei denen die Aussage, ob es sich um ein wahres 3-Jet-Ereignis handelt oder welcher der rekonstruierten Jets der Gluonjet ist, nicht zur Verfügung steht oder stark angezweifelt werden kann. Bei diesen Ereignissen läßt sich somit auch nicht die Rate der richtig identifizierten 3-Jet-Ereignisse oder Gluonen bestimmen.
Im weiteren wird die 'wahre' Anzahl der Jets durch Anzahl der Jets auf Partonebene festgelegt. Zur Bestimmung der wahren Gluonjets auf Detektorebene wird die oben beschriebene Zuordnungsprozedur verwendet, bei der sowohl die Detektorjets als auch die Hadronjets erfolgreich den Partonjets zugeordnet werden müssen. Dabei darf die Winkeldifferenz zwischen den Jets 37° nicht überschreiten. Zweifelhafte Ereignisse, also solche, die bei dieser Prozedur nicht zugeordnet werden können, werden zurückgewiesen. Dies bedeutet, daß sowohl zur Bestimmung der Rate der wahren 3-Jet-Ereignisse als auch der richtig identifizierter Gluonen die zweifelhaften Ereignisse nicht betrachtet werden. Der systematische Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, der sich durch die Wahl einer speziellen und willkürlichen Definition eines 3-Jet-Ereignisses oder einer speziellen Zuordnungsprozedur für den Gluonjet ergibt, wird durch Variation der Definition und der Zuordnungsprozedur abgeschätzt.

Kapitel 5

Datenselektion

Zur Messung der Observablen T_{ij} ist es notwendig, 3-Jet-Ereignisse mit primären b-Quarks zu selektieren und den Gluonjet zu identifizieren. Dazu werden hadronische Z-Zerfälle ausgewählt und zu Jets gebündelt. Aus den so ermittelten 3-Jet-Ereignissen werden die Zerfälle mit b-Quarks durch die lange Lebenszeit der B-Hadronen identifiziert. Diese Information der Lebenszeit wird auch benutzt, um den Gluonjet von den b-Quarkjets zu trennen.
Für diese Untersuchung wurden die Daten aus den Jahren 1991 bis 1994 bei einer Schwerpunktenergie von 91.2 GeV benutzt. In der Analyse werden die Daten nach Jahren getrennt behandelt, um etwaige systematische Effekte durch den Detektor oder den Speicherring nachweisen zu können. Die gesamte analysierte Datenmenge entspricht 2.8 Millionen hadronischen Z-Zerfällen.

5.1 Ereignisselektion

5.1.1 Spur- und Objektselektion

Für die Analyse wurden sowohl geladene Spuren als auch aus Kalorimeterinformationen rekonstruierte neutrale Objekte verwendet. Durch Verwendung der neutralen Objekte wird die Informationsmenge pro Ereignis wesentlich erhöht. Im weiteren bezeichnet der Ausdruck Energieflußobjekte die Gesamtmenge aus geladenen Spuren und neutralen Objekten. Sowohl unter den geladen Spuren als auch unter allen Energieflußobjekten wurde eine gewisse Vorauswahl getroffen. Es sollten nur solche Spuren verwendet werden, die gut rekonstruiert wurden und aus der Nähe des Primärvertex stammen. Spuren aus unerwünschten Sekundärprozessen wie Streuung am Detektormaterial oder dem TPC-Gas, Photokonversionen oder Zerfällen langlebiger neutraler Teilchen sollen durch die Spurschnitte entfernt werden. Auf alle Energieflußobjekte werden Schnitte angebracht, um die Bereiche schlechter Detektorakzeptanz und Untergrund auszuschließen. Die Schnitte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

5.1.2 Auswahl hadronischer Ereignisse

Nach Auswahl der Energieflußobjekte werden Schnitte auf das gesamte Ereignis angebracht, um hadronische Z-Zerfälle zu selektieren (siehe Tabelle 5.2). Diese Schnitte dienen zur Unterdrückung von Untergrund und schlecht rekonstruierten Ereignissen. Für die Selektion werden nur solche Spuren und neutrale Objekte in Betracht gezogen, die die oben beschriebene Vorselektion überstanden haben.

d_0	$\leq$	2 cm	Schnitte auf geladene Spuren
z_0	$\leq$	5 cm	
Anzahl der TPC Hits	$\geq$	4	
$\mid cos\theta \mid$	$\leq$	0.94	Schnitte auf Energieflußobjekte
0.2 GeV $\leq$ p_t	$\leq$	55 GeV	

Tabelle 5.1: *Schnitte auf geladene Spuren und Energieflußobjekte, wobei d_0 den minimalen radialen Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt, z_0 den minimalen axialen Abstand der Spur zum Wechselwirkungspunkt, θ den Winkel zur Strahlachse, p_t den Transversalimpuls bezeichnen.*

Anzahl der geladenen Spuren	$\geq$	6
Energiesumme der geladenen Spuren	$\geq$	15 GeV
$\mid \cos\theta_{Thrust} \mid$ des Ereignisses	$\leq$	0.95
gesamte sichtbare Energie	$\leq$	137 GeV
gesamte sichtbare Energie	$\geq$	45 GeV
$\frac{\mid \Sigma p_z \mid}{\text{gesamte sichtbare Energie}}$	$\leq$	0.4

Tabelle 5.2: *Schnitte zur Auswahl hadronischer Ereignisse.*

5.2 Auswahl von 3-Jet-Ereignissen

Nach Selektion hadronischer Ereignisse werden alle Energieflußobjekte zu Jets gebündelt. Hierfür wird der JADE Algorithmus benutzt und der Abschneideparameter y_{cut} auf einen Wert von 0.03 gesetzt. Auf die so ausgewählten 3-Jet-Ereignisse werden folgende Schnitte angewendet:

Aplanarität A[1] des Ereignisses	$<$	0.05
geladene Multiplizität N_{ch} jedes Jets	$>$	1
gesamte Multiplizität N_{tot} jedes Jets	$>$	2
$\mid \cos\theta_{Jet} \mid$	$<$	0.9
sichtbare Energie jedes Jets E_{vis}	$\geq$	5 GeV

Tabelle 5.3: *Schnitte zur Auswahl von 3-Jet-Ereignissen.*

Diese Schnitte werden aus verschiedenen Gründen gemacht:

- **Jetrekonstruktion**
  Für die Analyse sollen nur solche Ereignisse benutzt werden, bei denen die Jetrichtungen gut rekonstruiert wurden. Daher wird darauf geachtet, daß der Jet vollständig in der Detektorakzeptanz liegt und das gesamte Ereignis gut rekonstruiert wurde. Ersteres wird durch einen Winkelschnitt um die Strahlachse erreicht, letzteres dadurch, daß aplanare 3-Jet-Ereignisse ausgeschlossen werden.

[1]Die Aplanarität A eines Ereignisses ist definiert als $A = 3/2Q_1$, wobei mit Q_1 einer der drei Eigenwerte Q_1, Q_2, Q_3 des normierten 3×3-Sphärizitätstensors $M_{\alpha\beta}$ bezeichnet wird. $M_{\alpha\beta}$ ist definiert durch $M_{\alpha\beta} = (\sum_i p_{i\alpha} \cdot p_{i\beta})/(\sum_i p_i^2)$, wobei α,β für die Impulskomponenten des Teilchens i in x,y,z-Richtung stehen.

- **Untergrund durch Zwei- und Multijetereignisse**
  Durch schlechte Rekonstruktion von Teilchen im Detektor ist es möglich, daß aus einen 2-Jet-Ereignis ein 3-Jet-Ereignis wird. Um diesen Untergrund zu reduzieren, wird eine gewisse Mindestmultiplizität und Energie für alle Jets verlangt. Untergrund durch Vier-Jet-Ereignisse wird durch den Aplanaritätsschnitt vermindert.

- **CP-verletzender Untergrund**
  Die oben erwähnten Untergrundereignisse sind CP-gerade. Bei dieser Analyse haben sie nur den Effekt, die Signifikanz eines möglichen Signals herabzusetzen. Untergrundprozesse in dem Sinne, daß durch sie ein Signal vorgetäuscht wird, gibt es in dem betrachteten Modell nur zwei: den CP-Verletzung im Rahmen des Standardmodells und den Graphen 2.1 d). Erstere ist wie erwähnt vernachlässigbar klein, den letzteren gilt es durch Selektionsschnitte zu unterdrücken. Um zu verhindern, daß ein Photon einen Gluonjet vortäuscht, werden Schnitte auf die Multiplizität und die sichtbare Energie aller Jets gemacht.

In Tabelle 5.4 sind die Auswirkungen der Schnitte auf den Untergrund illustriert. Wie man sieht, wird der Untergrund durch die Schnitte reduziert, der Anteil der $q\bar{q}\gamma$ ist nach allen Schnitten so gering, daß er vernachlässigt werden kann.

	2-Jets [%]	$q\bar{q}g$ [%]	$q\bar{q}\gamma$ [%]	mehr als 3 Jets [%]
ohne Schnitte	11.83±0.08	81.50±0.1	0.34±0.01	5.62±0.06
mit Schnitten	8.15±0.08	86.25±0.1	0.06±0.01	4.88±0.06

Tabelle 5.4: *Auswirkung der Jetschnitte auf den Untergrund. Die 'wahre' Anzahl der Jets wurde jeweils auf Partonniveau ermittelt (siehe Kapitel 4).*

Um zu überprüfen, ob die Größen, auf die die Schnitte angebracht werden, gut simuliert sind, werden Daten und Monte Carlo verglichen. In Abb. 5.1 ist das Spektrum der Schnittgrößen aufgetragen und Tabelle 5.5 enthält die Akzeptanz der Schnitte bei den verschiedenen Datensätzen und den benutzten Simulationen. Der Vergleich zeigt, daß sich Daten und Monte Carlo nur geringfügig unterscheiden.

Schnitt			Daten verschiedener Jahre				Monte Carlo
			91	92	93	94	
A	$<$	0.05	94.59±0.08	94.65±0.05	94.54±0.06	94.65±0.03	95.19±0.05
N_{ch}	$>$	1	92.42±0.09	92.31±0.05	92.42±0.07	92.43±0.04	92.71±0.06
N_{tot}	$>$	2	98.62±0.04	98.30±0.02	98.63±0.03	98.61±0.02	98.68±0.03
$\mid \cos\theta \mid$	$<$	0.9	87.67±0.11	87.51±0.07	87.53±0.08	87.99±0.04	87.38±0.08
E_{vis}	$\geq$	5 GeV	91.08±0.10	91.28±0.06	91.34±0.07	91.34±0.04	92.00±0.07
alle Schnitte			70.94±0.15	70.92±0.09	70.97±0.12	71.38±0.06	72.15±0.11

Tabelle 5.5: *Vergleich der Akzeptanz der Schnitte (in % angegeben) in den Daten der verschiedenen Jahre und den Monte Carlo Rechnungen.*

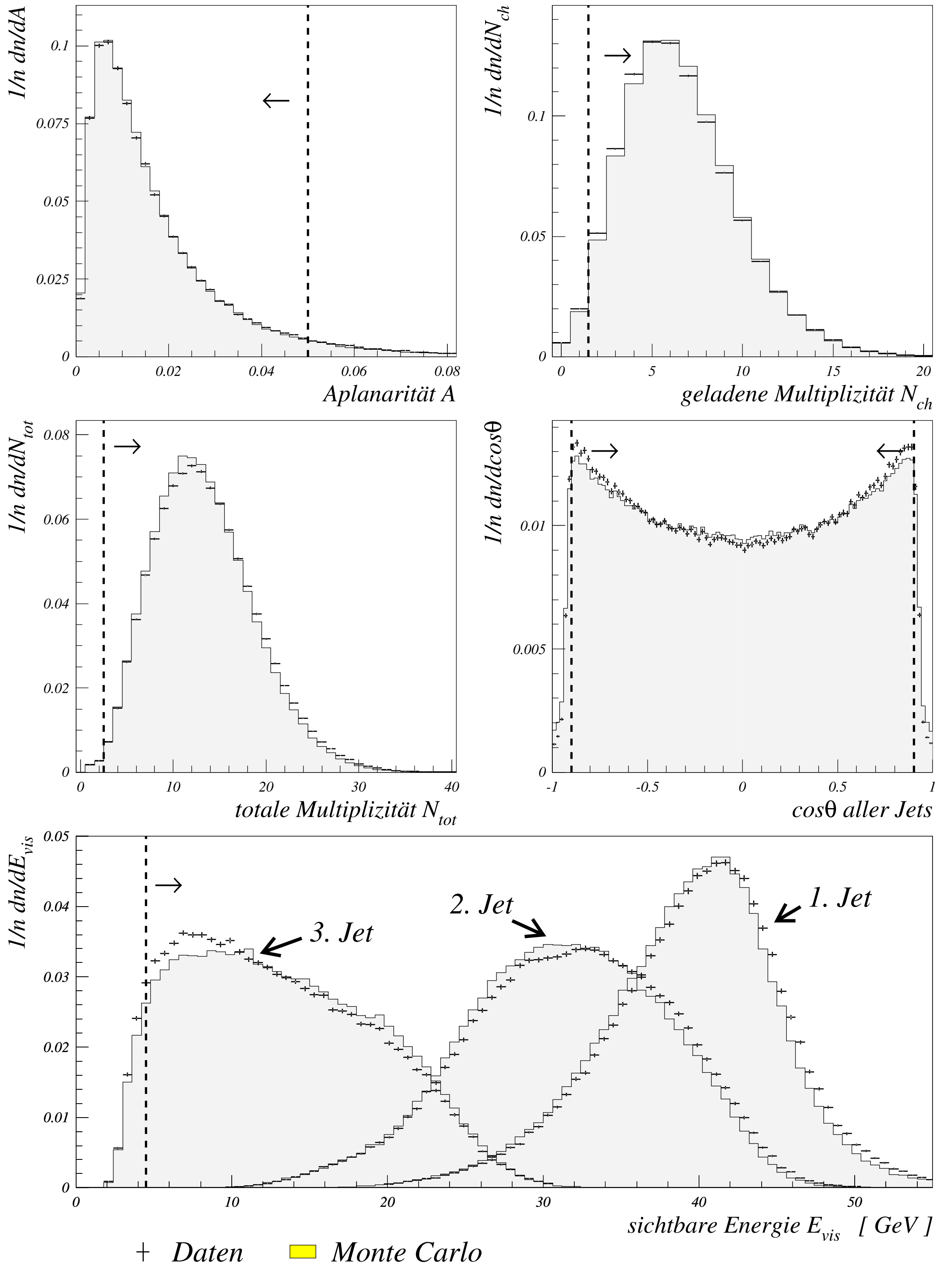

Abbildung 5.1: *Vergleich der Jeteigenschaften in Daten und Monte Carlo. Der Bereich, der jeweils durch den Schnitt selektiert wird, ist durch die gestrichelte Linie und die Pfeile angedeutet. Im untersten Bild werden die Energien aller drei energiegeordneten Jets gemeinsam gezeigt, wobei Jet 1 den Jet mit der höchsten Energie bezeichnet, Jet 2 den Jet mit der zweithöchsten Energie und Jet 3 entsprechend den Jet mit der niedrigsten Energie.*

5.3 Anreicherung von b-Ereignissen

Mit Hilfe des Vertexdetektors ist es möglich, B-Hadronen durch ihre lange Lebenszeit zu identifizieren. Bei LEP-Energien haben B-Hadronen eine durchschnittliche Fluglänge von 2 mm. Ereignisse mit b-Quarks können nun durch die Rekonstruktion des Zerfallsvertex des Hadrons identifiziert werden, was zu deutlichen Verbesserungen der Effizienz gegenüber klassischen Methoden wie z. B. der Identifizierung durch Leptonen führt.
Das in dieser Analyse zur b-Identifikation benutzte Programm QIPBTAG (siehe [18] und [19]) verzichtet aber auf die explizite Rekonstruktion eines Sekundärvertex: stattdessen werden langlebige Hadronen durch die großen Impaktparameter ihrer Tochterspuren nachgewiesen. Unter dem Impaktparameter einer Spur versteht man den kürzesten Abstand einer Spur zum Wechselwirkungspunkt. Mit Hilfe der Impaktparameter der einzelnen Spuren berechnet das Programm die Wahrscheinlichkeit, daß ein Jet, eine Hemisphäre oder das gesamte Ereignis Teilchen aus Zerfällen von B-Hadronen enthalten. Dies geschieht im einzelnen in folgenden Schritten:

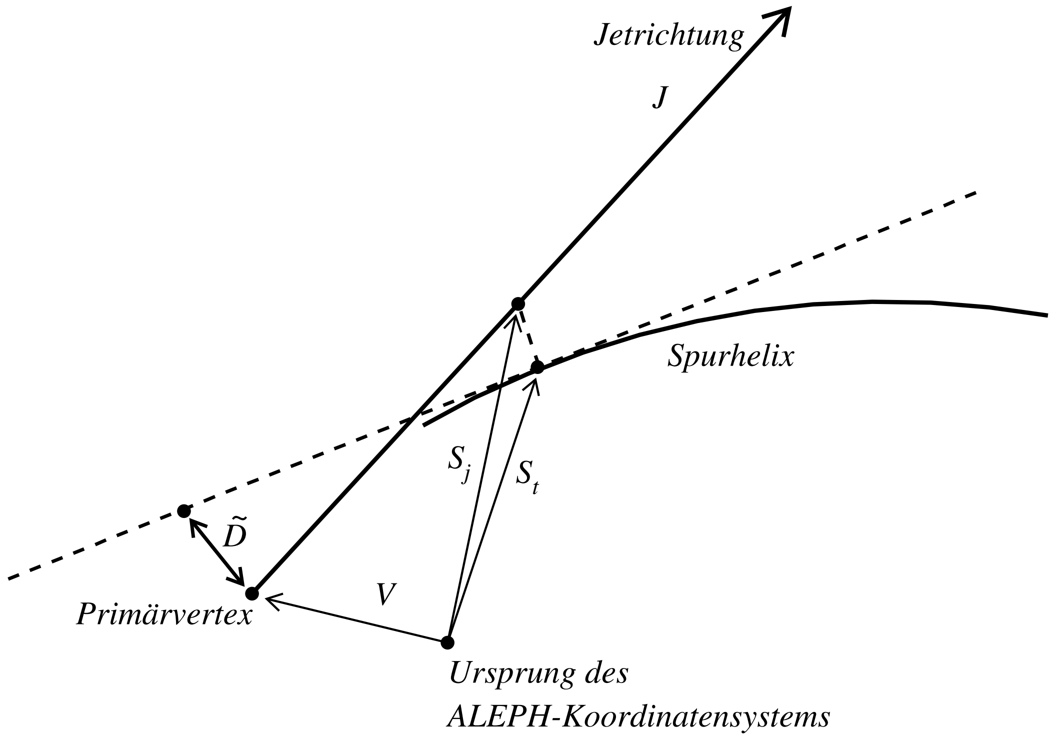

Abbildung 5.2: *Schematische Darstellung der Definition des Impaktparameters. Man beachte die perspektivische Darstellung.*

- Um die Flugrichtung des B-Hadrons zu rekonstruieren, werden mit dem JADE Algorithmus und einem y_{cut} von 0.02 Jets gebündelt, wobei nur Jets mit mehr als 10 GeV Impuls ausgewählt werden. Die so erhaltenen Jets sind nicht identisch mit den Jets, die in dieser Analyse verwendet werden, und werden, um Verwechslungen zu vermeiden, im weiteren als b-Hadronjets bezeichnet. Die Parameter sind so gewählt, daß die Flugrichtung der b-Hadronen optimal wiedergegeben wird.

- Nun wird für jede Spur der Impaktparameter berechnet und mit einem Vorzeichen versehen. Hierzu wird jede Spur dem nächsten b-Hadronjet zugeordnet. Der Punkt S_t der größten Annäherung der Spurhelix an die Jetrichtung $\vec{J}$ wird bestimmt und die Spurhelix an dieser Stelle linear extrapoliert. Der Betrag des Impaktparameters ist der kürzeste Abstand der extrapolierten Spurhelix zum Wechselwirkungspunkt. Der Wechselwirkungspunkt wird für jedes Ereignis neu berechnet. Das Vorzeichen s des Impaktparameters $\tilde{D}$ der Spur ist definiert durch

  $$s \equiv sign((\vec{S}_j - \vec{V}) \cdot \vec{J}) \quad .$$

  Dadurch erhalten Spuren, die aus einem Sekundär- oder Tertiärvertex stammen einen großen, positiven Impaktparameter.

- Um die Qualität der Spurrekonstruktion zu berücksichtigen, wird noch die Signifikanz $S = \tilde{D}/\sigma_D$ des Impaktparameters bestimmt. An die normierte Verteilung dieser Signifikanz der Spuren in den Daten wurde eine Funktion $R(S)$ angepaßt. Nun kann mittels dieser Funktion $R(S)$ eine Wahrscheinlichkeit P_{Spur}

  $$P_{Spur} = \int_{-\infty}^{\tilde{D}/\sigma_D} R(S)dS$$

  für jede Spur berechnet werden. Diese Wahrscheinlichkeit ist positiv für Spuren mit positivem Impaktparameter und nur solche Spuren werden im folgenden weiterverwendet. Die Form von $R(S)$ ist derart, daß die Spuren aus einem Sekundärvertex kleine, positive Spurwahrscheinlichkeiten haben. Die Größe P_{Spur} gibt somit die Wahrscheinlichkeit an, daß die betrachtete Spur **nicht** aus einem Sekundärvertex stammt.

- Aus den einzelnen Spurwahrscheinlichkeiten werden nun Wahrscheinlichkeiten für Objekte wie Jets, Hemisphären und das gesamte Ereignis berechnet. Dabei werden die Spurwahrscheinlichkeiten aller N Spuren dieses Objektes zu einer Wahrscheinlichkeit des gesamten Objektes kombiniert:

  $$P_{Objekt} = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!}$$

  mit

  $$\Pi = \prod_{i=1}^{N} P_{Spur_i} \quad .$$

  Diese Wahrscheinlichkeiten zeigen die gleiche Charakteristik wie die Spurwahrscheinlichkeiten, aus denen sie kombiniert wurden: ihre Werte sind zwischen 0 und 1 verteilt und je mehr Spuren aus einem Sekundärvertex in diesem Objekt enthalten sind, desto **kleiner** ist der Wert von P_{Objekt}.

Somit lassen sich Ereignisse mit b-Quarks durch einen Schnitt auf die Ereigniswahrscheinlichkeit P_E selektieren. Wie in Abb. 5.3 zu sehen ist, konzentrieren sich die Ereignisse mit primären b-Quarks bei kleinen Werten von P_E. Für diese Analyse wurde ein Schnitt von

$$P_E \leq 10^{-3}$$

gewählt. Bei diesem Schnitt ist der Untergrund aus uds-Ereignissen vernachlässigbar klein und der Anteil der c-Ereignisse ist recht gering. Die so aus 3-Jet-Ereignissen selektierte Menge weist eine b-Reinheit von etwa 93% auf, eine detaillierte Zusammenstellung des Untergrundes ist in Tabelle 5.6 aufgeführt.

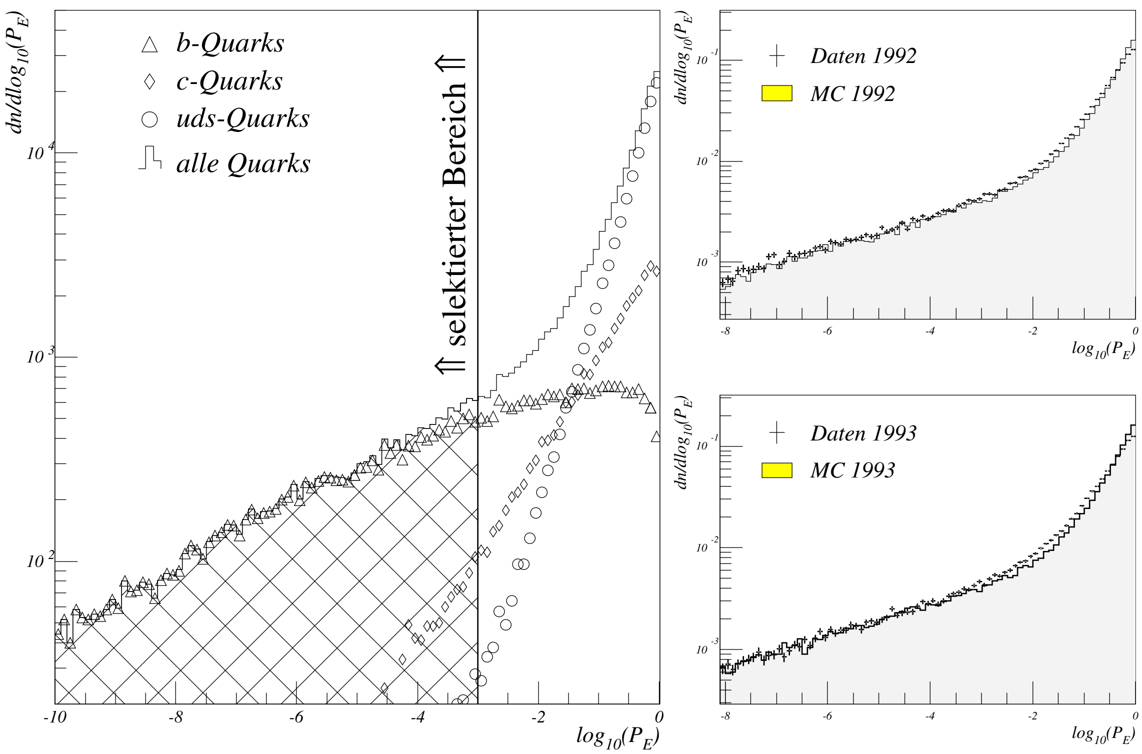

Abbildung 5.3: *Eigenschaften der Ereigniswahrscheinlichkeit P_E. Im großen Bild links ist die Häufigkeit der verschiedenen Quarksorten als Funktion von P_E aufgetragen (man beachte die doppellogarithmischen Skalen). Es ist deutlich zu sehen, daß sich die Ereignisse mit primären b-Quarks bei kleinen Werten von P_E konzentrieren. Rechts ein Vergleich der P_E-Verteilung der verschiedenen Datensätze mit den jeweiligen Simulationen.*

5.4 Gluonidentifikation

5.4.1 Jetvariable P_{Jet}

Auch zur Identifikation des Gluonjets[2] wird auf das Programm QIPBTAG zurückgegriffen. Idealerweise sollten sich alle Zerfallsprodukte des B-Hadrons im Quarkjet befinden, der dann eine hohe Anzahl von Spuren mit positiven Impaktparametern besitzt. Somit ist die Wahrscheinlichkeit P_{Jet} eines b-Quarkjets deutlich kleiner als die eines Gluonjets, wie in Abb. 5.4 zu sehen ist.
In einem $b\bar{b}g$-Ereignis sollte also der Gluonjet die höchste Jetwahrscheinlichkeit haben, naiv würde man immer zwei Jets mit einer niedrigen Wahrscheinlichkeit P_{jet} und einen Jet mit einem hohen Wert von P_{jet} erwarten. Diese Konfiguration tritt aus verschiedenen Gründen nicht immer auf:

- die Rekonstruktion der Jets ist fehlerbehaftet, somit können Spuren, die aus dem Zerfall eines b-Hadrons stammen und positive Impaktparameter besitzen, dem Gluonjet zugeordnet werden.
- es gibt einen Untergrund aus 2-Jet-Ereignissen, die als 3-Jet-Ereignisse rekonstruiert werden. In diesen Fall hat der Jetalgorithmus einen Quarkjet 'geteilt' und rekonstruiert

[2] Der Ausdruck 'Gluonjet' steht von nun an für die Jets, die die in Kapitel 4.3 eingeführte Definition eines Gluonjets erfüllen.

scheinbar einen Quarkjet und einen Gluonjet. Diese Jets verfügen aber beide über Spuren mit großen Impaktparametern und somit über ein niedrigen Wert von P_{jet}.

- Es gibt auch b-Hadronen, die praktisch am Wechselwirkungspunkt zerfallen, somit auch b-Quarkjets, die keine Spuren mit großen Impaktparametern besitzen.

- Es zeigt sich, daß der Wert von P_{Jet} eines Gluonjet kleiner wird, wenn die Energie des Gluonjets zunimmt. Da in diesen Fall ein Quarkjet über eine niedrige Energie und Multiplizität verfügt, hat er meist auch ein höheres P_{Jet}, da der Wert von P_{Jet} stark mit der Spurmultiplizität korreliert ist.

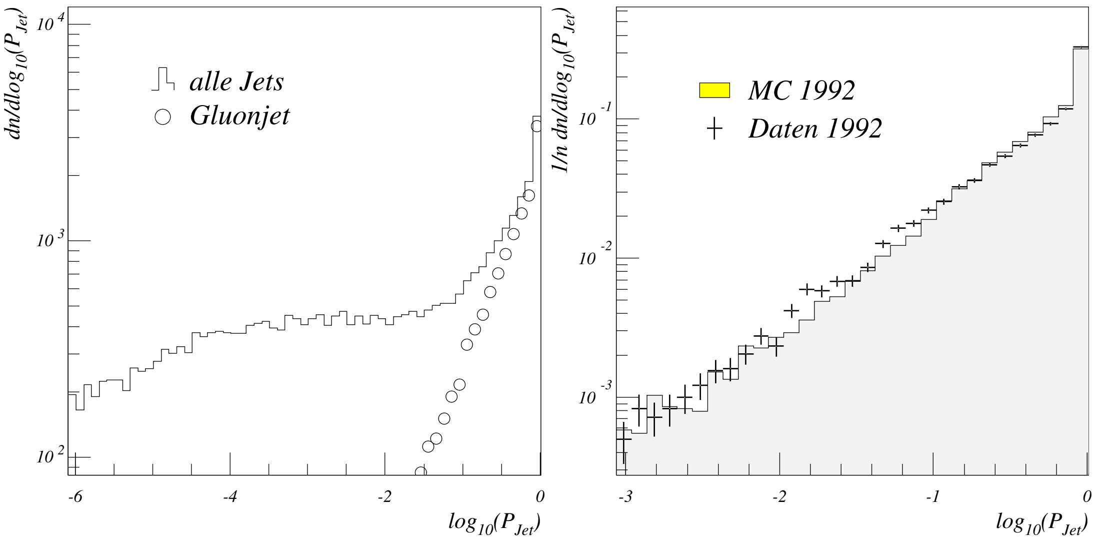

Abbildung 5.4: *Verteilung der Wahrscheinlichkeit P_{Jet} in $b\bar{b}g$ Ereignissen: Links ist die P_{Jet}-Verteilung aller drei Jets (b, $\bar{b}$ und g) im Vergleich zu den Gluonjets gezeigt. Rechts ein Vergleich der Gluonjetkandidaten zwischen Daten und Monte Carlo. Die normierte Verteilung P_{Jet} der Gluonjetkandidaten wird vom Monte Carlo gut simuliert.*

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Identifikation des Gluonjets aufgrund der Jetwahrscheinlichkeit umso schlechter wird, je höher die Energie des Gluonjets ist. Um die Mißidentifikationen zu vermeiden, könnte man sich nur solche 3-Jet-Ereignisse selektieren, die eine gute Verteilung der Jetwahrscheinlichkeiten besitzen. Mit "gut" ist der oben erwähnte Idealfall gemeint, bei dem zwei Jets über ein niedriges P_{Jet} verfügen und einer über einen hohen Wert von P_{jet}. Eine solche Selektion senkt aber die Statistik um einen Faktor 3 bis 4. Deshalb wurde eine andere Vorgehensweise für die Gluonidentifikation gewählt: Aus den beiden niederenergetischen Jets wird derjenige mit dem höheren Wert von P_{Jet} als Gluonjetkandidat ausgewählt. Damit wird darauf verzichtet, Gluonen zu identifizieren, die den höchstenergetischen Jet bilden. Der Einfluß dieser Energieabhängigkeit der Gluonidentifikation auf die Sensitivität der Observable $\langle T'_{33} \rangle$ wird im Rahmen der systematischen Studien bestimmt werden.

5.4.2 Energiebestimmung der Jets

Eine gute Energiebestimmung der Jets ist wichtig für den Erfolg der benutzten Identifikationsmethode. Die sichtbare Energie der rekonstruierten Jets weicht aber oft erheblich von

ihrer wahren Energie ab. Unter 'wahrer' Energie ist in diesem Fall die Energie auf Partonniveau zu verstehen. Diese Fehler in der Energiebestimmung können so groß werden, daß die Reihenfolge der energiegeordneten Jets auf Detektorniveau nicht mehr der Reihenfolge auf Partonniveau entspricht. Eine solche Fehlordnung erhöht die Rate der falsch identifizierten Gluonjets.
Eine bessere Methode zur Bestimmung der Energie ist die Berechnung der Jetenergien aus den Richtungen der Jets unter Ausnutzung von Energie- und Impulserhaltung. Unter der Näherung, daß die Jets masselos sind, läßt sich ihre Energie folgendermaßen berechnen:

$$E_{Jet_i} = E_{cm} \frac{\sin \alpha_{jk}}{\sin \alpha_{ij} + \sin \alpha_{jk} + \sin \alpha_{ki}} \tag{5.1}$$

mit

E_{cm} = Schwerpunktsenergie des Ereignisses, in diesem Fall 91.2 GeV
α_{jk} = Winkel zwischen Jet i und Jet j.

Wie in Abb. 5.5 zu sehen ist die relative Energiedifferenz

$$\delta E_{PD} = \frac{E^P - E^D}{E^P}$$

mit

E^P = Energie des Partonjets
E^D = Energie des rekonstruierten Jets

wesentlich geringer, wenn die Energie der rekonstruierten Jets mit Formel 5.1 berechnet wird. Für das so berechnete Energiespektrum der Jets zeigt sich auch eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Modellrechnungen (ebenfalls Abb. 5.1). In der weiteren Analyse bezeichnet der Ausdruck Jetenergie immer die so berechnete Energie, im Gegensatz zur sichtbaren Jetenergie, die von nun an durch den Zusatz 'sichtbar' gekennzeichnet wird.
Die Zusammensetzung der so selektierten und identifizierten Menge ist in Tabelle 5.6 aufgeschlüsselt. Der Untergrund durch uds-Ereignisse ist vernachlässigbar, der Hauptuntergrund besteht aus c-Ereignissen und 2-Jet-Ereignissen mit primären b-Quarks.

		uds-Quarks in %	c-Quarks in %	b-Quarks in %
fehlidentifizierte Ereignisse	2-Jet	0.1±0.03	0.5±0.1	8.5±0.2
	n-Jet	0.1±0.02	0.3±0.1	3.2±0.2
$q\bar{q}g$		0.9±0.1	4.8±0.2	81.6±0.3
$q\bar{q}g$ und Gluon identifiziert		0.2±0.05	4.0±0.2	**73.6±0.4**

Tabelle 5.6: *Zusammensetzung der selektierten Daten und Reinheit des Gluontaggings*

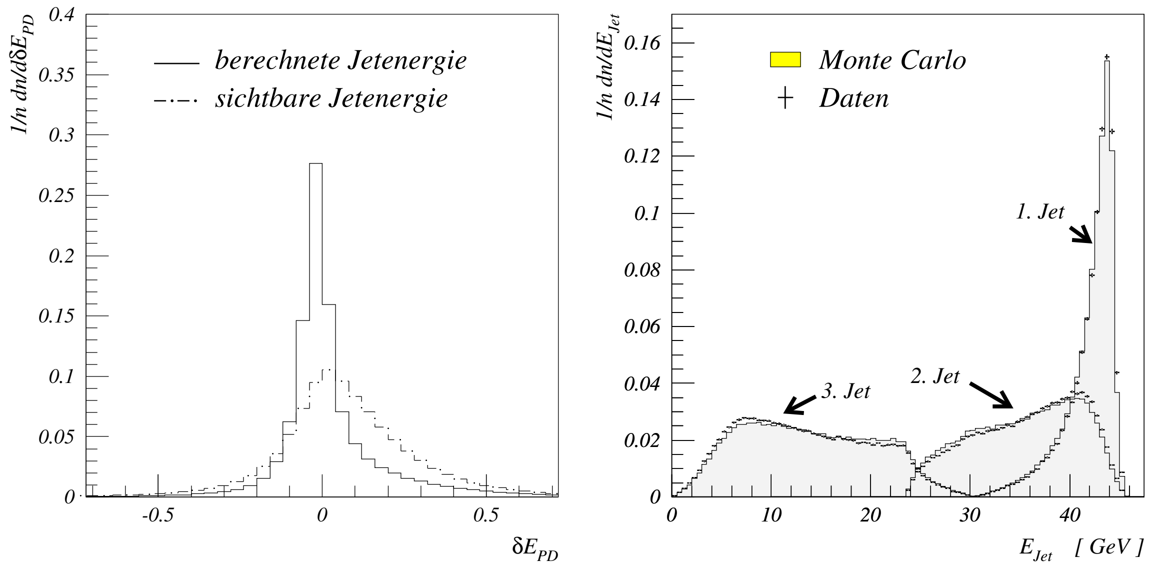

Abbildung 5.5: *Verhalten der berechneten Jetenergien. Links ist δE_{PD} sowohl für die sichtbare Energie als auch für die berechnete Energie aufgetragen. Die Verbesserung der Energiebestimmung durch die Benutzung von Formel 5.1 ist deutlich zu erkennen. Rechts ein Vergleich von Daten und Monte Carlo für die berechnete Energie.*

Kapitel 6

Messung und systematische Fehler

Wie in Kapitel 2 erläutert, hat diese Analyse zwei Ziele: die generelle Überprüfung der CP-Invarianz des Vertex $Z \to b\bar{b}g$ und die Bestimmung des Parameters $\hat{h}_b$. Dieses Kapitel befaßt sich nur mit dem ersten Punkt, also damit, ob die Daten Anzeichen für einen CP-ungeraden Prozeß enthalten und welche Quellen einen solchen Effekt vortäuschen können. Bei der Untersuchung der Meßergebnisse und der Bestimmung ihrer systematischen Fehler wird auf modellabhängige Einschränkungen möglichst verzichtet.
Die Bestimmung von $\hat{h}_b$ und die dabei auftretenden systematischen Unsicherheiten bleiben dem nächsten Kapitel vorbehalten.

6.1 Messung von T'_{ij}

Nach Selektion der 3-Jet-Ereignisse und der Auswahl der Gluonjetkandidaten werden die beiden Quarkjets benutzt, um den Tensor T'_{ij} zu berechnen. Dies geschieht unter Verwendung der Impulseinheitsvektoren der Quarkjetkandidaten gemäß Formel 2.1. Aufgrund der Symmetrie des Tensors unter dem Austausch $\hat{k}_{\bar{q}} \leftrightarrow \hat{k}_q$ ist es nicht notwendig, zwischen Quark- und Antiquarkjet zu unterscheiden.
Es sei an dieser Stelle kurz an die wesentlichen Eigenschaften des Tensors T'_{ij} erinnert: Falls die Selektion rotationssymmetrisch zur z-Achse ist, sollten die Erwartungswerte der Nebendiagonalelemente verschwinden. Unter dieser Einschränkung würde eine CP-verletzende Kopplung Abweichungen von Null bei den Diagonalelementen erzeugen, die folgende Beziehung erfüllen sollten:

$$\langle T'_{11} \rangle = \langle T'_{22} \rangle = -0.5 \cdot \langle T'_{33} \rangle \tag{6.1}$$

Die Messung in den vier Datensätzen der Jahre '91 - '94 ergibt folgende Mittelwerte für die Matrix

$$\langle T'_{ij} \rangle^{91} = \begin{pmatrix} 2.1 & \pm & 13.3 & 6.4 & \pm & 11.1 & 3.3 & \pm & 10.4 \\ 6.4 & \pm & 11.1 & -4.7 & \pm & 12.9 & -10.6 & \pm & 10.3 \\ 3.3 & \pm & 10.4 & -10.6 & \pm & 10.3 & 2.6 & \pm & 13.2 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

$$\langle T'_{ij} \rangle^{92} = \begin{pmatrix} -9.2 & \pm & 7.7 & -0.3 & \pm & 6.6 & 8.2 & \pm & 6.2 \\ -0.3 & \pm & 6.6 & -0.2 & \pm & 7.7 & -10.8 & \pm & 6.1 \\ 8.2 & \pm & 6.2 & -10.8 & \pm & 6.1 & 9.1 & \pm & 7.9 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

$$\langle T'_{ij} \rangle^{93} = \begin{pmatrix} 17.1 & \pm & 9.6 & -17.6 & \pm & 8.4 & -13.6 & \pm & 7.6 \\ -17.6 & \pm & 8.4 & 11.0 & \pm & 9.6 & 9.2 & \pm & 7.7 \\ -13.6 & \pm & 7.6 & 9.2 & \pm & 7.7 & -28.0 & \pm & 9.7 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

$$\langle T'_{ij}\rangle^{94} = \begin{pmatrix} -7.1 \pm 4.8 & 1.5 \pm 4.2 & -1.4 \pm 3.8 \\ 1.5 \pm 4.2 & 4.8 \pm 4.8 & 1.0 \pm 3.8 \\ -1.4 \pm 3.8 & 1.0 \pm 3.8 & 2.3 \pm 4.9 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

wobei der Fehler nur die statistische Schwankung (eine Standardabweichung) beinhaltet. Wenn man die vier Datensätze miteinander kombiniert, ergibt das die folgenden Gesamtwerte (wiederum nur mit statistischen Fehlern):

$$\langle T'_{ij}\rangle^{kombiniert} = \begin{pmatrix} -3.4 \pm 3.6 & -1.2 \pm 3.1 & -0.7 \pm 3.1 \\ -1.2 \pm 3.1 & 3.9 \pm 3.6 & -1.3 \pm 2.9 \\ -0.7 \pm 2.9 & -1.3 \pm 2.9 & 0.5 \pm 3.7 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

Weder die Einzelmessungen noch die kombinierten Werte enthalten Anzeichen für die Existenz CP-verletzender Kopplungen, da die Diagonalelemente in den meisten Fällen einen mit Null verträglichen Wert haben. Die einzige Matrix, bei der dies nicht der Fall ist, die Messung in 1993 nämlich, erfüllt nicht die Anforderungen, die an eine CP-verletzende Kopplung gestellt werden: die Nebendiagonalelemente weichen ebenfalls von Null ab, und die Diagonalelemente erfüllen nicht die Bedingung 6.1. Dies drängt den Schluß auf, daß es sich bei Messungen in den Daten des Jahres 1993 entweder um statistische Fluktuationen oder um Vortäuschung von CP-Verletzung durch den Detektor oder die Selektion handelt. In Abb. 6.1 werden die gemessenen Werte mit Modellrechnungen verglichen. Man kann erkennen, daß die beobachteten Verteilungen von Simulationen, die nur Standardmodellprozesse enthalten, gut wiedergegeben werden. Um den Einfluß der Selektionsschnitte und der Rekonstruktion auf die CP-verletzende Kopplung $\hat{h}_b$ abzuschätzen, wurden diese Effekte durch eine Wichtungsmethode (siehe Kapitel 7) berücksichtigt. Wie in Abb. 6.1 zu sehen ist, bleibt die Asymmetrie erhalten und die T'_{33}-Verteilung mit nennenswerten CP-verletzenden Kopplungen weicht auch nach Berücksichtigung all dieser Effekte von der Verteilung in den Daten ab.

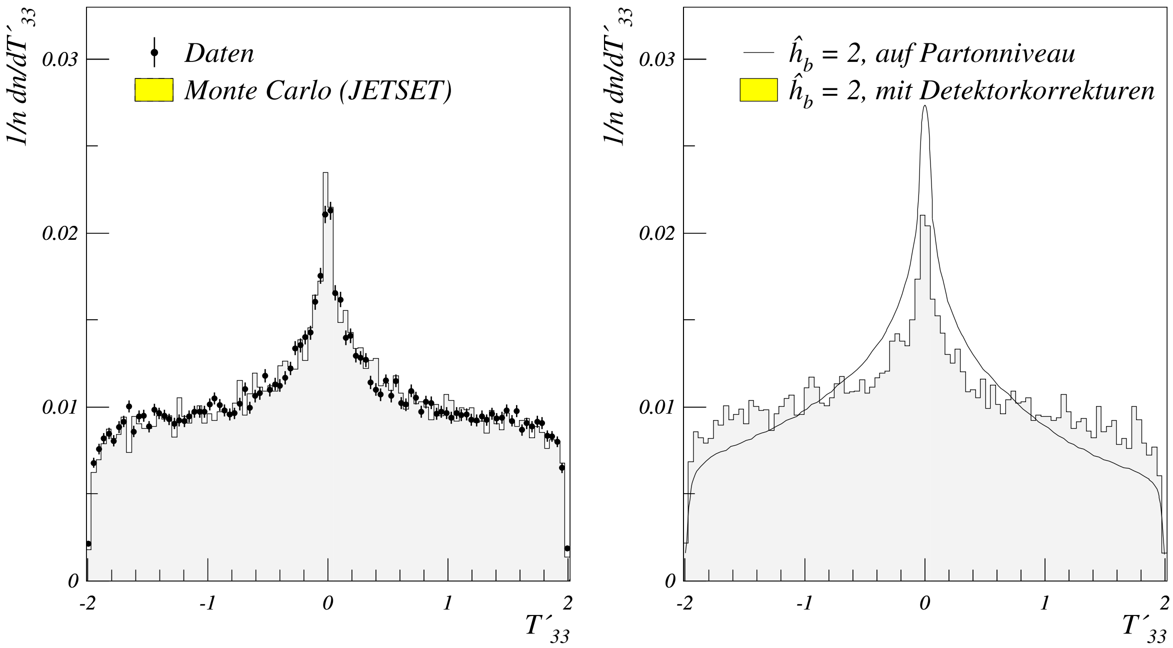

Abbildung 6.1: *Links ist ein Vergleich der T'_{33}-Verteilung der Daten mit den Vorhersagen der bei ALEPH verwendeten Simulationen (siehe Kapitel 4) zu sehen. Rechts Modellrechnungen, die den CP-verletzenden Parameter $\hat{h}_b$ enthalten. Die Asymmetrie in der T'_{33}-Verteilung bleibt auch nach Berücksichtigung aller Selektionsschnitte und Detektoreffekte erhalten.*

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Daten keinen Hinweis auf die Existenz CP-verletzender Kopplungen liefern. Bevor aber endgültige Aussagen gemacht werden können, müssen die systematischen Unsicherheiten des Meßvorgangs abgeschätzt werden.
Als erster Test wird eine Vergleichsmessung mit leichten Quarks durchgeführt. Danach werden systematische Fehler aufgrund der Ereignisselektion und des P_E-Schnittes bestimmt. Schließlich wird der mögliche Einfluß des Detektors auf die Messung behandelt.

6.2 Kontrollmessungen mit leichten Quarks

Es ist vorstellbar, daß die Schnitte auf das Ereignis, der Jetalgorithmus oder die Jetschnitte CP-ungerade sind. Auch der Detektor könnte eine CP-Asymmetrie aufweisen. Durch eine Kontrollmessung bei leichten Quarks können diese Punkte überprüft werden. CP-verletzende Einflüsse der Datenreduktion oder des Detektors sollten sich bei leichten Quarks ebenso auswirken wie bei b-Quarks, durch die höhere Statistik der selektierten uds-Ereignisse sollten solche Effekte sogar besser zu erkennen sein.
Auch für die Bestimmung von $\hat{h}_b$ ist eine solche Kontrollmessung notwendig. In Kapitel 2 wurde angenommen, daß der Parameter $\hat{h}_q$ für leichte Quarks vernachlässigbar klein ist. Unter dieser Einschränkung wird auch die Bestimmung von $\hat{h}_b$ durchgeführt. Diese Annahme muß durch eine Messung verifiziert werden, schließlich könnte es durchaus CP-ungerade Prozesse in 3-Jet-Ereignissen mit uds-Quarks geben.

6.2.1 Selektion und Gluonidentifikation

Bei der Selektion von $q\bar{q}g$-Ereignissen mit leichten Quarks wird die Auswahl von 3-Jet-Ereignissen genauso durchgeführt wie in Kapitel 5 beschrieben. Unterschiede in der Selektion ergeben sich erst bei der eigentlichen Anreicherung bestimmter Quarksorten (Kapitel 5.3). Es gibt keine Methode uds-Ereignisse anzureichern, die ähnlich gute Ergebnisse liefert wie der Lebenszeitalgorithmus bei b-Quarks, was die Effizienz und Reinheit anbetrifft. Deshalb wird auf die Ereigniswahrscheinlichkeit P_E zurückgegriffen, um uds-Quarks anzureichern. Aus der Menge der 3-Jet-Ereignisse werden durch den Schnitt

$$P_E \geq 0.5$$

schwere Quarks **entfernt** (siehe Abb. 5.3). Die Verwendung von P_E hat auch den Vorteil, daß man bei der Kontrollmessung nicht mit der völlig neuen Systematik einer anderen Identifikationsmethode konfrontiert wird.
Die Gluonen in 3-Jet-Ereignissen mit leichten Quarks können aber nicht mehr über die Jetwahrscheinlichkeit P_{jet} identifziert werden. Quarkjets von uds-Quarks unterscheiden sich nicht von ihren Gluonjets hinsichtlich der Impaktparameterverteilung ihrer Spuren. Um den Gluonjet in diesen Ereignissen zu identifizieren, wird der niederenergetischste Jet als Gluonjetkandidat ausgewählt. Dies ergibt eine Gluonidentifikationsrate p_g von etwa 55% für uds-Ereignisse (siehe Tab. 6.1). Damit bei einem Vergleich zwischen uds-Quarks und b-Quarks die Unterschiede in den Analysemethoden möglichst gering sind, wurde auch bei den b-Quarks für die Vergleichsmessung die Energieordnung zur Gluonidentifikation eingesetzt.
Die beiden angereicherten Mengen werden im weiteren durch den Zusatz *'uds-tag'* und *'b-tag'* unterschieden und die beiden Methoden zur Gluonidentifikation mit *'lifetime tag'* und *'energy tag'* bezeichnet. In Tab. 6.1 ist die Zusammensetzung der beiden angereicherten Mengen aufgeschlüsselt. Es zeigt sich, daß der Anteil der b-Quarks in der Menge mit *uds-tag* ähnlich gering ist wie Anteil der uds-Quarks in der Menge mit *b-tag*. Die zu vergleichenden Datenmengen sind also nicht nur statistisch völlig unabhängig, sondern weisen auch in ihrer physikalischen Zusammensetzung nur einen geringen Überlapp auf.

	Menge mit *uds-tag*	Menge mit *b-tag*
Schnitte auf P_E	$P_E \geq 0.5$	$P_E \leq 10^{-3}$
uds-Quarks [%]	**85.1±0.2**	1.0±0.1
c-Quarks [%]	12.3±0.2	5.6±0.2
b-Quarks [%]	2.6±0.1	**93.3±0.2**
3-Jets mit uds-Quarks [%]	72.2±0.2	0.9±0.1
3-Jets mit b-Quarks [%]	2.2±0.1	81.5±0.4
p_g für *energy tag* [%]	54.7±0.3	66.7±0.5

Tabelle 6.1: *Zusammensetzung der beiden angereicherten Mengen. Die Rate p_g der korrekt identifizierten Gluonen bezieht sich nur auf Gluonen bei Ereignissen, bei denen auch die Quarks richtig identifiziert wurden. Ein richtig identifiziertes Gluon bei der Menge mit b-tag, das aber z. B. zu einem c-Quark gehört, wird als Untergrund gewertet.*

6.2.2 Vergleich der Messungen

In Abb. 6.2 sind die Meßwerte von $\langle T'_{33} \rangle$ für die Menge mit *b-tag* und der Menge mit *uds-tag* zusammengestellt, wobei in beiden Fällen der Gluonjetkandidat mit Hilfe des *energy tag* bestimmt wurde. Bei der Menge mit *b-tag* zeigt sich ein ähnliches Bild wie bei den Messungen, bei denen das Gluon mittels *lifetime tag* identifiziert wurde (siehe Abb. 6.3). Dies ist nicht überraschend, schließlich sind bei b-Quarks die Gluonjetkandidaten, die durch den *lifetime tag* ermittelt werden, statistisch stark mit denen korreliert, die durch den *energy tag* identifizert werden. Bei der Benutzung des *energy tag* wählt man immer den niederenergetischsten Jet aus, beim *lifetime tag* in mehr als 70% der Fälle.

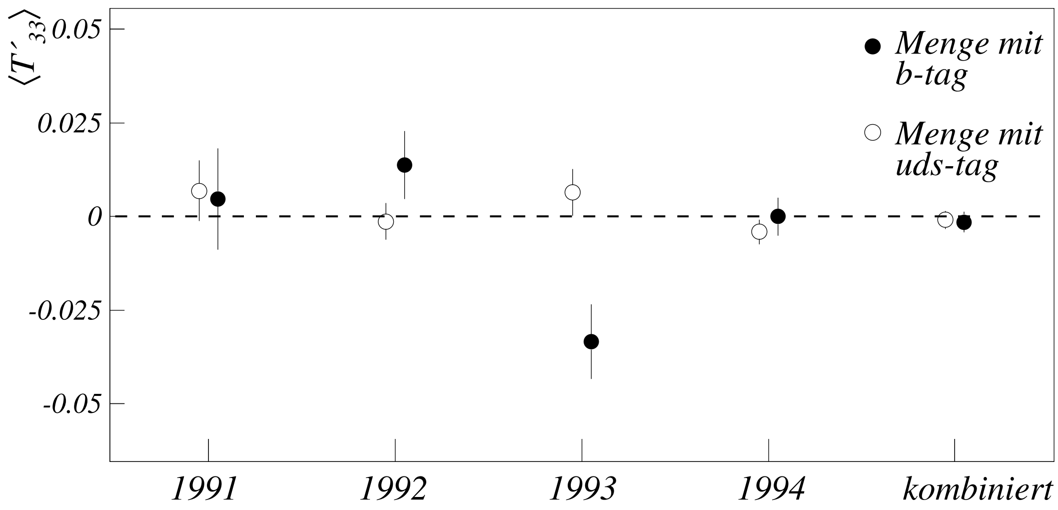

Abbildung 6.2: *Vergleich der Mengen mit uds-tag und b-tag für die Daten der Jahre 1991-1994. Die Fehlerbalken decken nur den statistischen Fehler (1 σ) ab.*

Bei der Menge mit *uds-tag* zeigt sich, daß alle Messungen mit Null verträglich sind. Die aus den vier Datensätzen kombinierte Matrix hat hier folgende Gestalt:

$$\langle T'_{ij} \rangle^{kombiniert} = \begin{pmatrix} 0.7 \pm 2.1 & -2.7 \pm 1.7 & -0.7 \pm 1.9 \\ -2.7 \pm 1.7 & 0.2 \pm 2.6 & -1.3 \pm 1.6 \\ -0.7 \pm 1.9 & -1.6 \pm 1.6 & -0.9 \pm 3.1 \end{pmatrix} \cdot 10^{-3}$$

Zusammenfassend ergibt sich aus der Kontrollmessung

- Es gibt keinen Hinweis auf systematische Effekte durch die Teile der Analyse, die für beide Datenmengen gleich sind, nämlich Ereignisselektion, Jetalgorithmus und Jetschnitte. Da die Werte von $\langle T'_{33}\rangle$ bei den uds-Quarks sehr gut mit Null verträglich sind, wird auch kein systematischer Fehler aus diesen Messungen extrahiert.

- Die Untersuchung leichter Quarks zeigt keine Anzeichen für die Existenz CP-ungerader Prozesse.

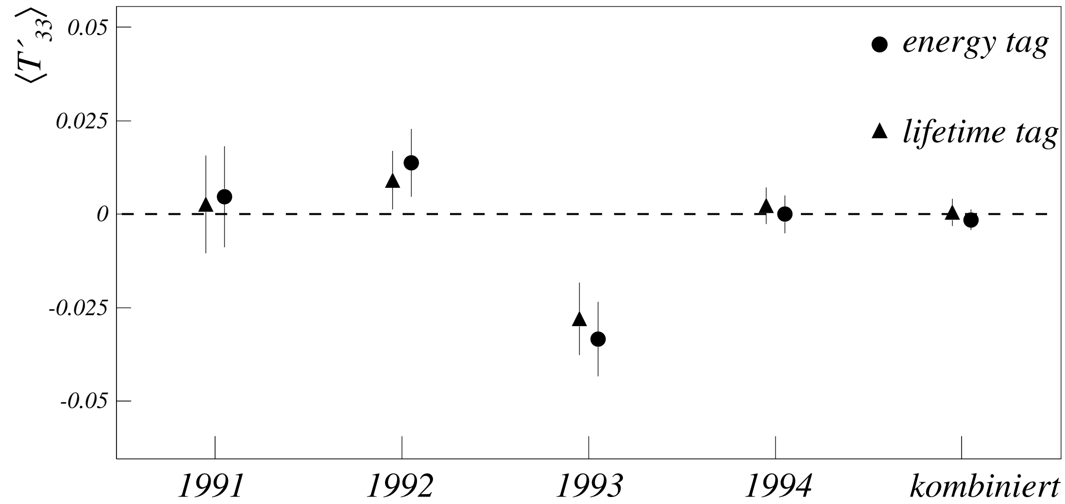

Abbildung 6.3: *Vergleich der Messungen bei b-Quarks mit energy tag und lifetime tag für die Daten der Jahre 1991-1994.*

6.3 Untersuchung der Datenselektion

6.3.1 Selektionsschnitte

Der Einfluß der Selektion wurde durch Variation aller Ereignis- und Jetschnitte abgeschätzt. Dazu wurde immer eine Schnitt geändert, während die restlichen bei ihrem Kapitel 5 beschriebenen Wert fixiert wurden. In Abb. 6.4 ist die Auswirkung der Variation der Jetschnitte auf $\langle T'_{33}\rangle$ illustriert.
Als systematischer Fehler aufgrund eines Jetschnitt auf die gesamte Datenmenge wird die größte Variation in $\langle T'_{33}\rangle$ innerhalb eines definierten Intervalles (siehe Abb. 6.4) angegeben. Die Fehler durch die fünf Schnitte werden quadratisch zu einem Gesamtfehler kombiniert. Bei dieser Bestimmung des Gesamtfehlers wird vernachlässigt, daß einige Schnitte korreliert sind, zum Beispiel Schnitte auf die sichtbare Energie und die Multiplizität. Idealerweise sollten nun alle Schnitte gleichzeitig variiert werden, um solche Korrelationen erkennen und berücksichtigen zu können. Da sich aber herausstellte, daß die Schnitte nur einen geringen Einfluß auf die Observable haben und der systematische Fehler klein ist, wurde darauf verzichtet. Die Vernachlässigung der Korrelationen führt zu einer konservativen Fehlerabschätzung.
Die Ereignisschnitte wurden ebenfalls variiert, aber dies hatte keinen erwähnenswerten Einfluß auf die Observable. Das liegt daran, daß die Anzahl der Ereignisse, die nur durch einen Ereignisschnitt zurückgewiesen werden, auch bei erheblicher Variation des Schnittes, vernächlässigbar klein ist. Entsprechend klein ist auch der Einfluß auf die Observable, so daß die Fehler durch die Ereignisschnitte gegenüber den Fehlern durch die Jetschnitte vernachlässigt werden.

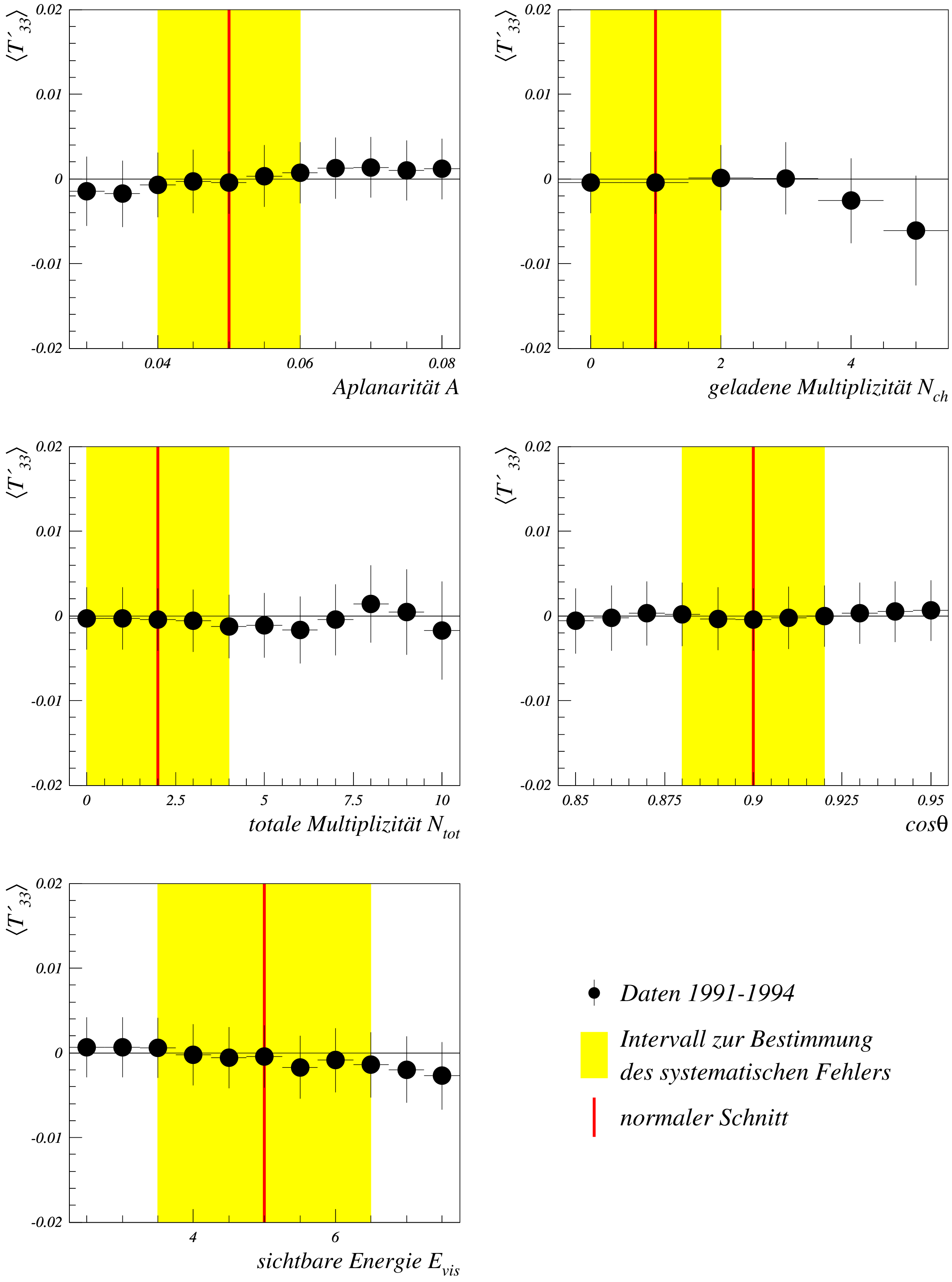

Abbildung 6.4: *Variation der Jetschnitte. Der Bereich, der jeweils zur Abschätzung der systematischen Fehler benutzt wird, ist grau unterlegt. Die Datenpunkte bei verschiedenen Werten der Schnitte sind hochgradig korreliert, da die jeweils selektierten Mengen sich statistisch nur geringfügig unterscheiden.*

6.3.2 Selektion der b-Quarks

Beim Vergleich der Messungen zwischen der Menge mit *uds-tag* und der Menge mit *b-tag* (siehe Abb. 6.2) zeigten sich Unterschiede zwischen den $\langle T'_{33}\rangle$-Werten, die aber von Datensatz zu Datensatz variierten. Der Schnitt auf die Ereigniswahrscheinlichkeit P_E ist der einzige Punkt, in dem sich die Menge mit *uds-tag* von der Menge mit *b-tag* unterscheidet. Da eine CP-ungerade Kopplung als Ursache für die Abweichungen in der Menge mit *b-tag* schon ausgeschlossen wurde, bleibt zu untersuchen, ob der P_E-Schnitt gewisse Werte der T'_{33}-Verteilung begünstigt, so daß ein CP-Effekt vorgetäuscht wird. Ein solche Verzerrung durch den P_E-Schnitt kann durchaus in den einzelnen Datensätzen 1991-94 verschieden stark sein, da die Verteilung $R(S)$ (siehe 5.3) für die Daten jedes Jahres erneut bestimmt wird. Um die mögliche Existenz einer solchen Verzerrung zu untersuchen, wurde der Schnitt $P_{Schnitt}$ auf die Variable P_E

$$P_E \leq P_{Schnitt}$$

variiert. Wie Abb. 6.3.2 zeigt, hat die Änderung des Schnittes erhebliche Auswirkungen auf den Wert von $\langle T'_{33}\rangle$.
Bei solch einer Variation des Schnittes sind die einzelnen Meßpunkte statistisch sehr stark korreliert, da die Datenmengen, die durch kleinere Werte von $P_{Schnitt}$ selektiert werden, vollständig in den Datenmengen, die durch größere $P_{Schnitt}$-Werte selektiert werden, enthalten sind. Um abzuschätzen, ob einzelne P_E-Intervalle eine besonders starke Verzerrung erzeugen oder ob die Verzerrung kontinuierlich mit dem Wert von P_E zunimmt, wurde die Observable $\langle T'_{33}\rangle$ für einzelne Intervalle von P_E getrennt gemessen.

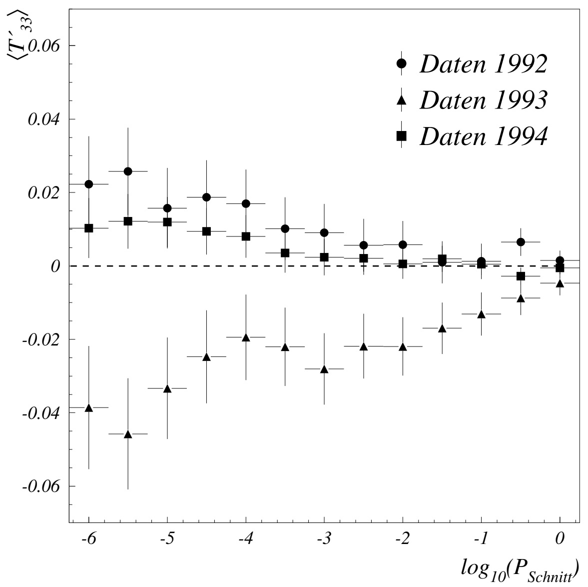

Abbildung 6.5: *Variation des P_E-Schnitts*

Die einzelnen $\langle T'_{33}\rangle$-Werte sind für diese Meßpunkte statistisch nicht korreliert. Darüberhinaus wurde der Gluonjet nicht über die Variable P_{Jet} identifiziert, sondern durch den schon erwähnten *energy tag*. So ist sichergestellt, daß die Gluonidentifikationsrate nahezu konstant über den gesamten Bereich von P_E ist. Man kann nun den Einfluß von P_E allein untersuchen, ohne die variierende Nachweiswahrscheinlichkeit des *lifetime tag* zu berücksichtigen. In Abb. 6.6 sind diese Messungen für die Daten aus den Jahren 1992 und 1993 gezeigt.

- Es ist keine kontinuierliche Zunahme in den $\langle T'_{33}\rangle$-Werte mit wachsender b-Reinheit (kleineren Werten von P_E) zu erkennen. Dies bestätigt die Aussage, daß es keine Hinweise auf die Existenz einer CP-verletzenden Kopplung in $Z \to b\bar{b}g$ gibt.

- Es zeigt sich, daß die Abweichung in der Menge mit *b-tag* von etwa 3 Standardabweichungen in den Daten von 1993 nahezu vollständig von den letzten Meßpunkten in Abb. 6.6 dominiert wird.

- In der Verteilung der Meßwerte $\langle T'_{33}\rangle_{P_E}$ in den einzelnen P_E-Intervallen sind starke Fluktuationen zu erkennen. Zu untersuchen bleibt, ob diese Fluktuationen statistisch bedingt sind, und damit einer gaussförmigen Verteilung gehorchen, oder ob sie anders fluktuieren und vielleicht im Mittel eine systematische Verschiebung zeigen.

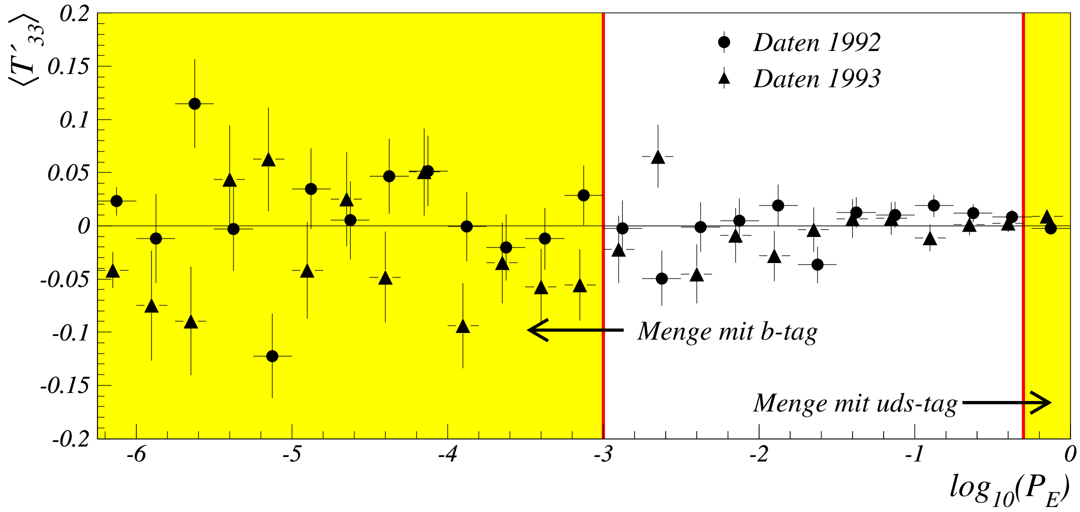

Abbildung 6.6: *Untersuchung einzelner P_E-Bereiche. Damit die Fehlerbalken der einzelnen Meßpunkte nicht überlappen, wurden die Werte leicht versetzt gezeichnet. Durch die grau getönten Flächen sind jeweils die Mengen, die durch den b-Schnitt und den uds-Schnitt selektiert werden, markiert. Der Wert ganz links deckt den* ***gesamten*** *$\log(P_E)$-Bereich von -6.25 bis $-\infty$ ab.*

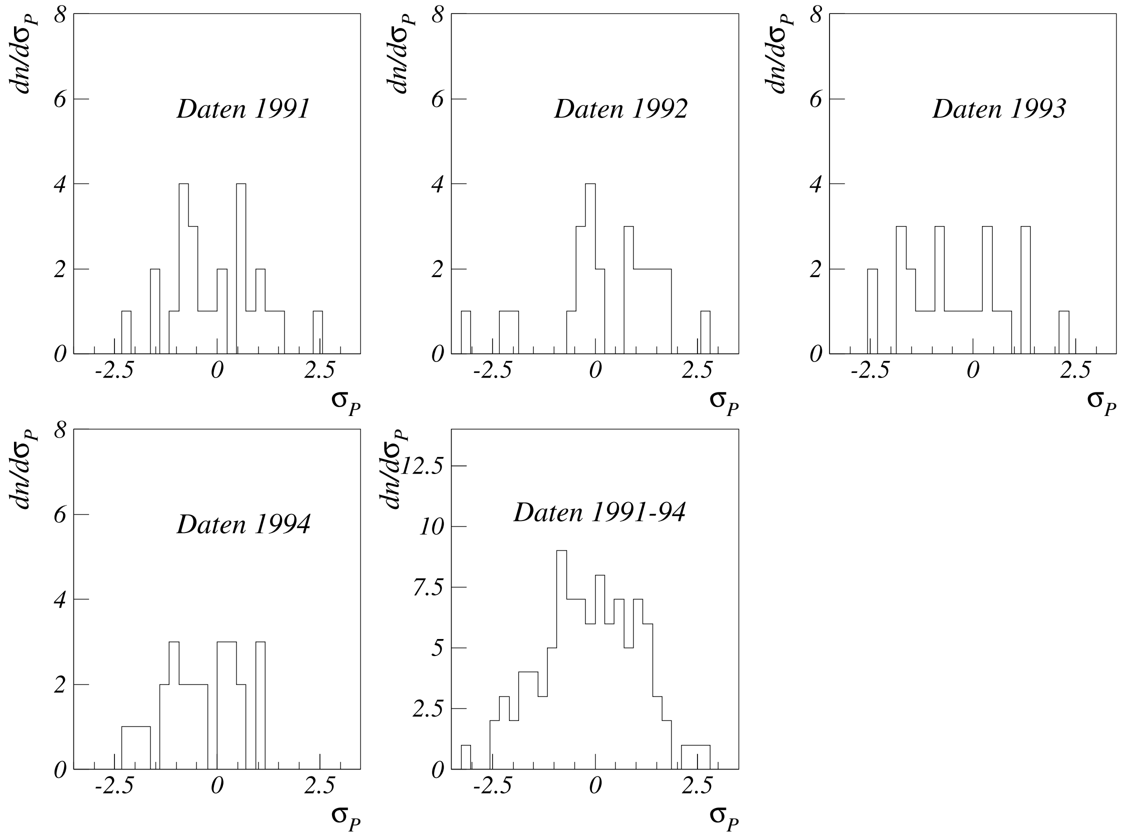

Abbildung 6.7: *Signifikanzverteilung von $\langle T'_{33}\rangle_{P_E}$. Die Aufteilung der P_E-Intervalle ergibt pro Datensatz 25 Meßwerte.*

Zur Überprüfung dieser Punkte wurde die Signifikanzverteilung

$$\sigma_P = \frac{\langle T'_{33} \rangle_{P_E}}{\Delta \langle T'_{33} \rangle_{P_E}}$$

der $\langle T'_{33} \rangle_{P_E}$-Werte in den einzelnen P_E-Bereichen untersucht (siehe auchAbb. 6.7):

	Daten '91	Daten '92	Daten '93	Daten '94	kombiniert
σ_P	-0.42	0.28	-0.41	-0.38	-0.14
RMS	1.07	1.3	1.2	0.92	1.2

Aus den Werten von σ_P in den einzelnen Datensätzen läßt sich folgendes ablesen:

- In keinem Datensatz ist eine signifikante Abweichung des Mittelwertes von Null zu erkennen.
- Es zeigt sich, daß die Verteilungen von σ_P nicht gaussförmig sind (RMS = mittlere quadratische Abweichung $\neq 1$). Dies bedeutet, daß die Streuung der $\langle T'_{33} \rangle_{P_E}$-Werte nicht nur statistischer Natur ist, sondern systematisch durch den Einfluß der P_E-Verteilung verstärkt wird. Dieser Einfluß muß sich nicht auf den gesamten Mittelwert $\langle T'_{33} \rangle$ auswirken. Aber allein durch den statistischen Fehler ist die Wirkung des P_E-Schnittes auf die $\langle T'_{33} \rangle$-Messung nicht ausreichend abgeschätzt.

Um die Verstärkung der statistischen Fluktuation durch die P_E-Verzerrung zu quantifizieren, wurde aus den kombinierten Daten die Fluktuation der Signifikanz σ_P mit

$$\frac{\langle T'_{33} \rangle_{P_E}}{\Delta \langle T'_{33} \rangle_{P_E}} \leq \mid \langle \sigma_P \rangle_{91-94} \mid + RMS_{\sigma_P} = 1.3$$

abgeschätzt. Der systematische Fehler $\Delta \langle T'_{33} \rangle_{P_E}$ durch den P_E-Schnitt wird zu

$$\Delta \langle T'_{33} \rangle_{P_E} = \Delta \langle T'_{33} \rangle_{stat} \cdot 1.3$$

bestimmt. Damit ist dieser Fehler konservativ abgeschätzt, da die Fluktuationen sicherlich zum Teil statistischer Natur sind und somit schon teilweise durch den statistischen Fehler auf $\langle T'_{33} \rangle$ abgedeckt werden.

6.4 Einfluß des Untergrundes

Um den Einfluß des Untergrundes auf die $\langle T'_{33} \rangle$-Messungen zu untersuchen, wurde die gleiche Analyse für simulierte Ereignisse durchgeführt. Die selektierte (simulierte) Datenmenge wurde in die verschiedenen Arten von Untergrund aufgeteilt und der Wert $\langle T'_{33} \rangle$ für jede Untergrundart getrennt bestimmt. In Tab. 6.2 sind die so bestimmten $\langle T'_{33} \rangle$-Werte aufgeführt.

	$\langle T'_{33} \rangle$ $[10^{-3}]$	Anteil [%]
gesamte Menge	5.5±8.1	100.0
2-Jets (alle Flavour)	7.1±28.9	8.2
n-Jets (alle Flavour)	21.4±45.3	3.1
3-Jets, b-Quarks, korrekt identifizierte Gluonen	4.6±9.84	69.0
restliche 3-Jets	29.9±25.3	8.4
zweifelhafte Ereignisse	−12.7±24.1	11.3

Tabelle 6.2: *Untersuchung des Untergrundes*

Es zeigt sich, daß keine Untergrundklasse eine signifikante Abweichung in $\langle T'_{33} \rangle$ aufweist. Das Signal, also $b\bar{b}g$-Ereignisse mit korrekt identifizierten Gluonen, ist bei den simulierten Ereignissen ebenfalls mit Null verträglich. In diese Untersuchung wurden auch zweifelhafte Ereignisse (siehe Kapitel 4.3) aufgenommen, um alle simulierten Ereignisse auf ihre CP-Invarianz zu überprüfen. Die Messung bestätigt die Annahme, daß der Untergrund, soweit er bekannt ist, CP-gerade ist.

6.5 Vortäuschung von CP-Verletzung durch den Detektor

Bei der Fragestellung, ob und wie CP-ungerade Effekte durch den Detektor vorgetäuscht werden können, ließ sich diese Analyse von früheren Arbeiten bei der ALEPH-Kollaboration auf dem Gebiet der anomalen, CP-verletzenden Kopplungen leiten. Bei Messungen des schwachen Dipolmomentes des τ-Leptons (siehe [14], [15] und [16]), die ebenfalls mit Tensor T'_{ij} durchgeführt wurden, wurde eine Verdrehung der TPC-Endplatten festgestellt, die zu einer erheblichen Asymmetrie in der T'_{33}-Verteilung führte. Es wurde nun untersucht, welche Auswirkungen ein solcher Effekt auf diese Analyse hat. Darüberhinaus wurden auch einige andere Ansätze zur Bestimmung einer etwaigen Asymmetrie des Detektors verfolgt.

6.5.1 Untersuchung der Spureigenschaften

Bei den Messungen des schwachen Dipolmomentes des τ-Leptons wurden Kontrollmessungen mit $\mu^+\mu^-$-Paaren durchgeführt, um die Symmetrie des Detektors zu untersuchen. Dabei zeigten sich in den Daten der Jahre 1989 und 1990 Abweichung in $\langle T'_{33} \rangle$ von Null mit einer Signifikanz von 33 σ. Diese Abweichungen wurden durch "einen Fehler in der Parametrisierung der TPC-Spurkoordinaten im Rekonstruktionsprogramm" ([15] Kapitel 7.1) erzeugt. Dieser Fehler bei der Rekonstruktion wirkte sich effektiv wie eine Verdrehung der TPC-Endkappen aus. In den Daten des Jahres 1992 wurden ebenfalls Asymmetrien bei der Untersuchung von $\mu^+\mu^-$-Paaren festgestellt, aber der Grund für diese Asymmetrien konnte nicht explizit bestimmt werden [16].

Bei der vorliegenden Analyse wurde die Symmetrie des Detektors durch die Verwendung einzelner Spuren aus hadronischen Ereignissen abgeschätzt. Dazu wurde jedes hadronische Ereignis, das durch die in 5.1.2 beschriebene Selektion ausgewählt wurde, in zwei Hemisphären geteilt. Danach wurden Spurpaare gebildet, indem eine Spur aus einer Hemisphäre mit einer Spur aus der gegenüberliegenden Hemisphäre kombiniert wurde. Die Kombination erfolgte zufällig und jede Spur wurde dabei nur einmal benutzt. Nach Bildung aller so möglichen Paare wurde mit den Impulseinheitsvektoren der Spuren, statt mit denen der Jets, die Matrix T'_{ij} berechnet. Diese Untersuchung wurde für die Daten des Jahres 1991 bis 1994 durchgeführt. Für alle Datensätze zeigten Spuren mit mehr als 2 GeV Impuls keine signifikanten Abweichungen von Null, während Spurkombinationen aus Spuren mit weniger als 2 GeV Impuls deutliche Abweichungen zeigten:

	$\langle T'_{33} \rangle \cdot 10^{-3}$ aus Spurpaaren		
	Spurpaare mit $p \leq 2$ GeV	Spurpaare mit $p \geq 2$ GeV	alle Spurpaare
Daten '91	-8.3 ± 1.0	-0.3 ± 1.1	-4.2 ± 0.7
Daten '92	-7.8 ± 0.6	-0.5 ± 0.6	-4.0 ± 0.4
Daten '93	-7.5 ± 0.7	1.3 ± 0.8	-3.0 ± 0.5
Daten '94	-4.9 ± 0.7	1.2 ± 0.9	-1.9 ± 0.5

Es stellt sich die Frage, welchen Einfluß diese Asymmetrie der Spuren auf die Messung bei $b\bar{b}g$-Ereignissen hat. Dort war z. B. in den Daten des Jahres 1992 keine negative Abweichung

festzustellen. Dies läßt sich dadurch begründen, daß Spuren mit mehr als 2 GeV Impuls keine Asymmetrie in der T'_{33}-Verteilung zeigen. Bei der Rekonstruktion der Jetimpulsvektoren haben die Spuren mit hohen Impulsbeträgen das größere Gewicht, der Einfluß von Spuren mit kleinem Impuls ist nur klein, entsprechend gering wirkt sich eine Asymmetrie in der Verteilung dieser Spuren aus. Somit scheint es unwahrscheinlich, daß die Abweichung in den Daten von 1993 durch Detektoreffekte hervorgerufen wird.
In erster Näherung wurde der Einfluß dieser Asymmetrie abgeschätzt, indem der Mittelwert **aller** Spurkombinationen gebildet und dieser Wert als Detektorasymmetrie für die gesamte Datenmenge angegeben (siehe Tabelle 6.3) wurde. Für eine genauere Abschätzung dieses Fehlers muß die Ursache dieses Effektes verstanden und der Einfluß der Asymmetrie der einzelnen Spuren auf die Jetrichtung bestimmt werden.

6.5.2 Diskussion der weiteren Studien

Bei der Suche nach weiteren Detektoreffekten bei der $\langle T'_{33}\rangle$-Messung wurde studiert, wie ein CP-verletzender Effekt vorgetäuscht werden kann, und wie ein solch vorgetäuschter Effekt sich von einem wirklichen Effekt unterscheidet. Im wesentlichen wurden dabei die folgenden beiden Ansätze verwendet:

- Der erste war, ein bestimmtes Asymmetriemodell, etwa in der Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeiten, anzunehmen und mit Hilfe von Monte Carlo Rechnungen eine Variable zu konstruieren, die sensitiver auf diese spezielle Detektorasymmetrie ist als die Observable $\langle T'_{33}\rangle$. Wenn z. B. die Abweichung in den Daten von 1993 durch eine solche Asymmetrie entstanden wäre, dann sollte die eigens konstruierte Variable eine Abweichung mit einer höheren statistischen Signifikanz zeigen. Diese Methode funktioniert aber nur, wenn dieses Asymmetriemodell auch wirklich zutrifft. Dieser Ansatz führte zu keinem positiven Ergebnis: je nach Modell hätten die angenommenen Asymmetrien von vornherein unrealistisch groß sein müssen, um beobachtbare Effekte zu erzeugen, oder die konstruierte Variable ergab keine signifikanten Hinweise auf die Existenz einer solchen Asymmetrie.

- Die zweite Ansatz war, die Struktur der Matrix zu analysieren und zu untersuchen, ob bestimmte Bereiche des Detektors oder spezielle 3-Jet-Konfigurationen gewisse T'_{33}-Werte begünstigen und somit Ursachen für Asymmetrien liefern. Eine solche Untersuchung bedeutet, daß die gesamte Datenmenge in Untermengen aufgeteilt werden muß, die sich eben in der zur untersuchenden Größe unterscheiden (z. B. den Differenzwinkel $\Delta\varphi$ der beiden Quarkjets). Bei der zur Verfügung stehenden Statistik konnten bei diesen Untersuchungen keine signifikanten Aussagen gemacht werden.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß keine weitere CP-Asymmetrie des Detektors nachgewiesen werden konnte, die für diese Messung von Bedeutung war.

6.6 Zusammenfassung der Messung

Die Observable $\langle T'_{33} \rangle$ wurde jeweils in den Daten des Jahres 1991-94 gemessen, ohne Hinweise auf eine CP-verletzende Kopplung zu liefern. Systematische Fehler für die Jetschnitte $\Delta\langle T'_{33}\rangle_{Jet}$, den P_E-Schnitt $\Delta\langle T'_{33}\rangle_{P_E}$ und für Detektorasymmetrien $\Delta\langle T'_{33}\rangle_{Det}$ wurden jeweils für die gesamte Datenmenge abgeschätzt. Aus der Untersuchung des Untergrundes wurde kein systematischer Fehler extrahiert. Die so bestimmten Werte sind Tabelle 6.3 aufgeführt.

	1991	1992	1993	1994	*kombiniert*
$\langle T'_{33}\rangle \cdot 10^{-3}$	2.6	9.1	−28.0	2.3	0.5
$\Delta\langle T'_{33}\rangle_{stat} \cdot 10^{-3}$	13.2	7.9	9.7	4.9	3.7
Anzahl der Ereignisse	6358	18074	11652	46258	82342
$\Delta\langle T'_{33}\rangle_{P_E} \cdot 10^{-3}$					4.9
$\Delta\langle T'_{33}\rangle_{Jet} \cdot 10^{-3}$					2.7
$\Delta\langle T'_{33}\rangle_{Det} \cdot 10^{-3}$					2.8

Tabelle 6.3: *Ergebnisse und Fehler der $\langle T'_{33}\rangle$-Messung*

Die Mittelwerte und Fehler der einzelnen Datensätze wurden gemäß ihrem statistischen Gewichts zu einem kombinierten Wert zusammengefaßt und danach alle systematischen Fehler quadratisch addiert. Als Ergebnis der Messung ergibt sich somit:

$$\boxed{\langle T'_{33}\rangle = (0.5 \pm 3.7 \pm 6.3) \cdot 10^{-3}}$$

Kapitel 7

Bestimmung von $\hat{h}_b$

Der in Formel 2.15 illustrierte Zusammmenhang zwischen der Observablen $\langle T'_{33}\rangle$ und der Kopplung $\hat{h}_b$ gilt nur unter den dort getroffenen Annahmen. Um aber aus den Messungen von $\langle T'_{33}\rangle$ einen Wert für $\hat{h}_b$ abzuleiten, müssen verschiedene Effekte wie Detektorakzeptanz, Nachweiswahrscheinlichkeit und Unsicherheiten in der Simulation berücksichtigt werden. In diesem Kapitel werden, beginnend bei der Detektorebene und endend bei dem Modell von Nachtmann, Bernreuther et al., sukzessive die Effekte behandelt, die einen Einfluß auf die Bestimmung von $\hat{h}_b$ haben.

7.1 Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß die Meßgröße $\langle T'_{33}\rangle$ und der Parameter $\hat{h}_b$ folgendermaßen linear miteinander verknüpft sind:

$$\langle T'_{33}\rangle = \frac{\Gamma^{SM}_{b\bar{b}g}\,\hat{h}_b Y'_{33}}{\Gamma_{b\bar{b}g}} \quad , \tag{7.1}$$

wobei Y'_{33} ein Konstante ist, die die Integration der Zerfallsmatrix über den Phasenraum beschreibt. Bei dieser Integration wurde vorausgesetzt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit über den gesamten Phasenraum konstant bei 1 liegt. Somit sind weder Selektionsschnitte, Detektorakzeptanz noch die Reinheit der Datenmenge, die ebenfalls weit unter 100% liegt, berücksichtigt. Die Einbeziehung dieser Effekte wird durch eine Wichtungsmethode erreicht, deren Ergebnis eine Konstante Y'^{exp} ist. Damit ergibt sich der Zusammenhang

$$\langle T'_{33}\rangle = \hat{h}_b Y'^{exp} \tag{7.2}$$

zwischen Kopplung und Observable. Hier wurde folgende Näherung

$$\frac{\Gamma^{SM}_{b\bar{b}g}}{\Gamma_{b\bar{b}g}} \approx 1 \tag{7.3}$$

benutzt, die aufgrund der kleinen Abweichung dieser beiden Werte voneinander gerechtfertigt ist. Die Berechnung von Y'^{exp} erfolgt nun durch Neuwichtung der Datenereignisse mit Hilfe des Simulationsprogramms CP3JET von W. Bernreuther (im weiteren abgekürzt mit BMC). Zuerst wird das Verhältnis von Signal zu Untergrund im BMC implementiert. Der Ausdruck Untergrund bezeichnet hier alle Ereignisse, bei denen der Gluonjetkandidat kein Gluon aus einem $b\bar{b}g$-Ereignis ist, was falsch identifizierte Gluonen, udsc-Ereignisse und 2-Jet-Ereignisse beinhaltet. Für den Untergrund wird keine CP-verletzende Kopplung simuliert, für die korrekt identifizierten Ereignisse dagegen ein nichtverschwindender Wert von $\hat{h}_b$ angenommen.

Da der Anteil der richtig identifizierten Gluonen $p_{g(E)}$ sehr stark mit der Gluonenergie variiert (siehe Abb. 7.1), wird die Untergrundrate $1 - p_g$ in Abhängigkeit von dieser Energie simuliert.
Die inhomogene Detektorakzeptanz und Anwendung der Selektionsschnitte bedeutet, daß sich die Gewichte einzelner Phasenraumabschnitte in den Daten von denen der Theorie und somit des BMCs unterscheiden. Um diesen Unterschied zu quantifizieren, werden die Daten neugewichtet. Für jedes Datenereignis i wird das Gewicht w_{BMC} im BMC bestimmt und der Wert von T'_{33} dieses Ereignisses damit gewichtet. Für die Datenmenge erhält man so einen gewichteten Mittelwert

$$\langle T'_{33} \rangle^{gewichtet} = \frac{\sum_i w_{BMC\,i} T'_{33i}}{\sum_i w_{BMC\,i}} \quad , \tag{7.4}$$

der sich von dem gemessenen Mittelwert $\langle T'_{33} \rangle$ unterscheidet. Dieser gewichtete Mittelwert ist eine Funktion des Parameters $\hat{h}_b$, da auch die Gewichte w_{BMC} von $\hat{h}_b$ abhängen. Durch Variation von $\hat{h}_b$ läßt sich nun der funktionale Zusammenhang zwischen $\langle T'_{33} \rangle^{gewichtet}_{(\hat{h}_b)}$ und $\hat{h}_b$ bestimmen. Idealerweise sollte diese Zusammenhang linear sein, vergleichbar der Beziehung 7.2:

$$\langle T'_{33} \rangle^{gewichtet}_{(\hat{h}_b)} = Y'^{exp} \hat{h}_b \tag{7.5}$$

Y'^{exp} ergibt sich aus der Steigung der so bestimmten Geraden und enthält nun den Einfluß der Selektion und des Untergrundanteils.

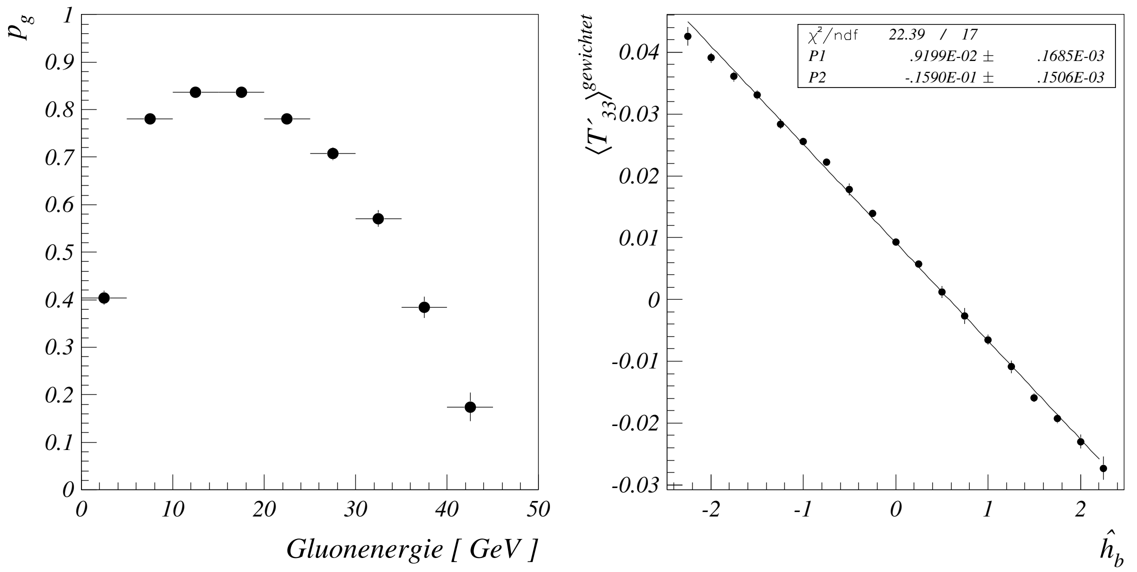

Abbildung 7.1: *Links ist die Energieabhängigkeit der Rate $p_{g(E)}$ der korrekt identifizierten Gluonen gezeigt. Rechts das Ergebnis der Neuwichtung der Daten des Jahres 1992, die Differenz $\langle T'_{33} \rangle^{gewichtet}_{(\hat{h}_b)}$ ist als Funktion von $\hat{h}_b$ aufgetragen. Die Gerade, die an die Punkte angepaßt wurde, ist ebenfalls eingezeichnet.*

Aus der Anpassung einer Geraden an die Punkte $\langle T'_{33} \rangle^{gewichtet}_{(\hat{h}_b)}$ ergibt sich für die Daten des Jahres 1992:

$$Y'^{exp} = -0.0159 \pm 0.00015. \tag{7.6}$$

Neben dem Fehler, den man aus der Anpassung der Geraden erhält, besitzt der so ermittelte Y'^{exp}-Wert verschiedene systematische Fehler, die im folgenden erläutert werden:

a) Die Rate $p_{g(E)}$ der korrekt identifizierten Gluonen für jedes Energieintervall besitzt einen statistischen Fehler (siehe Abb. 7.1). Deshalb wird $p_{g(E)}$ innerhalb seiner statistischen Fehler variiert und die Anpassung erneut durchgeführt.

b) In Kapitel 4.1 wurde erwähnt, daß die Definition eines Gluonjets einer großen Willkür unterworfen ist. Die Wahl einer bestimmten Zuordnungsprozedur wird auch die Gluonidentifikationsrate $p_{g(E)}$ beeinflussen. Um den hiermit verbundenen Fehler abzuschätzen, wurde eine andere Zuordnungsprozedur für die Jets auf Detektorebene benutzt. Während bei der in Kapitel 4.1 beschriebenen Zuordnungsprozedur Hadronjets **und** Detektorjets zweifelsfrei den Partonjets zugeordnet werden mußten, werden bei der Vergleichsprozedur die Jets auf Hadronebene ignoriert. Die Jets gelten als zugeordnet, wenn allein die Detektorjets den Partonjets zugeordnet werden können. Mit dieser Zuordnungsvorschrift wird die Gluonidentifikationsrate $p_{g(E)}$ erneut bestimmt und auch Y'^{exp} erneut angepaßt.

c) Der Fehler auf $p_{g(E)}$ wird auch durch die systematischen Unsicherheiten des Lebenszeitalgorithmus, der sowohl zur Identifikation der b-Ereignisse als auch zur Gluonidentifikation verwendet wird, bestimmt. Der systematische Fehler auf die b-Reinheit wurde in der ALEPH-Kollaboration studiert (siehe [18], [30] und [33]). Der absolute Fehler auf die Gluonidentifikationsraten in den einzelnen Energieintervallen aufgrund der Unsicherheiten in der b-Quarkidentifikation wurde mit $\Delta p_{g(E)} = 0.02$ abgeschätzt.

d) Um die Abhängigkeit des ermittelten Y'^{exp} von der Auswahl der gewichteten Daten abzuschätzen, wurde Y'^{exp} mit den Daten des Jahres 1993 erneut bestimmt.

Die Fehler aus den Punkten a)-d) wurden durch die Differenz der jeweils neu bestimmten Y'^{exp}-Werte zu dem Referenzwert abgeschätzt und quadratisch zu einem Gesamtfehler zusammengefaßt. Damit ergibt sich:

$$Y'_{experimentell} = -0.0159 \pm 0.00015_{stat} \pm 0.001_{syst} \quad .$$

Es gibt einige Effekte, die mit diesen systematischen Fehler nicht abgedeckt werden. Zum einen die Möglichkeit, daß der Untergrund CP-verletzend sein könnte, was nach den Untersuchungen in Kapitel 6 verworfen wurde. Zum anderen die Abhängigkeit der Werte $p_{g(E)}$ von dem verwendeten QCD-Generator JETSET. Letzteres kann nur durch Verwendung von Ereignissen, die mit einem alternativen Generator erzeugt wurden, überprüft werden. Diese standen aber in ausreichender Statistik bei dieser Analyse nicht zur Verfügung.

7.2 Impulsrekonstruktion

Die Richtungen der primären Partonen werden von den rekonstruierten Jets nur unvollständig wiedergegeben. Hauptsächlich ist dies auf Detektoreffekte und Rekonstruktionsprobleme zurückzuführen, wie mangelhafte Rekonstruktion der Spuren und fehlerhafte Zuordnung der Spuren zu den Jets. Diese Unterschiede der Jetrichtungen zwischen Parton- und Detektorniveau beeinflussen die Güte der T'_{33}-Messung, denn der rekonstruierte Wert ${T'_{33}}^{Detektor}$ wird sich im allgemeinen vom 'wahren' Wert auf Partonniveau ${T'_{33}}^{Parton}$ unterscheiden.

Die mittlere Abweichung der Einzelmessung

$$\Delta T'_{33} = T'^{\,Detektor}_{33} - T'^{\,Parton}_{33} \tag{7.7}$$

wurde mit Monte Carlo Rechnungen abgeschätzt. In Abb. 7.2 ist die Differenzverteilung $\Delta T'_{33}$ der richtig identifizierten Ereignisse aufgetragen. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung

$$\sigma_{\Delta T'_{33}} = 0.2$$

beschreibt den Rekonstruktionsfehler einer Einzelmessung. Der Fehler auf den Mittelwert der gesamten Datenmenge ergibt sich somit zu

$$\Delta \langle T'_{33} \rangle_{rek} = \frac{\sigma_{\Delta T'_{33}}}{\sqrt{N_{gesamt}}} = 0.7 \cdot 10^{-3} \tag{7.8}$$

Dieser systematischer Fehler auf $\langle T'_{33} \rangle$ wird nun mittels der Beziehung 7.2 linear in einen Fehler auf $\hat{h}_b$ umgesetzt: $\Delta \hat{h}_{b_{rek}} = 0.045$

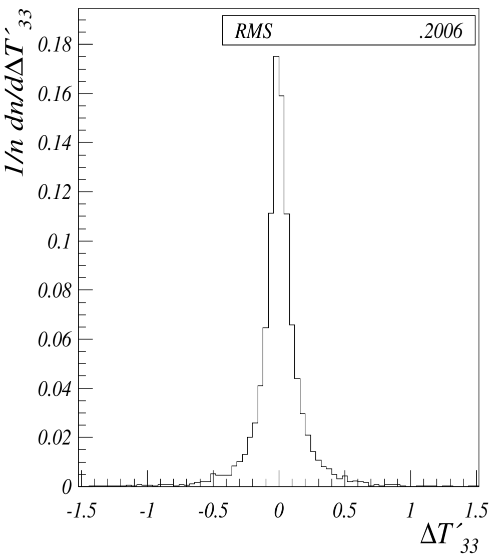

Abbildung 7.2: *Einfluß der Impulsrekonstruktion auf die Observable T'_{33}.*

7.3 Masseneffekt

Bei der Bestimmung der Sensitivität Y'^{exp} wurde ein Simulationsprogramm benutzt, bei dem die Masse des b-Quarks mit Null angenähert wird. Die Auswirkungen der Quarkmasse auf die CP-verletzende Kopplung $\hat{h}_b$ und auf den Wert von Y'^{exp} sind somit nicht berücksichtigt. Der theoretische Wert von Y' ist aber sowohl für die Näherung $m_b = 0$ [2] als auch für $m_b \neq 0$ berechnet worden [34]:

$$Y'_{m_b=0} = -0.02202 \quad , \quad Y'_{m_b \neq 0} = -0.02065 \quad .$$

Aus dem relativen Unterschied der beiden Werte $Y'_{m_b=0}$ und $Y'_{m_b \neq 0}$ wird der Fehler $\Delta Y'^{exp}{}_{Masse}$ durch die Masse des b-Quarks abgeschätzt:

$$\Delta Y'^{exp}{}_{Masse} = 0.0012$$

7.4 Abschätzung von $\hat{h}_b$

Der in Kapitel 6 bestimmte Mittelwert der Observablen $\langle T'_{33} \rangle$ für den gesamten Datensatz 1991-94 beträgt:

$$\boxed{\langle T'_{33} \rangle = (0.5 \pm 3.7_{stat} \pm 6.3_{syst}) \cdot 10^{-3}}$$

Die Berechnung der Sensitivität Y'^{exp} ergab

$$\boxed{Y'^{exp} = -0.0159 \pm 0.00015_{stat} \pm 0.0014_{syst}}$$

Unter Verwendung von Gleichung 7.2 läßt sich ein Wert für $\hat{h}_b$ ermitteln. Unter Einbeziehung des systematischen Fehlers $\Delta\hat{h}_{b_{rek}}$ ergibt sich:

$$\boxed{\hat{h}_b = -0.03 \pm 0.44}$$

Hieraus läßt sich eine obere Grenze für den Betrag des Kopplungsparameters von

$$\boxed{\mid \hat{h}_b \mid \leq 0.88} \qquad (95\% \text{ c. l. })$$

extrahieren.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Analyse war die Suche nach anomalen, CP-verletzenden Kopplungen am Vertex $Z \to b\bar{b}g$ unter Verwendung der CP-ungeraden Observablen T'_{33}. Angestrebt wurde, sowohl die generelle CP-Invarianz dieses Zerfalls zu überprüfen, als auch eine Abschätzung für den Kopplungsparameter $\hat{h}_b$ zu geben.
Zur Untersuchung wurden 2.8 Mio hadronische Z-Zerfälle, die am Detektor ALEPH in den Jahren 1991 - 1994 aufgezeichnet wurden, benutzt. Durch die Verwendung eines Lebenszeitalgorithmus konnte eine sehr reine Menge von $b\bar{b}g$-Kandidaten selektiert werden.
Der Mittelwert der Observablen T'_{33} wurde zu

$$\boxed{\langle T'_{33} \rangle = (0.5 \pm 3.7_{stat} \pm 6.3_{syst}) \cdot 10^{-3}}$$

bestimmt. Aus diesem Meßwert wurde eine obere Grenze für den Betrag des Kopplungsparameters $\hat{h}_b$ extrahiert:

$$\boxed{\mid \hat{h}_b \mid \leq 0.88} \qquad (95\% \text{ c. l. })$$

Die Messung und die systematischen Untersuchungen ergaben keine Hinweise auf die Existenz einer anomalen, CP-verletzenden Kopplung.

Die Genauigkeit der Messung und die Größe der Grenze werden durch die systematischen Fehler der $\langle T'_{33} \rangle$-Messung dominiert. Der Einfluß der Fehlerquellen auf die Messung wurde konservativ abgeschätzt, durch genauere Untersuchungen sollte es möglich sein, den Fehler zu verkleinern:

- Durch Berücksichtigung der Korrelationen zwischen den einzelnen Schnitten könnte der Fehler durch die Jetschnitte reduziert werden.

- Die Verzerrung durch den P_E-Schnitt wurde ebenfalls vorsichtig abgeschätzt, da zwar der Einfluß des Schnittes beobachtet wurde, aber ihre Ursache nicht verstanden ist.

- Asymmetrien in der T'_{ij}-Verteilung einer Kontrollmenge von hadronischen Spuren wurden benutzt, um den Einfluß des Detektors auf die Messung zu bestimmen. Dies ist sehr wahrscheinlich nur eine obere Abschätzung für den Fehler durch den Detektor.

Es ist zu hoffen, daß durch die Klärung dieser Punkte der systematische Fehler die Größe des statistischen Fehlers erreichen kann. Der statistische Fehler der Messung hingegen wird sich nicht wesentlich verkleinern lassen. 1995 wurden mit dem Detektor ALEPH etwa $0.6 \cdot 10^6$ zusätzliche hadronische Z-Zerfälle registriert. Bezogen auf die schon analysierte Datenmenge bedeutet dies einen Zuwachs von nur 20%.

Zur Bestimmung der Sensitivität ist festzustellen, daß weder die Selektion noch das *tagging* optimiert wurden, um die größtmögliche Empfindlichkeit für die Bestimmung von $\hat{h}_b$ zu garantieren. Da aber die Reinheit der hier selektierten Menge schon sehr hoch ist, ist bei diesem Punkt kein Gewinn in der $\hat{h}_b$-Abschätzung zu erwarten, der mit dem aus der Verkleinerung des systematischen Fehlers der Messung vergleichbar wäre.

Es stehen noch weitere Möglichkeiten zur Verbesserung dieser Messung zur Verfügung, die im Rahmen dieser Analyse nicht verwendet wurden:

- Es könnten andere Methoden zur b-Selektion verwendet werden, etwa Vertexrekonstruktion und Identifikation durch Leptonen. Letztere Methode hat den Vorteil, daß sie eine weitgehend unkorrelierte Vergleichsmessung zu dieser Analyse darstellen würde. Andererseits ist die zu erwartende Statistik erheblich kleiner als bei der Selektion von b-Quarks durch Rekonstruktion von Sekundärvertices.

- Die Verwendung optimaler Observablen [2], die bei der Untersuchung des Zerfalls $Z \to \tau^+\tau^-$ [12] eingesetzt wurden, bietet sich auch bei dieser Analyse an. Der Gewinn an Sensitivität wird aber dadurch erkauft, daß diese Observablen eine erheblich kompliziertere Gestalt besitzen als der Tensor T'_{ij} und sich die systematischen Studien dadurch schwieriger gestalten könnten.

- Es ist möglich CP-ungerade Tensoren 3. Stufe zu konstruieren, die nur auf Detektoreffekte sensitiv sind [35]. Durch Verwendung dieser Observablen könnten genauere Untersuchungen von Detektoreinflüssen durchgeführt werden.

Abschließend läßt sich sagen, daß mit dieser Analyse keine Hinweise auf CP-verletzende Kopplungen im Zerfall $Z \to b\bar{b}g$ gefunden wurden und es somit auch nicht möglich war, die Abweichung in R_b, die bei LEP beobachtet wurde, auf die Existenz einer neuen Kopplungen zurückzuführen. Die Untersuchung der CP-Invarianz bietet sich aber als eine konzeptionell einfache Methode für die Suche nach neuer Physik an. Neben weiteren Untersuchungen bei der Z-Resonanz [1] wird es die Möglichkeit geben, bei LEP 200 ähnliche Analysen am W^+W^--Vertex durchzuführen [38]. Schließlich besteht die Aussicht, bei LHC in Zerfällen mit top-Quarks nach CP-verletzenden Kopplungen zu suchen [39].

Literaturverzeichnis

[1] W. Bernreuther, U. Löw, J. P. Ma, O. Nachtmann, Z. Phys. **C43** (1989) 117 - 132

[2] W. Bernreuther, D. Bruß, P. Haberl und O. Nachtmann, Z. Phys. **C68** (1995) 73 f

[3] S. Bar-Shalom et al., SLAC-PUB-95-6765
A. Bartl et al., HEPHY-PUB 624/95
J. P. Ma und B. H. J. McKellar, HEP-PH/9407301
C.-P. Yuan, MSUHEP-41009

[4] E. Noether, Kgl. Ges. d. Wiss. Nachrichten, Math.-phys. Klasse, Göttingen, 235 (1918)

[5] T. D. Lee und C. N. Yang, Phys. Rev. **104** (1956) 254 f

[6] C. S. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes und R. Hudson, Phys. Rev. **105** (1957) 1413 f

[7] R. L. Garwin, L. M. Lederman und M. Weinrich, Phys. Rev. **105** (1956) 1415 f

[8] J. H. Christensen, J. W. Cronin, V. L. Fitch und R. Turlay Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 138 f

[9] J. L. Rosner, HEP-PH/9506364 (1995)

[10] C. Jarlskog, aus 'CP Violation', C. Jarlskog (Herausgeberin) Advanced Series on Directions in High Energy Physics Vol. 3, World Scientific

[11] LEP Elektroweak Working Group, P. Antilogus et al. LEPEWWG/95-02 (1995)

[12] R. Akers et al. OPAL Collaboration Z. Phys. **C66** (1995) 31-41

[13] D.Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B297** (1992) 459-468

[14] D.Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B346** (1995) 371-378

[15] T. Fischer, Diplomarbeit, Institut für Hochenergiephysik, HD-IHEP 92-03, Heidelberg 1992

[16] J. Sommer, Diplomarbeit, Institut für Hochenergiephysik, HD-IHEP 93-01, Heidelberg 1993

[17] J. Bernabéu und M. B. Gavela, aus 'CP Violation', C. Jarlskog (Herausgeberin) Advanced Series on Directions in High Energy Physics Vol. 3, World Scientific

[18] D. Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B313** (1995) 535 f

[19] D. Brown, M. Frank, interne ALEPH-Note 92-135

[20] Proceedings of the XV Brazilian National Meeting on Particles and Field , Angra dos Reis, Brazil, Oktober 1994

[21] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31 f

[22] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39**, (1986) 347 f
T. Sjöstrand et al., Comp. Phys. Comm. **43**, (1987) 367 f

[23] J. E. Campagne et al., Z. Phys. **C43**, (1989) 469 f

[24] F. Ranjard, interne ALEPH-Note 119, (1988)

[25] GEANT, CERN Program Library W5013, (1993)

[26] G. Altarelli et al. (Herausgeber), CERN 89-08 Vol. 3 (1989)

[27] D.Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Z. Phys. **C55** (1992) 209-234

[28] ALEPH Handbook 1995 Vol. 1, C. Bowdery (Herausgeber)

[29] D.Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Nucl. Inst. and Meth. **A360** (1995) 481-506

[30] D.Buskulic et al. ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B335** (1994) 99 ff

[31] D. Schlatter et al., interne ALEPH-Note 93-58

[32] G. Batignani et al., 1991 IEEE Nuclear Science Symposium, Santa Fe, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-39(4/5) (1992) Vol. 1, 438 ff

[33] A. Stacey, interne ALEPH-Note 95-43

[34] P. Haberl, private Mitteilung

[35] O. Nachtmann, private Mitteilung

[36] R. Jones, Proc. 27th Int. Conf. HEP, Glasgow, UK, Jul. 20-27 (1994) 403 ff

[37] A. A. Akhundov, D. Yu. Bardin, T. Riemann, Nucl. Phys. **B276** (1986) 1 ff
W. Beenakker, W. Hollik, Z. Phys. **C40** (1988) 141 ff
J. Bernabéu, A. Pich, A. Santamaria, Phys. Lett **B200** (1988) 569 ff
J. Fleischer, O. V. Tarasov, F. Jegerlehner, Phys. Lett. **B319** (1993) 249 ff

[38] J. P. Ma and B. H. J. McKellar, UM-P-94/50 (1994)

[39] W. Bernreuther et al., PITHA 95/26 (1995)

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Durchführung dieser Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. Dr. K. Tittel danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen und am ALEPH-Experiment teilzunehmen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. O. Nachtmann und Herrn Dr. P. Haberl für die hilfreichen Diskussionen und Vorschläge, für die Unterstützung bei den theoretischen Aspekten der Analyse und das stete Interesse am Fortgang der Arbeit. Herrn Prof. Dr. W. Bernreuther möchte ich dafür danken, daß er mir das Programm CP3JET zur Verfügung gestellt hat, das für die Durchführung dieser Arbeit unerläßlich war.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Martin Wunsch für die intensive und freundliche Betreuung während der gesamten Arbeitszeit bedanken.

Und bedanken möchte bei:
Dr. Stefan Werner, der mich überhaupt erst dazu motiviert hat, am Institut für Hochenergiephysik (der Sonnenseite der Physik!) eine Diplomarbeit zu beginnen ...
Gerret Hansper für die Geduld, die er bei der Beantwortung all der Fragen zu Anfang, im Mittelteil und am Ende meiner Arbeit aufbrachte, ganz zu schweigen von der Arbeit des Korrekturlesens, mit der ich ihm zum Schluß überhäufte ...
Gerrit Gräfe für all die Antworten auf die wirren Fragen zur ALEPH-Software ...
Ursula Becker unter vielem anderem für ein Fahrrad, daß mir in der Schlußphase viel Zeit gespart hat ...
Dr. Hasko Stenzel für seine Ratschläge im Dschungel der QCD, Jets und anomalen Kopplungen ...
Markus Schmidt für die aufschlußreichen Diskussionen über Grenzen, Schaubilder, das Leben im allgemeinen, die Leute im besonderen und die Physik im speziellen ...
Christoph Brune für seine Unterstützung im Kampf gegen PAW ...
Stefan Tapprogge für die Hilfe bei dem aussichtslosen Kampf gegen UNIX ...
Joachim Sommer für seine moralische Unterstützung bei der Suche nach etwas, was nicht zu sehen war ...
Oliver Buchmüller für die wilden Diskussionen über Physik und die entspannenden Gespräche über alle möglichen anderen Dinge, nicht nur bei der Diplomarbeit sondern während der gesamten Studienzeit ...
Dan Stevens für die Hilfe bei der Danksagung ...
allen MitarbeiterInnen am Institut für Hochenergiephysik für die Hilfe, freundliche Atmosphäre und nicht zuletzt für einen Basketballkorb.

Doch vor allem meinen Eltern, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....

(Unterschrift)