FACHBEREICH PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

Messung der Vorwärts-Rückwärts-Ladungsasymmetrie von b-Quarks bei Energien nahe der Z^0-Resonanz

Untersuchung von Ereignissen mit initialem b-Quark unter Verwendung der Jetladungstechnik mit dem DELPHI Detektor

Britta Schwering

WUB-DIS 99-6
Juni 1999

Abstract

The $\mathrm{b\bar{b}}$ forward-backward asymmetry has been determined from the average charge flow measured in a sample of 3,500,000 hadronic Z decays collected with the DELPHI detector in 1992 - 1995. The measurement is performed in an enriched $\mathrm{b\bar{b}}$ sample selected using an impact parameter tag and results in the following values for the $\mathrm{b\bar{b}}$ forward-backward asymmetry:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (89.55\ \mathrm{GeV}) &= 0.068\ \ \pm 0.018\ \ (\mathrm{stat.}) \pm 0.0013(\mathrm{syst.}) \\ A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (91.26\ \mathrm{GeV}) &= 0.0982 \pm 0.0047(\mathrm{stat.}) \pm 0.0016(\mathrm{syst.}) \\ A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (92.94\ \mathrm{GeV}) &= 0.123\ \ \pm 0.016\ \ (\mathrm{stat.}) \pm 0.0027(\mathrm{syst.}) \end{aligned}$$

The $\mathrm{b\bar{b}}$ charge separation required for this analysis is directly measured in the b tagged sample, while the other charge separations are obtained from a fragmentation model precisely calibrated to data. The effective weak mixing angle is deduced from the measurement to be:

$$\sin^2\theta^{\mathrm{l}}_{\mathrm{eff}} = 0.23186 \pm 0.00083$$

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Das europäische Forschungszentrum CERN[1] wurde in den fünfziger Jahren gegründet mit dem Ziel, Beschleuniger-Anlagen zur Untersuchung von Fragestellungen der Hochenergie- oder Elementarteilchen-Physik zu bauen, die ein einzelnes Land nicht verwirklichen könnte. Es wurde beschlossen das Forschungsgelände an die schweiz-französische-Grenze, nahe Genf, zu legen. Im Laufe der Zeit, mit Fortschritten sowohl in der Theorie als auch in der Praxis, wurden immer größere Beschleuniger mit immer höheren Energien gebaut, um die Materie und deren Zusammenhalt tiefer zu erforschen und nach immer schwereren Teilchen zu suchen.

Im Zuge dessen wurde im Jahr 1989 ein großer e^+e^--Speicherring ($\Rightarrow$ LEP[2]) fertig gestellt und in Betrieb genommen. Vier Vielzweck-Detektoren (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL) vermessen die Teilchen, die durch e^+e^--Annihilation entstehen. In der ersten Ausbaustufe von LEP konnten Schwerpunktsenergien bis annähernd 100 GeV erreicht werden. In der zweiten Ausbaustufe, die Ende 1995 begann, wurde die Energie stufenweise erhöht. Noch in diesem Jahr soll die Grenze von 200 GeV erreicht werden. Die von LEP im Laufe der Zeit erzielten Resultate bestätigen im Rahmen ihrer Präzision die STANDARD-MODELL-Vorhersagen in allen Bereichen. Allein das Higgs-Boson konnte bislang nicht direkt experimentell nachgewiesen werden.

In der LEP-I Phase, bei Energien um die 91 GeV, wird das neutrale Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, das Z^0-Boson, produziert, und der totale Wirkungsquerschnitt steigt extrem an. Die vorliegende Arbeit bezieht sich auf die hadronischen Daten, die von 1992 bis 1995 mit dem DELPHI[3] Detektor nahe der Z^0-Resonanz aufgezeichnet wurden. Eine Gruppe der BUGH-Wuppertal ist am Bau und nachfolgendem Betrieb dieses Detektors beteiligt. Von den ca. 3.5 Millionen hadronischen Z^0-Zerfällen werden etwa 2.5 Millionen zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks selektiert.

Nach einer kurzen theoretischen Einführung werden der DELPHI Detektor und die Datenselektion beschrieben. Im Weiteren wird auf die Anreicherung von b-Quarks und die Methode der Jetladung zur Asymmetriebestimmung eingegangen. Als Ergebnis wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks nahe der Z^0-Resonanz gemessen. Das Resultat wird zur präzisen Bestimmung des schwachen Mischungswinkels und weiterer elektroschwachen Observablen verwendet. Ein Vergleich mit verschiedenen Ergebnissen anderer Experimente findet statt. Unter Verwendung aller zur Verfügung stehenden Meßdaten, wobei gerade von der Genauigkeit der $\sin^2\theta^{l}_{\text{eff}}$ -Bestimmung profitiert wird, kann innerhalb des STANDARD-MODELLS abschließend der Massenbereich des Higgs-Bosons eingeschränkt werden.

Durch eine genauere Festlegung der freien Parameter des STANDARD-MODELLS, zum Beispiel des schwachen Mischungswinkels, ist es möglich, die von dieser Theorie gemachten Vorhersagen stärker einzugrenzen und somit eventuelle Abweichungen von ihnen zu entdecken. Die Suche nach dem Higgs ist und bleibt ein zentraler Punkt von zukünftigen Experimenten.

---

[1] **C**onseil **E**uropeén pour la **R**echerche **N**ucleaire

[2] **L**arge **E**lectron **P**ositron collider

[3] **DE**tektor mit **L**epton, **P**hoton und **H**adron **I**dentifikation

2. Das Standard-Modell

Nach unserem heutigen Physikweltbild können alle bekannten Wechselwirkungen zwischen Teilchen in vier Klassen unterteilt werden.

1. Starke Kraft:
   Sie sorgt für den Zusammenhalt von Protonen und Neutronen in Atomkernen.

2. Elektromagnetische Kraft:
   Sie erklärt die Elektrizität und den Magnetismus, dabei gibt sie unter anderem Aufschluß über den Aufbau von Atomen.

3. Schwache Kraft:
   Sie ist unter anderem für den Zerfall von Neutronen verantwortlich.

4. Gravitation:
   Sie sorgt dafür, daß sich massive Teilchen anziehen, und ist die schwächste Kraft, die wir derzeit kennen.

Ziel der Bestrebungen in der Physik ist es nun, die einzelnen Wechselwirkungen in einer einheitlichen Theorie zu beschreiben. Was Maxwell mit der Elektrizität und dem Magnetismus gelang [1], wird nun mit den ersten drei der oben erwähnten Kräfte weitergeführt. Die Theorie, die alle Wechselwirkungen, außer der Gravitation, beschreibt, heißt STANDARD-MODELL [2, 3, 4] und wurde in mehreren Schritten entwickelt.

Nach dem heutigen Verständnis lassen sich die physikalischen Phänomene am besten mit Hilfe von Quantenfeldtheorien erklären, wobei die Wechselwirkungen durch Austausch von sogenannten Eichbosonen vermittelt werden [5]. Diese besitzen ihrerseits ganzzahligen Spin. Mit solchen Eichtheorien sind immer Eichtransformationen und Eichinvarianzen verbunden. Die Erzeugenden einer solchen Theorie sind die sogenannten Eichgruppen. Das STANDARD-MODELL wird von zwei nicht abelschen ($\Rightarrow SU(3), SU(2)$) und einer abelschen Gruppe ($\Rightarrow U(1)$) aufgebaut :

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1)\,.$$

Eine konsistente Beschreibung der Gravitation im Rahmen einer Quantenfeldtheorie konnte bislang noch nicht realisiert werden. Es gibt allerdings zahlreiche Ansätze, alle bekannten Kräfte in einer vereinheitlichten Theorie (⇒ *grand unified theory*) zu beschreiben, die auf einer einzigen Eichgruppe beruht.

Die Materieteilchen sind im Gegensatz zu den Austauschteilchen Fermionen, also Spin 1/2-Teilchen. Sie lassen sich in Leptonen oder Quarks einsortieren, je nachdem an welchen Wechselwirkungen sie teilnehmen. Sowohl Leptonen wie auch Quarks werden jeweils zu zweit in drei Familien gegliedert (siehe Tab.1). Die verschiedenen Quarkzustände werden auch *flavour* genannt.

Das STANDARD-MODELL wurde durch viele Experimente getestet und stimmt mit den Beobachtungen hervorragend überein. Unter anderem konnte die Masse des top-Quarks durch die LEP-Ergebnisse recht genau vorhergesagt werden: $m_\mathrm{t} = 160^{+13}_{-9}\,\mathrm{GeV/c^2}$ [6]. Die tatsächliche Endeckung am TEVATRON mit $m_\mathrm{t} = 173.8 \pm 5\,\mathrm{GeV/c^2}$ [6] demonstriert in überzeugender Weise die Leistungsfähigkeit des STANDARD-MODELLS.

Die Masse aller Teilchen wird innerhalb des STANDARD-MODELLS durch das sogenannte Higgs-Boson generiert. Allerdings fehlt bislang jeder direkte Nachweis. Durch die Messungen am LEP konnte jedoch der erlaubte Massenbereich schon deutlich eingeschränkt werden. Die Kombination aller Ergebnisse führt zu einer oberen Massengrenze von $M_{\mathrm{H}} < 262\ \mathrm{GeV/c^2}$ bei 95 % Sicherheitswahrscheinlichkeit innerhalb einer STANDARD-MODELL-Interpretation [6].

2.1 Die starke Kraft

Die starke Wechselwirkung wird durch die QCD[1], der die Eichgruppe $SU(3)$ zugrunde liegt, beschrieben. Zu den schon bekannten Quantenzahlen wird jedem Quark noch eine weitere, die sogenannte „Farbe“ , zugewiesen, die drei Zustände hat und mehrfach experimentell nachgewiesen werde konnte. Insgesamt gibt es acht verschiedene Austauschteilchen, die Gluonen genannt werden, und die an die Farbladung koppeln. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist α_s. Aus der Theorie folgt, daß ihr Wert von dem Impulsübertrag (q^2) des jeweiligen Prozesses abhängt. In erster Ordnung Störungsrechnung und bei genügend großem q^2 gilt [7]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_{\mathrm{f}}) \ln(q^2/\Lambda^2_{QCD})}\,, \tag{1}$$

wobei n_{f} die Anzahl der beteiligten Quarkflavour angibt. Λ_{QCD} ist der Skalenparameter der QCD und hängt vom gewählten Renormierungschema ab. Bei Energien im Bereich der Z^0-Resonanz ist $\alpha_s(M_{\mathrm{Z}}^2) = 0.119 \pm 0.002$ [8] .

Die Energieabhängigkeit von α_s, das sogenannte *running*, führt bei kleinen Abständen ($\Rightarrow$ großen Impulsüberträgen) zur *asymptotischen Freiheit* von Quarks. Bei großen Abständen ($\sim 10^{-15}$ m) und damit divergierendem α_s reicht die Energie, die zur Trennung zweier Quarks benötigt wird, aus, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen.

Quarks wurden einzeln noch nie nachgewiesen, sondern sind immer in farbneutrale Hadronen gebunden. Diese werden in Mesonen ($|\mathrm{q\bar{q}}\rangle$) oder Baryonen ($|\mathrm{qqq}\rangle$, $|\mathrm{\bar{q}\bar{q}\bar{q}}\rangle$) unterteilt. Im Bild der QCD heißt dieses Phänomen auch *confinement*. Da Gluonen selber Farbladung tragen, sind sie wie Quarks nicht frei beobachtbar. Als Folge der nicht abelschen Theorie kommt es sowohl zu Quark-Gluon-Kopplungen als auch zu Gluon-Gluon-Kopplungen.

2.2 Die elektroschwache Kraft

Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch eine Eichtheorie, der die Gruppe $SU(2) \times U(1)$ unterliegt, beschrieben. Sie besitzt vier Wechselwirkungsteilchen, wobei drei aus der $SU(2)$ Gruppe kommen. Diese werden W^i ($i = 1, 2, 3$) genannt. Die für die $SU(2)$ Gruppe charakteristische Quantenzahl heißt schwacher Isospin ($\Rightarrow I$), und die Kopplungskonstante wird mit g bezeichnet. Bezüglich der $SU(2)$ Gruppe gibt es für die rechtshändigen Fermionen ein Isospin-Singulett ($I = 0$) und für die linkshändigen ein Dublett ($I = \frac{1}{2}$). Der Gruppe $U(1)$ wird wegen ihres Rangs nur ein Eichboson B zugeordnet. Die zugehörige Quantenzahl ist die sogenannte Hyperladung ($\Rightarrow Y$) und ihre Kopplungskonstante wird

---

[1] **Q**uanten **C**hromo **D**ynamik

g' genannt. Aus den beiden Quantenzahlen der Gruppen läßt sich die Ladung ($\Rightarrow Q$) bezüglich der elektromagnetischen Kraft nach der Gell-Mann-Nishijima Formel berechnen:

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3,$$

wobei I_3 die z-Komponente des schwachen Isospins ist.

Nach heutigen Erkenntnissen gibt es drei Familien, wobei die einzelnen Teilchen und ihre Quantenzahlen bezüglich der elektroschwachen Kraft in Tab.1 aufgelistet sind.

1. Generation	2. Generation	3. Generation	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	$1/2$	$1/2$ $-1/2$	-1	0 -1
$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	$1/2$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$	$2/3$ $-1/3$
$(e)_R$	$(\mu)_R$	$(\tau)_R$	0	0	-2	-1
$(u)_R$	$(c)_R$	$(t)_R$	0	0	$4/3$	$2/3$
$(d)_R$	$(s)_R$	$(b)_R$	0	0	$-2/3$	$-1/3$

Tabelle 1: Die Teilchengenerationen und ihre Quantenzahlen.

Neueste Messungen im Bereich der Neutrino-Oszillation sprechen dafür, daß Neutrinos eine Masse besitzen und mischen können [9]. Die Massen werden jedoch als sehr klein angegeben, so daß sie an dieser Stelle vernachlässigt, und im Weiteren nur linkshändige Neutrinos betrachtet werden. Im Standard-Modell stellt das Einführen von Neutrino-Massen und einer Mischungsmatrix jedoch kein prinzipielles Problem dar.

Nach der Theorie sind die Eichbosonen alle masselos, was jedoch nicht mit der Beobachtung übereinstimmt. Mit dem Higgs-Mechanismus [10] und der damit verbundenen spontanen Symmetriebrechung ist es möglich, den Wechselwirkungsteilchen Masse zu geben. Im einfachsten Szenario ist das Higgs-Feld ein skalares, komplexes Isospin-Dublett mit anfänglich vier freien Parametern

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix}.$$

Der Vakuumerwartungswert für dieses Feld ist bei entsprechender Darstellung gegeben durch:

$$\Phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}.$$

Als einziger freier Parameter bleibt lediglich die Masse des neutralen Higgs-Teilchens übrig, denn die anderen drei Freiheitsgrade werden auf die nun massebehafteten Bosonen $\mathrm{W}^{\pm}$ und Z^0 übertragen. Das Photon (A) jedoch bleibt masselos.

$$\begin{aligned} \mathrm{W}^{\pm} &= (\mathrm{W}^1 \mp i\mathrm{W}^2)/\sqrt{2} \\ \mathrm{Z}^0 &= \cos\theta_W \mathrm{W}^3 - \sin\theta_W \mathrm{B} \\ \mathrm{A} &= \sin\theta_W \mathrm{W}^3 + \cos\theta_W \mathrm{B} \end{aligned} \tag{2}$$

wobei θ_W der Mischungs- oder Weinbergwinkel ist.

Die Massen der Eichbosonen werden durch folgende Formeln angegeben:

$$\mathrm{M}_{\mathrm{Z}}^2 = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} = \frac{e^2\, v^2}{4\, \sin^2\theta_W \cos^2\theta_W} \tag{3}$$

$$\mathrm{M}_{\mathrm{W}}^2 = \frac{g^2\, v^2}{4} = \frac{e^2\, v^2}{4\, \sin^2\theta_W}\,. \tag{4}$$

Über den Mischungswinkel sind die Kopplungskonstanten mit der Elementarladung ($\Rightarrow e$) verknüpft, die die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Kraft ist:

$$e = g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W\,. \tag{5}$$

Häufig wird als Kopplungskonstante der elektromagnetischen Kraft auch α, die sogenannte Feinstrukturkonstante, verwendet:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi}\,. \tag{6}$$

Ebenso gibt es eine Beziehung zwischen den Massen der Vektorbosonen und dem Weinbergwinkel, die sogenannte Sirlin-Formel [11], die eine andere Definition für $\sin^2\theta_W$ ist und aus Gl.3 und Gl.4 hergeleitet werden kann:

$$\sin^2\theta_W = 1 - M_{\mathrm{W}}^2/M_{\mathrm{Z}}^2\,. \tag{7}$$

Mit der Bestimmung von $\sin^2\theta_W$ befaßt sich unter anderem diese Arbeit.

Im Gegensatz zu den Leptonen sind die Masseneigenzustände der Quarks nicht die schwachen Isospin-Eigenzustände. Im down-artigen Sektor gehen die Isospin-Eigenzustände (d′, s′, b′) durch Transformation aus den Massen-Eigenzuständen (d,s,b) hervor[2].

$$\begin{pmatrix} \mathrm{d}' \\ \mathrm{s}' \\ \mathrm{b}' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} \mathrm{d} \\ \mathrm{s} \\ \mathrm{b} \end{pmatrix} \tag{8}$$

---

[2] Ohne Beschränkung der allgemeinen Gültigkeit, hätte die Mischung auch im up-artigen Sektor vorgenommen werden können.

Die Matrix V_{CKM} [12] wurde von Cabbibo, Kobayashi und Maskawa eingeführt. Die damit verbundene Mischung stellt eine Erweiterung des GIM-Mechanismus [13] von zwei nach drei Quarkfamilien dar. Häufig verwendet wird die Wolfenstein-Parametrisierung [14]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{\mathrm{ud}} & V_{\mathrm{us}} & V_{\mathrm{ub}} \\ V_{\mathrm{cd}} & V_{\mathrm{cs}} & V_{\mathrm{cb}} \\ V_{\mathrm{td}} & V_{\mathrm{ts}} & V_{\mathrm{tb}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1-\frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1-\rho-i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{9}$$

Wobei $\lambda = 0.2196 \pm 0.0023$, $A = 0.819 \pm 0.035$ und $\sqrt{\rho^2+\eta^2} = 0.423 \pm 0.064$ gemessen wurden [15]. Man erkennt, daß Übergänge innerhalb einer Familie bevorzugt werden, während diejenigen zur übernächsten Generation sehr stark unterdrückt sind.

2.3 Die freien Parameter des Standard Modells

Wie viele Theorien enthält auch das STANDARD-MODELL eine Reihe von freien Parametern, die innerhalb der Modellannahmen nicht vorhergesagt werden können, sondern experimentell gemessen werden müssen. Die Aussagekraft der Theorie wird um so größer, je weniger freie Parameter das Modell besitzt und je präziser diese bestimmt werden können. Sind die Vorhersagen in dieser Weise festgelegt, läßt sich die Konsistenz der Theorie mithilfe weiterer Messungen überprüfen. Unter der Annahme, daß Neutrinos masselos sind, besitzt das minimale STANDARD-MODELL mit 3 Familien 18 freie Parameter.

- Die Kopplungskonstanten: α_s, α, $\sin\theta_W$
- Die Massen der Leptonen: m_{e}, m_μ, m_τ
- Die Massen der Quarks: m_{d}, m_{u}, m_{s}, m_{c}, m_{b}, m_{t}
- Die Massen der Bosonen: M_{Z}, M_{H}
- Die Parameter der Matrix V_{CKM} für den Quarksektor: λ, A, ρ, η.

Im Falle massiver Neutrinos erhöht sich die Anzahl der freien Parameter um sieben, einerseits für deren Massen, andererseits für eine Mischungsmatrix im leptonischen Sektor. Weitere freie Parameter können auftauchen, wenn man von dem minimalen Higgs-Sektor zu einem komplizierteren Mechanismus übergeht.

2.4 Der $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$-Annihilationsprozeß

Untersucht man den Annihilationsprozeß $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}$ $(\mathrm{f} \neq \mathrm{e}^-)$, so sind bei Energien im Bereich der Z^0-Resonanz zwei Feynman-Graphen relevant. Sie tragen zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes auf Bornlevel bei und sind in Abb.1 gezeigt.

Die Bhabha-Streuung $(\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-)$ ist ein Sonderfall, da dort noch weitere Feynman-Graphen, der sogenannte t-Kanal, berücksichtigt werden müssen. Bei kleinen Streuwinkeln dient dieser Prozeß zur Messung der Luminosität.

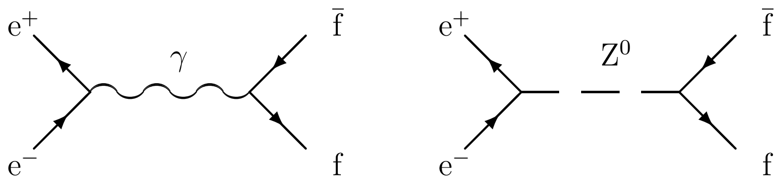


Abbildung 1: Die Feynman-Graphen zum Prozeß $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}(\mathrm{f} \neq \mathrm{e}^-)$.

Der differentielle Wechselwirkung

Summiert man im Endzustand über alle Polarisationszustände und mittelt über alle Anfangszustände, so berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie in niedrigster Ordnung für unpolarisierte Strahlen nach folgender Formel [16]:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} N_C^{\mathrm{f}} \sqrt{1-4\mu_{\mathrm{f}}} \; \times \\ &\quad \left\{ G_1(s)(1+\cos^2\theta) + 4\mu_{\mathrm{f}} G_2(s)\sin^2\theta + \sqrt{1-4\mu_{\mathrm{f}}}\, G_3(s) 2\cos\theta \right\}\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\text{mit:}\quad G_1(s) &= Q_{\mathrm{f}}^2 - 2v_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{f}}Q_{\mathrm{f}}Re\chi_0(s) + (v_{\mathrm{e}}^2 + a_{\mathrm{e}}^2)(v_{\mathrm{f}}^2 + a_{\mathrm{f}}^2 - 4\mu_{\mathrm{f}}a_{\mathrm{f}}^2) \mid \chi_0(s) \mid^2 \\ G_2(s) &= Q_{\mathrm{f}}^2 - 2v_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{f}}Q_{\mathrm{f}}Re\chi_0(s) + (v_{\mathrm{e}}^2 + a_{\mathrm{e}}^2)v_{\mathrm{f}}^2 \mid \chi_0(s) \mid^2 \\ G_3(s) &= -2a_{\mathrm{e}}a_{\mathrm{f}}Q_{\mathrm{f}}Re\chi_0(s) + 4a_{\mathrm{e}}a_{\mathrm{f}}v_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{f}} \mid \chi_0(s) \mid^2\end{aligned}$$

θ	$= \sphericalangle(\mathrm{f}, \mathrm{e}^-)$	Streuwinkel
$\sqrt{s}$	$= 2 \cdot E_{beam}$	Schwerpunktsenergie
N_C^{f}	$= \begin{cases} 1(\text{Lepton}) \\ 3(\text{Quark}) \end{cases}$	Farbfaktor
μ_{f}	$= m_{\mathrm{f}}^2/s$	Fermionmassenfaktor
$\chi_0(s)$	$= s/(s - M_{\mathrm{Z}}^2 + iM_{\mathrm{Z}}\Gamma_{\mathrm{Z}}^0)$	Z^0-Propagator in Breit-Wigner-Näherung
Γ_{Z}^0	$= \sum_{\mathrm{f}} \Gamma_{\mathrm{f}}^0$	totale Breite
Γ_{f}^0	$= N_C^{\mathrm{f}} \frac{\alpha}{3} M_{\mathrm{Z}} \sqrt{1-4\mu_{\mathrm{f}}} \times$ $(v_{\mathrm{f}}^2(1+2\mu_{\mathrm{f}}) + a_{\mathrm{f}}^2(1-4\mu_{\mathrm{f}}))$	Partialbreite

Der Ein-Photon-Austausch liefert die Terme ohne $\chi_0(s)$, die bei $\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$ vernachlässigbar sind. Die Terme, die proportional zu $Re\chi_0(s)$ sind, resultieren aus der Interferenz zwischen dem γ und dem Z^0-Graphen und verschwinden bei einer Energie von $\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$. Daher bleibt als dominanter Anteil der Z^0-Austausch übrig. Dieser geht mit einer Abhängigkeit von $\mid \chi_0(s) \mid^2$ in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein.

Die Funktionen G_1 bis G_3 hängen daher sowohl von der Schwerpunktsenergie, als auch von den Axialvektor- ($\Rightarrow a_{\mathrm{f}}$) und Vektorkopplungen ($\Rightarrow v_{\mathrm{f}}$) der Fermionen an das Austauschboson ab. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$a_{\mathrm{f}} = \frac{I_3^{\mathrm{f}}}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{11}$$

$$v_{\mathrm{f}} = \frac{I_3^{\mathrm{f}} - 2Q_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_W}{2\sin\theta_W\cos\theta_W} \tag{12}$$

Integriert man über den gesamten Raumwinkel und setzt $\mu_{\mathrm{f}} = 0$ voraus, so ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt auf Bornlevel:

$$\sigma(s) = \frac{2}{3}\frac{\alpha^2}{s}N_C^{\mathrm{f}}G_1(s). \tag{13}$$

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Eine andere Schreibweise des differentiellen Wirkungsquerschnittes läßt die Abhängigkeit vom Streuwinkel θ, der in Abb.2 definiert ist, erkennen.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\alpha^2}{4s}N_C^{\mathrm{f}}\sqrt{1-4\mu_{\mathrm{f}}}G_1(s) \times \left(1 + \cos^2\theta + \frac{3}{8}A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}(s)\cos\theta\right) \tag{14}$$

Der letzte Term, proportional zu $\cos\theta$, gibt die Abweichung von der im Streuwinkel symmetrischen $(1+\cos^2\theta)$-Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnittes wieder. Über ihn wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ($A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}$) eingeführt. Der Winkel θ zwischen dem einlaufenden Elektron und auslaufenden Fermion wird im Folgenden auch als Polarwinkel bezeichnet.

Der Term $A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}$ folgt aus der Interferenz von Axialvektor- und Vektorkopplung der Fermionen an die Austauschbosonen. Unterhalb und oberhalb der Z^0-Resonanz kommt der hauptsächliche Beitrag von der γ-Z-Interferenz. Gilt $\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$ ist der γ-Austausch vernachlässigbar und der reine Z^0-Propagator dominiert. Als Folge davon hängt $A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}$ nur noch

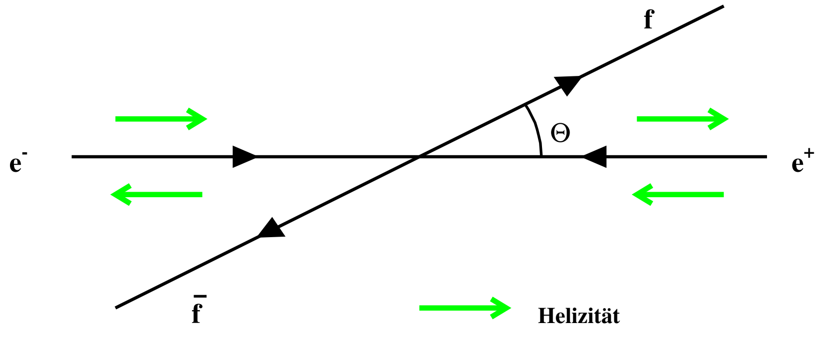


Abbildung 2: Definition des Streuwinkels θ.

von der Interferenz der Axialvektor- und Vektorkopplung an das Z^0 ab. Die Interferenz ihrerseits resultiert aus der paritätsverletzenden Struktur der schwachen Wechselwirkung.

Bezogen auf den Streuwinkel des Fermions kann eine Vorwärts - bzw. Rückwärts-Richtung mit zugehörigen Wirkungsquerschnitten (σ_F, σ_B) definiert werden. Über diese beiden Größen läßt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bestimmen:

$$A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \tag{15}$$

mit :

$$\sigma_F = \int_0^1 d\cos\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \quad ; \quad \sigma_B = \int_{-1}^0 d\cos\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) \tag{16}$$

Bei reinem Z^0-Austausch kann die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in direkten Zusammenhang mit den Kopplungen gebracht werden:

$$A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_{\mathrm{e}}\mathcal{A}_{\mathrm{f}} \qquad \text{mit } \mathcal{A}_{\mathrm{f}} = \frac{2v_{\mathrm{f}}a_{\mathrm{f}}}{v_{\mathrm{f}}^2 + a_{\mathrm{f}}^2} \tag{17}$$

Diese $\mathcal{A}$-Faktoren sind in Bornscher Näherung für up-artige, down-artige Quarks und Leptonen in Abhängigkeit von $\sin\theta_W$ in Abb.3 gezeigt. Im Falle von Leptonen zeigt sich eine deutliche Veränderung mit dem schwachen Mischungswinkel, während für down-artige Quarks die Abhängigkeit, mit einem Wert nahe bei eins, recht gering ist. Mit einer Messung von $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$ ist man demnach sensitiv auf $\mathcal{A}_{\mathrm{e}}$ und bestimmt somit $\sin\theta_W$.

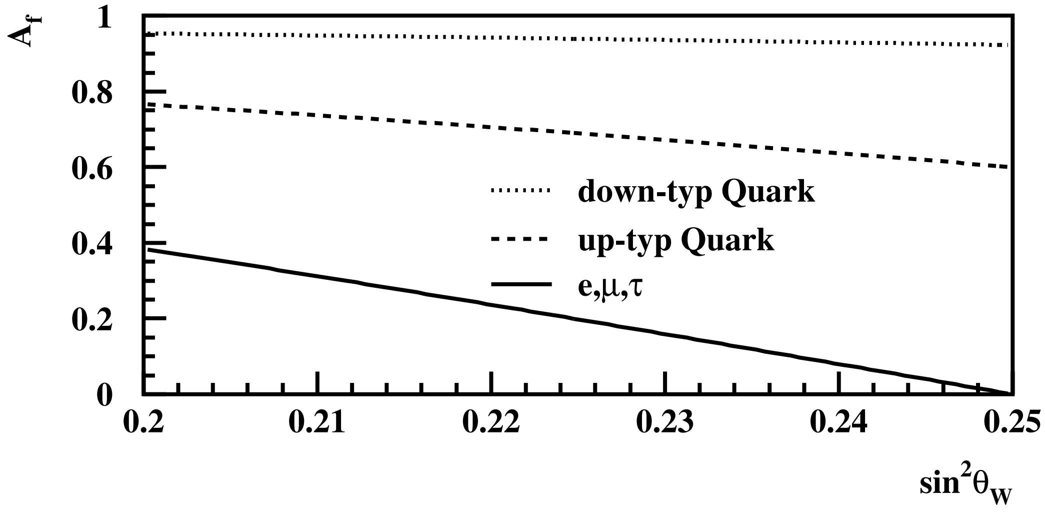


Abbildung 3: Unterschiedliche $\mathcal{A}_{\mathrm{f}}$ Faktoren als Funktion von $\sin^2\theta_W$.

2.5 Die Prozesse der Hadronisierung

Das Z^0 zerfällt zu fast 70% hadronisch, also in ein Quark-Antiquark-Paar. Die übrigen Ereignisse sind leptonischer Natur, wobei das Z^0 - bis auf Masseneffekte - zu gleichen Teilen in die drei möglichen Kanäle (e, μ, τ) übergeht. Wie schon erwähnt, können nur farbneutrale Bindungszustände als freie Teilchen beobachtet werden. Wie nun die bekannten Hadronen in e^+e^--Annihilationen produziert werden, wird in Monte Carlo Programmen modelliert, die unterschiedliche Ansätze zu Grunde legen. Der Prozeß kann in vier Phasen aufgeteilt werden, die in Abb.4 dargestellt sind.

In der **ersten Phase** (`I`) annihiliert ein Elektron mit einem Positron zu einem Z^0 oder virtuellen Photon (γ^*), welches dann das primäre Quark-Antiquark-Paar erzeugt. Dieser Vorgang ist in der elektroschwachen Theorie sehr gut berechenbar, wobei Asymmetrien, Strahlungskorrekturen (siehe Kap.2.6) u.s.w. berücksichtigt werden.

Die **zweite Phase** (`II`) wird durch die pertubative QCD beschrieben. Die Quarks können, analog zur Bremsstrahlung in der QED[3], Gluonen abstrahlen, die ihrerseits wieder in Gluonen oder Quark-Antiquark-Paare zerstrahlen. Für die Berechnung dieses Prozesses existieren zwei Methoden:

1. In der Matrixelement-Methode werden die Prozesse explizit in der pertubativen QCD berechnet, was jedoch zu sehr umfangreichen Rechnungen führt, die bisher nur bis zur zweiten Ordnung in α_s durchgeführt werden konnten. Daher lassen sich mit der Matrixelement-Methode nur bis zu vier Jets beschreiben.

---

[3] **Q**uanten **E**lectro **D**ynamik

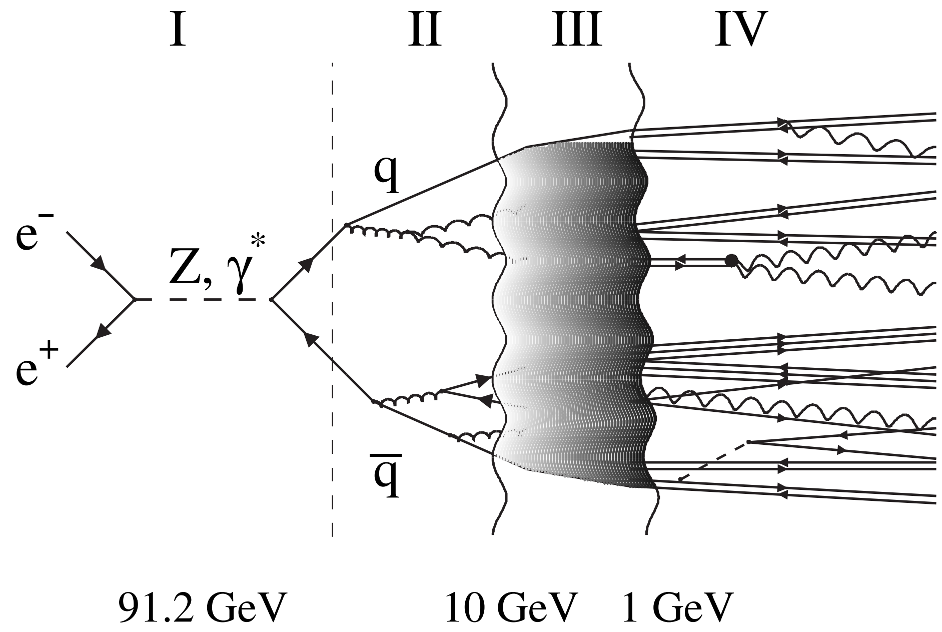


Abbildung 4: Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow$ Hadronen.

2. Beim Prinzip des Partonschauers in der sogenannten *leading log approximation* (LLA) werden in erster Linie nur die führenden Terme der Störungsrechnung mitgenommen und iteriert. Es werden unter Umständen sehr viele Jets erzeugt, allerdings ist die Winkelverteilung weniger gut beschrieben als bei Matrixelement-Modellen.

In der **dritten Phase** (`III`) haben die Partonen eine so kleine Energie erreicht, daß die vorher asymptotisch freien Partonen in farbneutrale Zustände gebunden werden. Zur Beschreibung dieses Hadronisierung oder Fragmentation genannten Prozesses wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt, die in gewisser Weise eine Fortsetzung des Partonschauer Prinzips sind:

1. In der *String-Fragmentation*, die im MC-Generator JETSET [17, 18] ausgeführt wird, bildet sich zwischen den Quarks ein Flußschlauch mit der Energiedichte $\kappa \approx 1\,\mathrm{GeV/fm}$ aus. Der Flußschlauch kann dadurch aufgebrochen werden, daß aus der „Spannungsenergie“ mittels des Tunneleffektes ein neues Quark-Antiquark-Paar erzeugt wird. Baryonen werden durch Di-Quark–Anti-Di-Quark-Paare generiert. Die Wahrscheinlichkeit, ein Quark der Masse m und dem Impuls $p_\perp$ senkrecht zur Stringrichtung zu erzeugen, ist dann proportional zu:

$$e^{-\pi m_\perp^2/\kappa} \qquad , \qquad m_\perp^2 = m^2 + p_\perp^2 \,. \tag{18}$$

   Daraus folgt, daß die Produktion schwerer Quarks stark unterdrückt ist:

$$\mathrm{u : d : s : c} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \,. \tag{19}$$

   Das Energiespektrum der Fragmentationsprodukte wird durch die Lund-Symmetrische Fragmentationsfunktion [19] beschrieben:

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(\frac{-b \cdot m_\perp^2}{z}\right) \qquad \text{mit} \qquad z = \frac{(E+p_\parallel)_{\text{Hadron}}}{(E+p_\parallel)_{\text{Quark}}}. \tag{20}$$

   Hierbei ist E die Energie des jeweiligen Teilchens und $p_\parallel$ dessen Impuls bezüglich der Fragmentationsrichtung. Die Parameter a und b sind durch Vergleich mit den aktuellen Meßdaten anzupassen ($a = 0.409$ und $b = 0.844$ [20]).

   Eine Sonderstellung nehmen die schweren Quarks (c und b) ein. Sie fragmentieren hart, d.h. ein B-Hadron besitzt einen hohen Anteil an der Gesamtenergie. Das Energiespektrum des primären Hadrons wird gut durch die Petersonfunktion beschrieben [21]:

$$f(z) \propto \left[z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_{\mathrm{q}}}{1-z}\right)^2 \right]^{-1} . \tag{21}$$

   Der Parameter ϵ_{q} skaliert in erster Näherung mit der Quarkmasse ($\propto 1/m_{\mathrm{q}}^2$) und ist für b-Quarks (c-Quarks) zu 0.00284 (0.0372) bestimmt worden [20].

2. In der *Cluster-Fragmentation* zerstrahlen alle in Phase `II` generierten Gluonen in ein Quark–Antiquark-Paar oder (mit kleinerer Wahrscheinlichkeit) ein Di-Quark–Anti-Di-Quark-Paar. Diese bilden unter Berücksichtigung der Farbstatistik sog. Cluster,

die im Gegensatz zur String-Fragmenation keine Unterstruktur besitzen. Man kann die Cluster quasi als sehr breite Resonanzen verstehen. Sie zerfallen in einem isotropen Zweikörperzerfall direkt oder über Zwischencluster in die Endprodukte der hadronischen Kaskade. Die Cluster-Fragmentation wird mit dem Herwig-Programm [22, 23] simuliert.

Die Hadronisierung ist abgeschlossen, wenn in allen Flußschläuchen (Clustern) der String (Cluster) - Fragmentation nicht mehr genug Energie zur Erzeugung eines neuen Quark-Antiquark-Paares vorhanden ist.

Bei der hohen Schwerpunktsenergie von Lep sind die Fragmentationsprodukte aus einer Flußröhre (oder einem Cluster) stark in die Richtung des primären Teilchens geboostet, so daß sie gebündelt in sogenannten Jets im Detektor auftreten.

In der **letzten Phase** (`IV`), nach der Hadronisierung, zerfallen die kurzlebigen Teilchen (z. T. erst nach Reaktion mit dem Detektor, wie das Λ oder das K_L^0) stark, elektromagnetisch, oder schwach ($\mathrm{J}/\ \Psi \rightarrow X$,$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, oder $\mathrm{B}^0 \rightarrow \mathrm{D}^+\mu^-\bar{\nu_\mu}$). Diese Vorgänge sind theoretisch nur in Ansätzen behandelbar, jedoch existiert eine Vielzahl von Messungen für inklusive und exklusive Zerfälle mit unterschiedlicher Präzision. Mit diesen Meßdaten werden die oben erwähnten Generatoren ständig aktualisiert.

2.6 Die Strahlungskorrekturen

Die in Kap.2.4 aufgelisteten Ergebnisse und Relationen wurden nur in niedrigster Ordnung Störungstheorie abgeleitet. Die bei Lep erzielte Präzision, auch im Bereich der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie-Messungen, erfordert jedoch die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen [16, 24] . In diesen höheren Ordnungen der Störungstheorie treten Divergenzen auf, und gleichzeitig hängen die Resultate vom Satz der gewählten freien Parameter ab. Dies führt zur Einführung von *renormierten* Parametern. Bevorzugte Renormierungsschemata sind z.B. das *on-shell* [25] oder das *Weinberg-Salam* [26] Schema. Welches gewählt wird, hängt von den jeweiligen physikalischen Prozessen und Observablen ab.

Die Strahlungskorrekturen lassen sich entsprechend der auftretenden Wechselwirkungen in schwache, Qed- und Qcd-Korrekturen einteilen, deren unterschiedliche Charakteristika im Folgenden beschrieben werden.

Schwache Korrekturen

Schwache Korrekturen können in drei Gruppen eingeteilt werden, wobei nur nicht-photonische Graphen betrachtet werden:

- Korrekturen der γ- und Z^0-Propagatoren.
- Vertexkorrekturen ohne die Beiträge durch virtuelle γ's.
- Korrekturen aufgrund von Boxdiagrammen, bei denen zwei schwere Bosonen ausgetauscht werden.

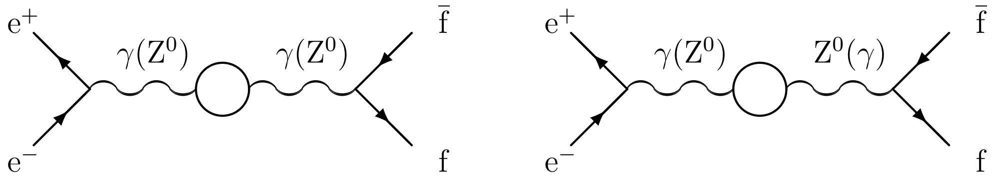


Abbildung 5: Die Feynman-Graphen der Vakuumpolarisation.

Sie sind weder infrarot divergent, noch hängen sie von experimentellen Schnitten ab. Dafür beinhalten sie den nicht trivialen Teil der elektroschwachen Theorie, der über das Bornniveau hinausgeht. Diese Korrekturen hängen von den Massen des top und des Higgs-Teilchens ab und sind besonders sensitive auf sogenannte „neue Physik“ , das heißt auf Abweichungen vom STANDARD-MODELL.

Im allgemeinen Fall ist die in Gl.7 gegebene Beziehung für den schwachen Mischungswinkel nicht mehr gültig, sondern er wird abhängig vom gewählten Renormierungsschema. Das *on-shell* Schema, welches konzeptionell recht einfach ist, bewahrt jedoch die Sirlin-Formel. Allerdings ist M_{W} immer noch wesentlich ungenauer bekannt als M_{Z}, so daß in der Praxis das alternative *Weinberg-Salam* Schema Verwendung findet. Aus der Bornformel:

$$\sin^2\theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 G_\mu} \tag{22}$$

wird die korrigierte Formel

$$\sin^2\theta_W = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 G_\mu}\frac{1}{1-\Delta r} \tag{23}$$

mit :

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + \Delta r_{rest}\,. \tag{24}$$

In Δr sind alle Strahlungskorrekturen, die α, $\alpha(M_{\mathrm{Z}}^2)$, G_μ, M_{W} und M_{Z} miteinander verknüpfen, enthalten. Es zeigt sich, daß der dominate Anteil der Korrekturen durch die Vakuumpolarisation, die in Abb.5 gezeigt ist, erzeugt wird. Alle weiteren Effekte werden durch den Term Δr_{rest} berücksichtigt.

Der Beitrag der Vakuumpolarisation zum Photonpropagator wird durch den Term $\Delta\alpha = 1 - \alpha/\alpha(M_Z^2)$ berücksichtigt. Somit geht das „*running*“ der Feinstrukturkonstante α von einer Skala $q^2 = 0$ nach $q^2 = M_Z^2$ ein. Dabei tragen vorwiegend Teilchen zur Korrektur bei, deren Masse kleiner als $\frac{M_Z^2}{2}$ ist. Der Term läßt sich für geladene Leptonen sogar analytisch berechnen, wohingegen für leichte Quarks nur eine Abschätzung über das optische Theorem[4] möglich ist. Das liegt daran, daß die Quarkmassen, Kopplungen

---

[4] Das optische Theorem setzt den Imaginärteil der Übergangsamplitude mit dem Wirkungsquerschnitt desselben Prozesses in Beziehung.

und Bindungszustände nicht genau bekannt sind, und die starke Wechselwirkung daher Unsicherheiten aufweist.

In $\Delta\rho$ gehen Rechnungen der Vakuumpolarisation von $W^{\pm}$- und Z^0-Propagatoren ein, aber auch γ-Z^0-Mischterme müssen berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu den schweren Fermionen haben die leichten fast keinen Einfluß. Aufgrund der großen Massenaufspaltung zwischen den Isospin-Partnern top und bottom ist der Beitrag

$$\Delta\rho_{\mathrm{t}} = \frac{\sqrt{2}G_\mu}{16\pi^2}\,3m_{\mathrm{t}}^2$$

dominant [16]. Der Einfluß des Higgs-Teilchens ist sehr klein, da die Abhängigkeit logarithmisch $\sim \ln(\frac{M_{\mathrm{H}}^2}{M_{\mathrm{W}}^2})$ eingeht.

Unter Vernachlässigung der kleinen Beiträge durch Boxdiagramme, lassen sich alle übrigen schwachen Korrekturen zur Asymmetrie durch Einführung sogenannter effektiver Kopplungen berücksichtigen:

$$\begin{aligned}\bar{a}_{\mathrm{f}} &= \sqrt{\rho_{\mathrm{f}}}\cdot I_3^{\mathrm{f}} && (25)\\ \bar{v}_{\mathrm{f}} &= \sqrt{\rho_{\mathrm{f}}}\cdot(I_3^{\mathrm{f}} - 2Q_{\mathrm{f}}k_{\mathrm{f}}\sin^2\theta_W)\,. && (26)\end{aligned}$$

Die Polasymmetrie (angezeigt durch den Index 0) ist die Asymmetrie, die sich bei reinem Z^0-Austausch ergibt. Sie wird mithilfe der effektiven Kopplungen analog zur Bornrelation wie folgt definiert:

$$A_{FB}^{0,\mathrm{f\bar{f}}} = \frac{3}{4}\cdot\frac{2\bar{v}_{\mathrm{e}}\bar{a}_{\mathrm{e}}}{\bar{v}_{\mathrm{e}}^2+\bar{a}_{\mathrm{e}}^2}\cdot\frac{2\bar{v}_{\mathrm{f}}\bar{a}_{\mathrm{f}}}{\bar{v}_{\mathrm{f}}^2+\bar{a}_{\mathrm{f}}^2}\,. \qquad (27)$$

Gleichzeitig wird der *effektive Mischungswinkel* eingeführt:

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{f}} = k_{\mathrm{f}}\cdot\sin^2\theta_W\,. \qquad (28)$$

Seine Abhängigkeit von m_{t} ist im Gegensatz zur Sirlin-Definition stark reduziert. Weiterhin können nun die Prozesse unabhängig von ihrem Endzustand in höherer Ordnung betrachtet werden, da alle Korrekturen in den Z^0- bzw. γ-Propagator geschoben wurden. Bei Graphen, wo das auslaufende Fermion ein b-Quark ist, müssen jedoch zusätzliche Vertexkorrekturen berücksichtigt werden (siehe Abb.6).

Allerdings werden die effektiven Kopplungen und der effektive Mischungswinkel nun flavourabhängig. Nimmt man Leptonuniversalität an, lassen sich die effektiven Mischungswinkel der Quarks als leptonischer effektiver Mischungswinkel mit kleiner Korrektur schreiben:

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{f}} = \sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}} + \delta^{\mathrm{f}}\,. \qquad (29)$$

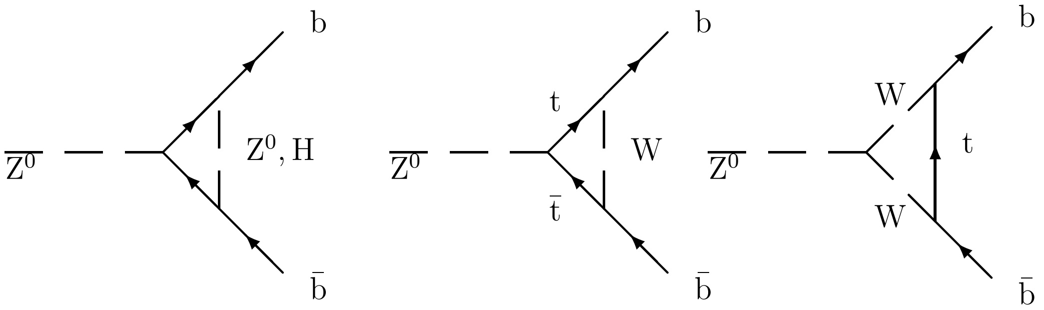


Abbildung 6: Die Feynman-Graphen zur Vertexkorrektur.

Für leichte und c-Quarks ist die Korrektur vernachlässigbar und zeigt kaum Abhängigkeiten der Modellparameter. Für b-Quarks jedoch hängt sie wegen der Vertexkorrekturen von m_t ab, bei $m_\mathrm{t} = 175\,\mathrm{GeV/c^2}$ ergibt sich $\delta^\mathrm{b} = 0.0014$, wobei jedoch die b-Asymmetrie fast keine Variation mit δ^b [27] zeigt.

Untersucht man nun die Sensitivität, also die partielle Ableitung der verschiedenen Asymmetrien nach $\sin^2\theta^\mathrm{l}_\mathrm{eff}$, so ist sie mit 5.6 für b-Quarks am größten, für c-Quarks mit 4.0 kleiner, jedoch im leptonischen Fall mit 1.7 recht gering. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß eine Messung von $A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}}$ hervorragend zur Bestimmung von $\sin^2\theta^\mathrm{l}_\mathrm{eff}$ geeignet ist.

QED Korrekturen

Eine Erweiterungen der Borndiagramme, bei denen reelle Photonen emittiert oder virtuelle Photonen in Schleifen ausgetauscht werden, bilden die Klasse der QED Korrekturen [28]. Sie sind in Abb.7 gezeigt. Die Vakuumpolarisation mit Photonen (siehe Abb.5) wird zu den schwachen Korrekturen gezählt.

Diese zusätzlichen Graphen liefern endliche und eichinvariante Beiträge zu den Observablen. Von der Größenordnung her sind sie zum Teil erheblich und hängen obendrein von den experimentellen Schnitten ab. Theoretisch allerdings sind sie recht gut bekannt, jedoch von geringerem Interesse, da sie unabhängig von der Masse des t-Quarks oder Higgs-Bosons sind.

Betrachtet man alle Beiträge, wie Anfangs- und Endzustandsstrahlung, sowie Beiträge durch Interferenz zwischen Anfangs- und Endzustand, zeigt sich, daß die Korrektur der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von der Schwerpunktsenergie abhängt. Bei $\sqrt{s} = M_\mathrm{Z}$ ergibt sich ein Wert von -0.0041 als Korrektur auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks. Dieser wurde mithilfe des Programms ZFITTER [29] berechnet. Damit zusammenhängend muß also noch eine weitere Korrektur angebracht werden, die die Abweichung der Schwerpunktsenergie von M_Z berücksichtigt.

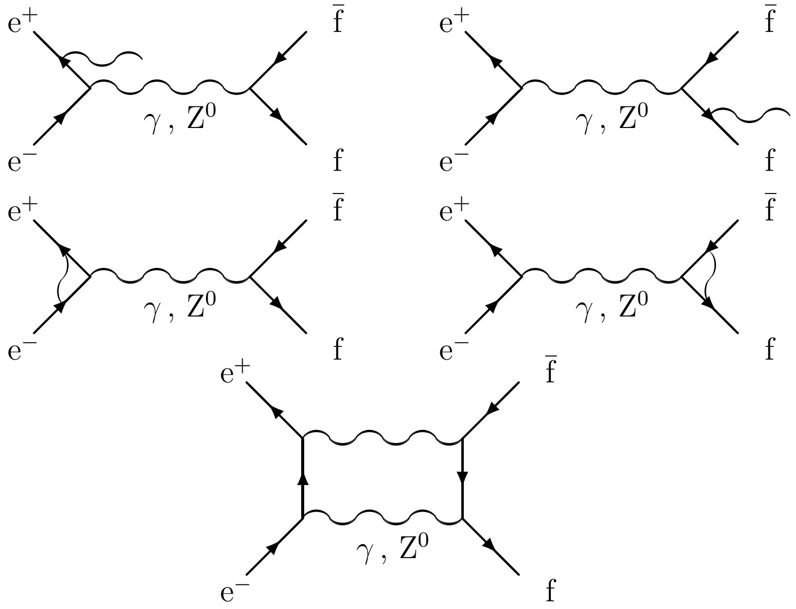


Abbildung 7: Die Feynman-Graphen der photonischen Korrekturen.

Einen Überblick der Korrekturterme liefert Tab.2 . Die einzelnen Beiträge sind in der Form $A_{FB}^{0,\mathrm{b\bar{b}}} = A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}} + \sum \delta A_{FB}^{\mathrm{b}}$ zu verstehen und erlauben es, aus einer gemessenen Asymmetrie ($A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$) die Polasymmetrie (siehe Gl.27) zu berechnen. Die energieabhängige Korrektur ($\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$) berücksichtigt einen Unterschied in der Asymmetrie zwischen Schwerpunktsenergien von 91.26 GeV [5] und M_{Z} .

Quelle	$\delta A_{FB}^{\mathrm{b}}$
$\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$	-0.0013
QED -Korrektur	$+0.0041$
γ,γ-Z^0	-0.0003
total	$+0.0025$

Tabelle 2: Beiträge der Korrekturen zu $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$. Alle Terme sind als $A_{FB}^{0,\mathrm{b\bar{b}}} = A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}} + \sum \delta A_{FB}^{\mathrm{b}}$ zu verstehen. Die Korrektur $\sqrt{s} = M_{\mathrm{Z}}$ entspricht dem Unterschied in der Asymmetrie zwischen Schwerpunktsenergien von 91.26 GeV und M_{Z}.

---

[5] 91.26 GeV ist die mittlere Energie, die LEP in den Jahren 1992-1995 allen vier Experimenten zusammen geliefert hat, und wird von der LEP Heavy Flavour Group empfohlen [6].

QCD Korrekturen

Im Unterschied zu den leptonischen Ereignissen treten bei Quarks im Endzustand sogenannte QCD-Korrekturen auf, die ihre Ursache in Gluonabstrahlung jeglicher Art haben. Bezogen auf die Quarkflugrichtung ($\Rightarrow \theta$) sind sie insgesamt für die Asymmetrie in zweiter Ordnung Störungstheorie berechnet [30]:

$$A_{FB}^{QCD} = A_{FB}^{noQCD} \times \left(1 - c_1 \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} - c_2 \left(\frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} \right)^2 \right) . \tag{30}$$

Es gibt unterschiedliche Rechnungen zur ersten Ordnung, die verschiedene Massen für das b-Quark annehmen. In Rechnungen wo keine Massenkorrektur vorgenommen wird, also wo die b-Quark-Masse zu $0\,\mathrm{GeV/c^2}$ gesetzt wird, ergibt sich für c_1 ein Wert von 1.0. Wird die b-Masse zu $4.5\,\mathrm{GeV/c^2}$ gesetzt, ist c_1 mit 0.8 etwas geringer. Zur zweiten Ordnung Störungstheorie gibt es nur Rechnungen ohne Massenkorrektur. Sie bestimmen c_2 zu 1.9 ± 0.4. Gluonaufspaltung in c- oder b-Quarks wurde bei all diesen Rechnungen nicht berücksichtigt, sondern wird gesondert betrachtet und später diskutiert.

Diese berechneten Korrekturen sind jedoch schwierig anzuwenden, da in Messungen nur die Ereignisachse, nicht jedoch die Quarkachse, zugänglich ist. Es hat sich gezeigt, daß die Thrustachse der ursprünglichen Quarkflugrichtung am nächsten liegt. Um kompatibler mit den Meßergebnissen zu sein, gibt es Berechnungen in erster Ordnung Störungtheorie, die die Thrustachse zu Grunde legen. Für c_1 ergibt sich der Bereich von $0.89 - 0.77$ für b-Massen zwischen 0 und $4.5\,\mathrm{GeV/c^2}$. Jedoch werden hier alle Partonen zur Berechnung der Thrustachse verwendet, während in einer tatsächlichen Messung nur alle stabilen Teilchen zur Verfügung stehen. Um nun diese verbleibenden Unterschiede in der QCD-Korrektur anzugeben, müssen Monte Carlo Studien betrieben werden.

Zusätzlich erschwert wird die Angabe von QCD-Korrekturen durch unterschiedliche Ereignisschnitte, auf die die verschiedenen Analysemethoden unterschiedlich sensitiv reagieren. Die mit Simulationen berechnete Korrektur muß demnach für jede Messung mit einem der Analysemethode eigenen Faktor skaliert werden. Wie sich die QCD-Korrektur bei der hier beschriebenen Analyse darstellt, wird später ausgeführt.

2.7 Vorhersagen für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks

Voraussetzung für Vorhersagen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie innerhalb des STANDARD-MODELLS ist die Festlegung der freien Parameter. Experimentell gut vermessen sind [8]:

$$\begin{aligned} G_\mu &= 1.16639(2) \cdot 10^{-5}\mathrm{GeV}^{-2} && (31) \\ \alpha(0) &= 1/137.0359895(61) && (32) \\ M_Z &= 91.1867(21)\mathrm{GeV/c^2} && (33) \end{aligned}$$

Die Feinstrukturkonstante $\alpha(0)$, die über den Quantenhalleffekt genau vermessen ist, ist - wie erwähnt - eine laufende, das heißt energieabhängige Größe. Die Genauigkeit von

$\alpha(M_Z^2)$ ist durch die Meßfehler bei Energien zwischen 1 und 10 GeV begrenzt. Konservative Abschätzungen resultieren in [31]:

$$\alpha(M_Z^2) \;=\; 1/128.896(90)\,, \tag{34}$$

während neuere Rechnungen einen Wert von $\alpha(M_Z^2) = 1/128.905(36)$ ergeben, der jedoch stärker modellabhängig ist [32]. In aktuellen Ergebnissen wird teilweise $\alpha^{(5)}$ statt α verwendet. Dieser Definition liegt unter anderem eine unterschiedliche Behandlung der top-Quark-Beiträge zu Grunde. Außerdem werden 3-Schleifen-Rechnungen beim leptonischen Anteil mitberücksichtigt [33]. Während sich der Wert von 128.896 auf 128.878 reduziert, ändert sich der Fehler nicht.

Die starke Kopplungkonstante wird durch mehrere Messungen zu

$$\alpha_s(M_Z^2) \;=\; 0.119 \pm 0.003 \tag{35}$$

festgelegt [6]. Nimmt man die Messungen am Tevatron und Lep zusammen, so ergibt sich für die Masse des t-Quarks ein Wert von [6]:

$$m_t \;=\; 171.1 \pm 4.9\,\mathrm{GeV/c^2}\,. \tag{36}$$

Allein die Masse des Higgs-Bosons bleibt ein unbekannter Parameter, weil es experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Die Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist über die Funktionen G_1, G_2 und G_3 von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ abhängig. Für b- und c-Quarks sowie für das Myon ist die Energieabhängigkeit für einen weiten Bereich in Abb.8 gezeigt. Es wurde das Programm Zfitter [29] mit etwa den oben aufgelisteten Eingabewerten und einer Higgs-Masse von 300 GeV/c^2 verwendet. Alle Strahlungskorrekturen sind mitberücksichtigt worden.

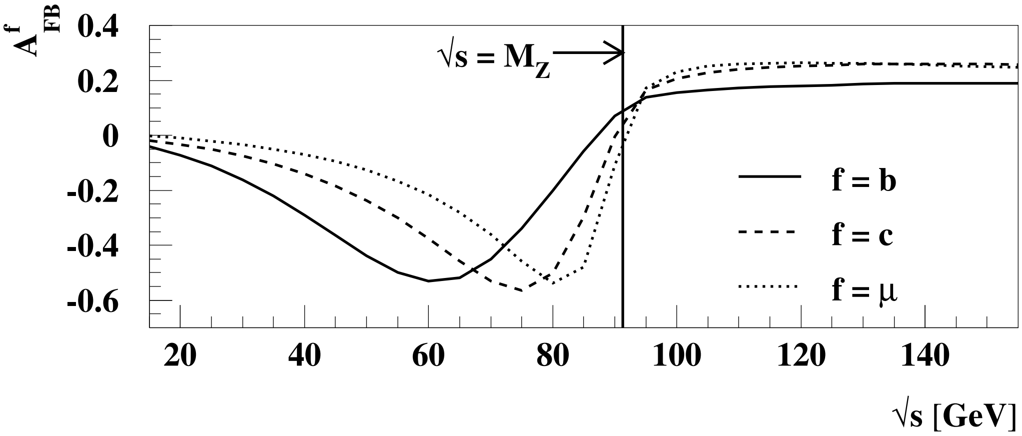


Abbildung 8: Energieabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für verschiedene Fermionen. Alle Strahlungkorrekturen sind berücksichtigt.

Nahe der Z^0-Resonanz zeigen die Asymmetrien in erster Näherung einen linearen Verlauf, der folgendermaßen parametrisiert werden kann [34]:

$$A_{FB}^{0,\mathrm{f\bar{f}}}(\sqrt{s}) - A_{FB}^{0,\mathrm{f\bar{f}}}(M_\mathrm{Z}) \approx 8.6 \cdot \frac{\mid Q_\mathrm{f} \mid}{v_\mathrm{f}^2 + 1} \cdot \frac{\sqrt{s} - M_\mathrm{Z}}{M_\mathrm{Z}} \tag{37}$$

$$\overset{(\mathrm{f}=\mathrm{b})}{\approx} 2.1\% \cdot (\sqrt{s} - M_\mathrm{Z}) \qquad [\sqrt{s}, M_\mathrm{Z} \text{ in GeV}]\ . \tag{38}$$

Der Verlauf der b-Asymmetrie ist vergleichsweise flach. Im Gegensatz zum absoluten Wert der Asymmetrie besitzt die Steigung allerdings keine Sensitivität auf den Mischungswinkel.

In Abb.9 ist die b-Asymmetrie nahe der Z^0-Resonanz wieder als Funktion der Schwerpunktsenergie gezeigt, wobei die Beiträge der unterschiedlichen Strahlungskorrekturen diesmal gesondert aufgeschüsselt sind. Verwendet wurde das Programm ZFITTER [29] mit etwa den oben aufgelisteten Eingabewerten und einer Higgs-Masse von 300 GeV/c^2.

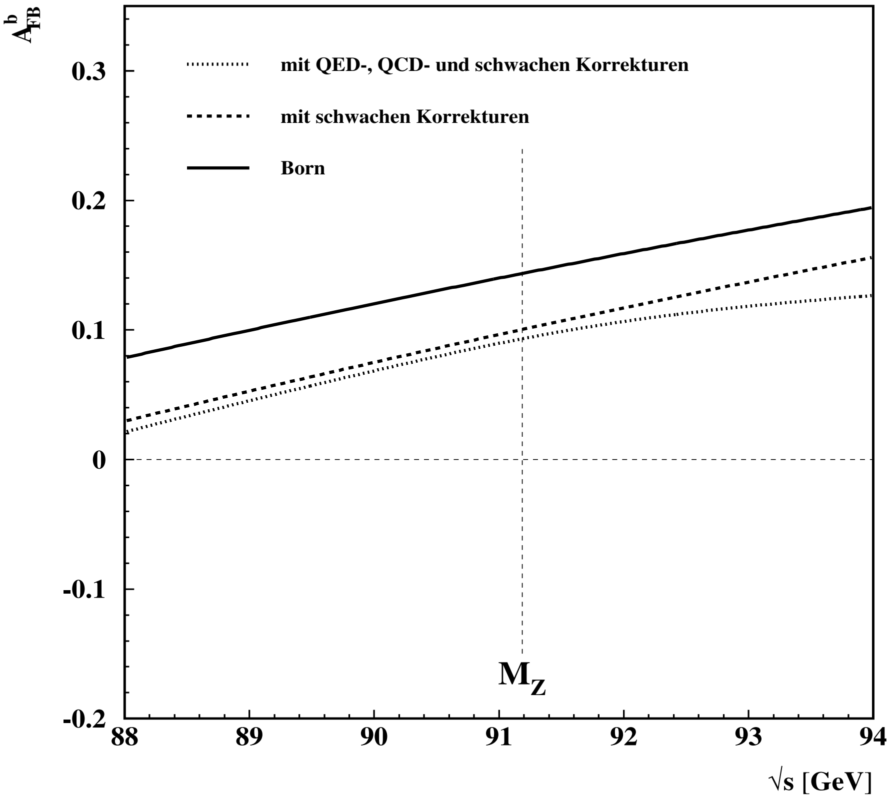


Abbildung 9: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für b-Quarks als Funktion der Schwerpunktsenergie. Die Beiträge der verschiedenen Strahlungskorrekturen sind aufgeschlüsselt gezeigt. Als Parameter des STANDARD-MODELLS wurden folgende Eingabewerte verwendet: $M_\mathrm{Z} = 91.187\,\mathrm{GeV/c^2}$; $m_\mathrm{t} = 175\,\mathrm{GeV/c^2}$; $M_\mathrm{H} = 300\,\mathrm{GeV/c^2}$; $\alpha_s(M_\mathrm{Z}^2) = 0.119$ und $\alpha(M_\mathrm{Z}^2) = 1/128.896$.

3. Das Experiment

3.1 CERN - Das europäische Labor für Hochenergiephysik

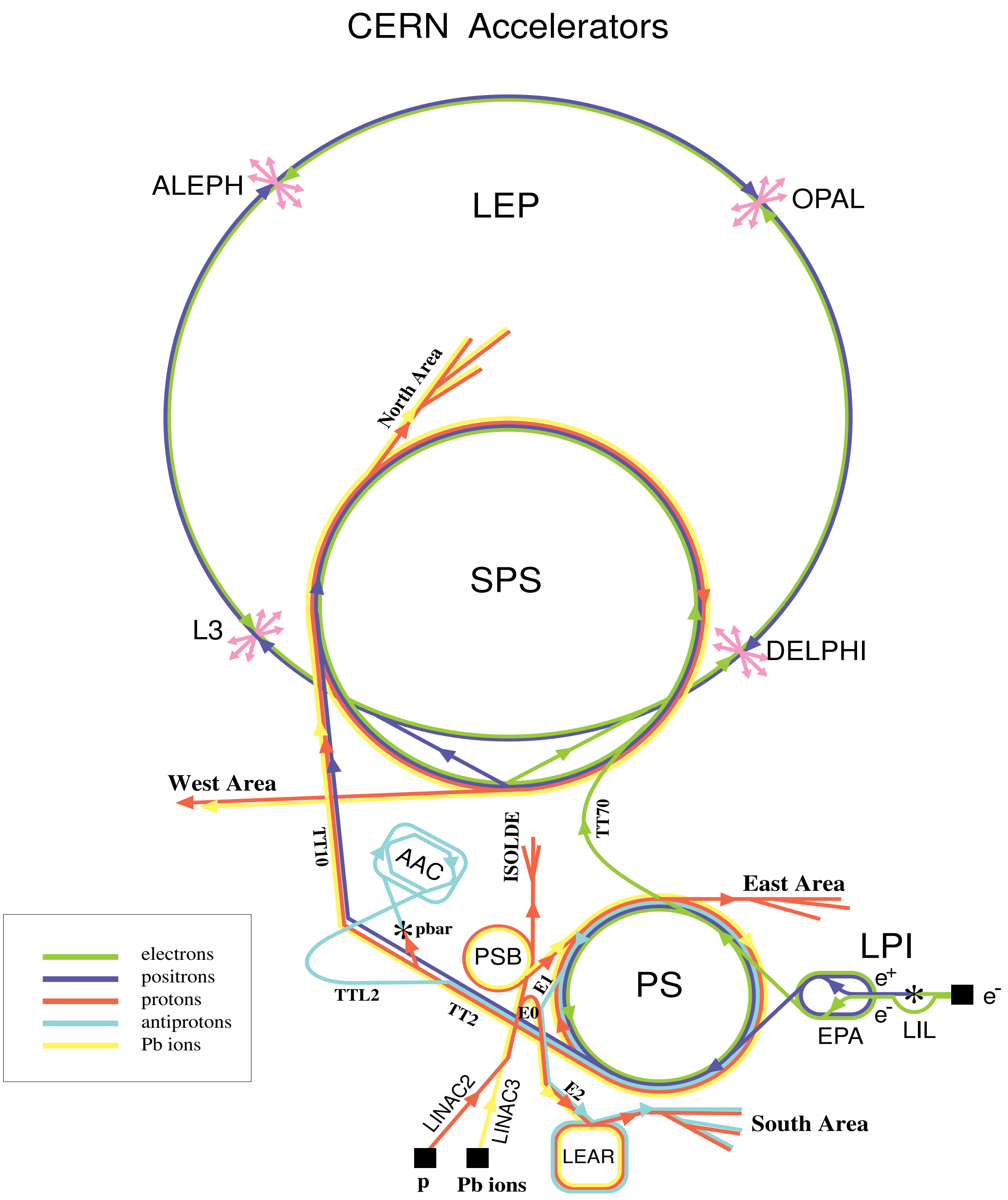
Cern ist ein europäisches Forschungszentrum, welches in den 50er Jahren gegründet wurde und seither eine Plattform für zahlreiche Experimente bietet. Von derzeit 19 Mitgliedstaaten getragen, wurden dort im Laufe seines Bestehens viele Beschleuniger und Speicherringe geplant, gebaut und zum Einsatz gebracht. So konnte ein hoher Beitrag zur Entwicklung von neuen Technologien geleistet werden und eine Vielzahl von neuen Erkenntnissen im Rahmen der Teilchenphysik wurden erlangt. Vielen Kollaborationen wurde die Möglichkeit gegeben, Versuche an einem der Beschleunigeranlagen oder Speicherringe zu installieren und manchmal über Jahre hinweg zu betreiben.

Im Zuge dieser Philosophie wurde im Sommer 1989 der Lep Speicherring (⇒ **L**arge **E**lectron **P**ositron collider) nach siebenjähriger Planung und Vorbereitung in Betrieb genommen. Mit einem Umfang von 26.6 km ist er der weltgrößte e^+e^--Beschleuniger. Die in ihm kreisenden Partikel durchlaufen zur Vorbeschleunigung fast alle anderen Beschleuniger, welche am CERN zur Zeit betrieben werden. Zuletzt passieren sie das Sps (⇒ **S**uper **P**roton **S**ynchroton), wo sie eine Energie von etwa 22 GeV erhalten, bevor sie in den Lep-Ring gelangen. Bei Lep handelt es sich um eine komplexe Maschine, für deren Betrieb viele Physiker und Techniker benötigt werden. Sie bietet 4 Experimenten (Aleph, L3, Opal und Delphi) die Möglichkeit zum Studium der produzierten e^+e^--Kollisionen.

Die Schwerpunktsenergie der erzeugten Ereignisse wurde im Laufe der Zeit je nach physikalischer Zielsetzung und technischer Machbarkeit immer wieder variiert. In der sogenannten Lep-I Phase, die von der ersten Kollision 1989 bis 1995 reichte, wurde die sogenannte Z^0-Physik mit all ihren Facetten erforscht. In den Jahren '90, '92 und '94 wurde die Energie auf das Maximum der Z^0-Resonanzkurve eingestellt, so daß eine möglichst hohe Statistik aufgenommen werden konnte. Im Gegensatz dazu wurde sie in den sogenannten Scan-Jahren '89, '91, '93 und '95 um die Z^0-Masse in 3-7 Schritten bis zu maximal ca. $\pm$ 3 GeV verändert.

Eine Ausnahme bildet das Jahr '95, wo es durch den Einbau von supraleitenden Beschleunigerresonatoren möglich war, die Energie auf 136 GeV zu erhöhen, und wodurch die zweite Ausbaustufe des Lep eingeläutet wurde. Seitdem wurde die Energie in Schritten bishin zu maximal 189 GeV im Jahr '98 erhöht. Bei dieser Energie ist es nun möglich, die geladenen Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, das $W^\pm$, paarweise zu erzeugen und zu vermessen, die Kopplungen der Wechselwirkungsbosonen untereinander zu studieren und nach neuen unbekannten Teilchen zu forschen.

Voraussichtlich wird Lep, mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 200 GeV, inklusive seiner Experimente bis einschließlich zum Jahr 2000 betrieben, bevor er dem zukünftigen Projekt Lhc (⇒ **L**arge **H**adron **C**ollider) mit seinen ebenfalls vier geplanten Experimenten (Atlas,Alice,Cms und Lhc-B) Platz machen muß.



LEP: Large Electron Positron collider
SPS: Super Proton Synchrotron
AAC: Antiproton Accumulator Complex
ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
PSB: Proton Synchrotron Booster
PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector
EPA: Electron Positron Accumulator
LIL: Lep Injector Linac
LINAC: LINear ACcelerator
LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Abbildung 10: Das Beschleunigersystem am CERN.

3.2 Das DELPHI Experiment am LEP

Lep ist ein leistungsstarker Beschleuniger und Speicherring, der im Laufe seines Betriebs immer besser verstanden wurde. Als Erfolge können eine immer größere Luminosität (siehe Abb.11) und eine immer präzisere Energiemessung genannt werden, wovon die Experimente profitieren konnten.

Delphi (⇒ **DE**tektor mit **L**epton, **P**hoton und **H**adron **I**dentifikation) ist einer der vier Lep-Detektoren, die für die Anforderungen der e^+e^-- Physik konzipiert wurden. Er deckt fast den gesamten Raumwinkel ab und verfolgt im Wesentlichen drei Zielsetzungen:

- Messung einer dreidimensionalen Ortsinformation mit hoher Auflösung zur Spurrekonstruktion.
- Identifikation von Teilchen auch in komplexen Ereignissen.
- Präzise Bestimmung des Wechselwirkungspunktes (⇒ Vertex).

Delphi befindet sich in einer Kaverne ca. 100 m unter der Erdoberfläche und ist im geschlossenen Zustand selbstabschirmend. Eine genaue Übersicht der einzelnen Komponenten zeigt Abb.12, auf der man erkennt, daß der Detektor in einen zylindrischen Mittelteil (⇒ Barrel) und zwei abschließende, gleichartig aufgebaute Endkappen unterteilt ist. Die Teile lassen sich getrennt voneinander verschieben, so daß der Zugang zu den einzelnen Komponenten des Detektors gewährleistet ist, und Reparaturen sowie Modifikationen vorgenommen werden können. Aufgrund der Geometrie werden alle Beschreibungen in zylindrischen Koordinaten gegeben (⇒ z, r, ϕ), wobei die positive z-Richtung durch den Elektronen-Strahl vorgegeben ist, und ein polarer Winkel (⇒ θ) zu dieser Achse definiert wird. Vereinzelt werden auch rechtshändige, karthesische Koordinaten (⇒ x, y, z) verwendet, wobei die z-Richtung wiederum durch die einlaufenden Elektronen festgelegt wird und die x-Achse zum Mittelpunkt des Lep-Rings zeigt.

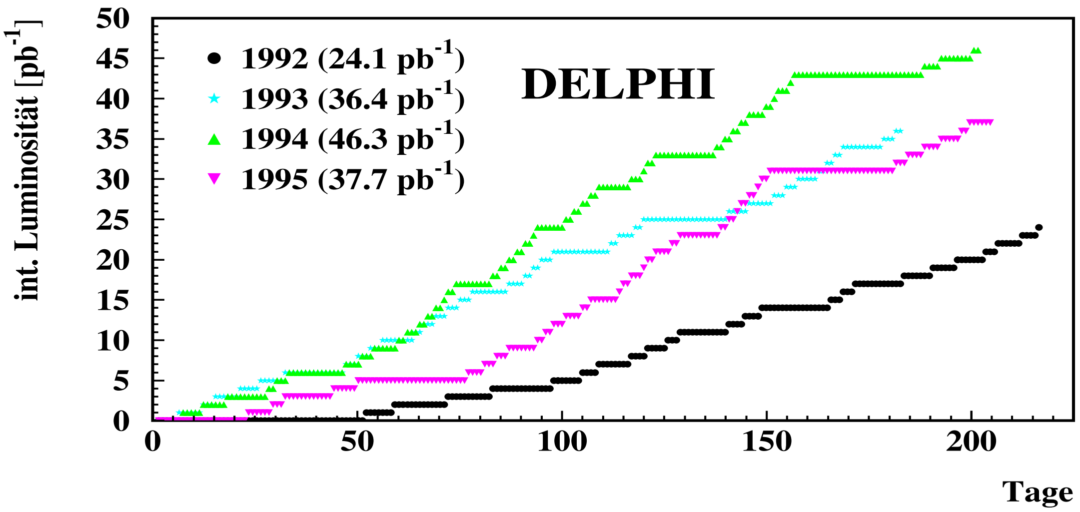


Abbildung 11: Die integrierte Luminosität als Funktion der Betriebstage.

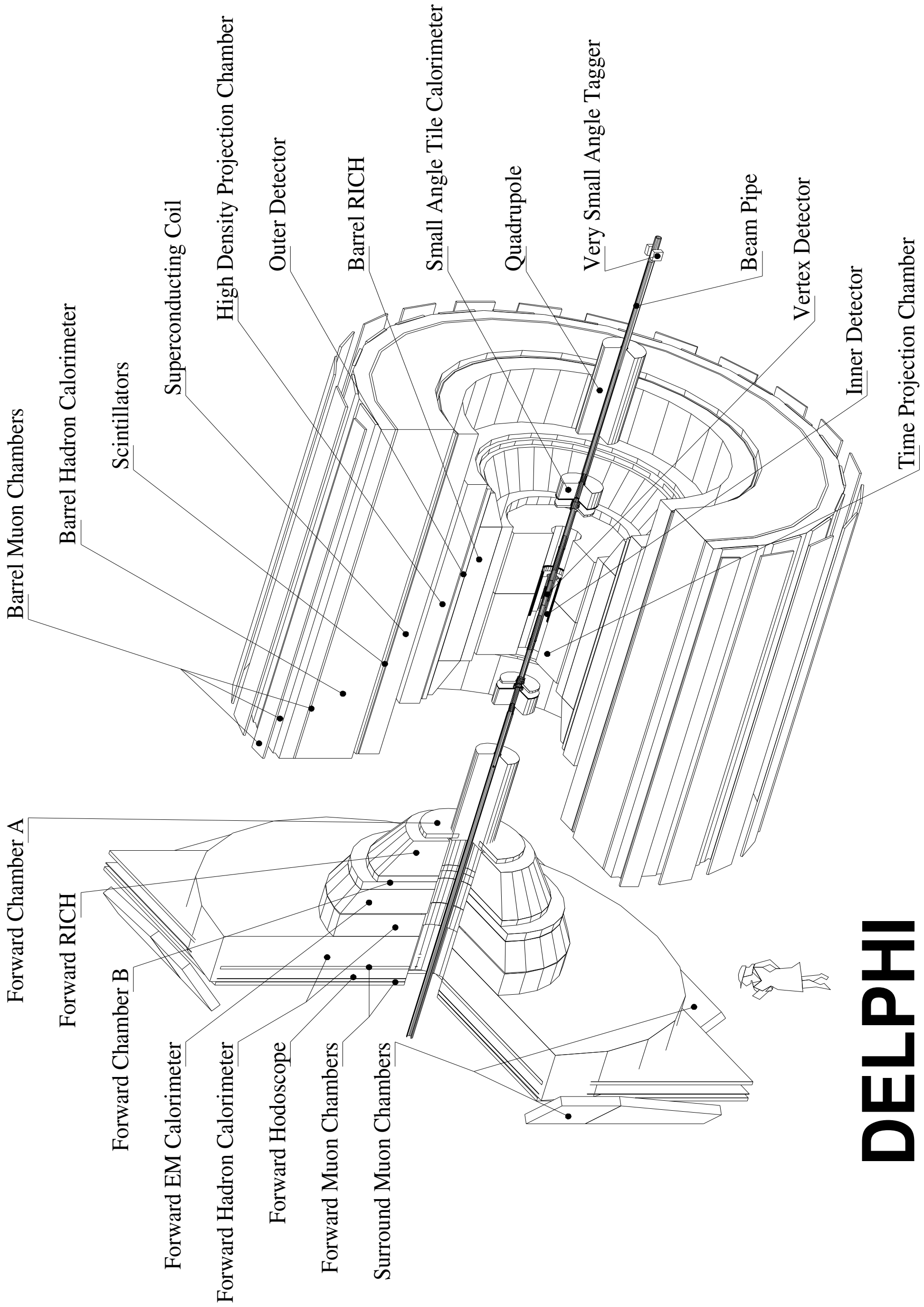


Abbildung 12: Der Delphi Detektor, Beam Pipe = *Strahlröhre*, Superconducting Coil = *Solenoid*, Vertex Detector = Vd, Inner Detector = Id, Time Projection Chamber = Tpc, Barrel RICH = B-Rich, Outer Detector = Od, High Density Projection Chamber = Hpc, Scintillators = Tof, Tagger, Barrel Hadron Calorimeter = Hab, Barrel Muon Chambers = B-Mu, Forward Chamber A = Fca, Forward RICH = F-Rich, Forward Chamber B = Fcb, Forward EM Calorimeter = Femc, Forward Hadron Calorimeter = Haf, Forward Hodoscope = Hof Forward Muon Chambers = F-Mu, Surround Muon Chambers = S-Mu, Small Angle Tile Calorimeter = Stic, Very Small Angle Tagger = Vsat.

Eine genaue Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten findet sich in [35, 36], die den Stand von 1990 und 1995 wiedergeben. Durch geänderte Anforderungen an die Güte des Experiments, z.B. durch die LEP-II Physik, wurden Veränderungen an den Subdetektoren vorgenommen oder zusätzliche Komponenten eingebaut. Dadurch konnte das Experiment im Laufe der Zeit immer präzisere Messungen durchführen und sich den neuen Gegebenheiten bei hohen Energien anpassen. Im Folgenden wird eine kurze Beschreibung des Detektors, des verwendeten Triggers, der Datenauslese samt Kontrolle und der Datenrekonstruktion sowie -simulation gegeben. Die Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, beruht auf den Daten der Jahre 1992-1995, und die Beschreibung ist vorwiegend für diesen Zeitraum gültig.

3.2.1 Der DELPHI Detektor

DELPHI besitzt einen supraleitende *Solenoiden* mit einer Länge von 7.4 m und einem inneren Durchmesser von 5.2 m, dessen Betriebstemperatur bei 4.5 K liegt. Bei den Kabeln handelt es sich um 17 Drähte aus hochreinem Aluminium, die zusammen einen flachen Leiter formen. Die Drähte selbst werden von 300 supraleitenden Nb-Ti Filamenten durchzogen, die zusätzlich in eine Kupfer-Matrix eingebettet sind. So kann mit einem Stromfluß von 5000 A in einer Leiterschicht ein magnetisches Feld von 1.23 T erzeugt werden, das parallel zur z-Achse verläuft. Eine zweite Leiterlage von 35 cm Länge wird jeweils am Ende der ersten Schicht angebracht und sorgt für die Homogenität des Feldes am Rand.

Die *Strahlröhre* besitzt einen glatten zentralen Bereich aus 1.4 mm starkem Beryllium mit einer Länge von 57 cm und einem inneren Durchmesser von 10.6 cm. Gefolgt wird diese Schicht von einer Kohlefaserröhre mit einer Dicke von 1 mm, die wiederum mit einer 0.1 mm dünnen Aluminiumschicht ausgekleidet ist.

Die Spurdetektoren

Mit Spurdetektoren kann der Weg, den ein Teilchen durch den Detektor genommen hat, rekonstruiert werden. Sie verwenden unterschiedliche Funktionsprinzipien und Nachweistechniken und werden unabhängig voneinander betrieben. Die meisten sind innerhalb der Spule angebracht, denn durch das Magnetfeld ist die Bestimmung der Ladung und des Impulses eines Teilchens über die Krümmung der Spur möglich. Die Akzeptanzbereiche der einzelnen Detektorkomponenten sind in Tab.3 aufgelistet.

Der *Vertex Detector* (VD) besteht aus drei koaxial-zylindrisch angeordneten Schalen von Silizium-Streifen Detektoren und umschließt die Strahlröhre [37]. Die Technik der „microstrips“ erlaubt eine sehr hohe $r\phi$-Auflösung, so daß Studien schwerer Quarks über sekundäre Vertizes ermöglicht werden. Im Detail ergibt sich eine Einzelspurauflösung für eine Lage von 7.6 μm in der $r\phi$-Ebene und 9 μm in z-Richtung und eine Doppelspurtrennung von besser als 100 μm. Anfang ’94 wurde der VD stark modifiziert, die erste und dritte Schale wurden mit doppellagigen Si-Detektoren ausgestattet, wodurch eine z-Messung ermöglicht wurde. Zusätzlich wurde die Winkelüberdeckung der innersten Lage von $\theta \geq 40°$ nach $\theta \geq 25°$ vergrößert. Ein Teilchen durchquert in einem θ - Bereich von 44° bis 136° alle drei VD Lagen.

Wichtige Information zur Vertexrekonstruktion und Triggerentscheidung liefert der *Inner Detector* (ID), der aus zwei konzentrischen Lagen besteht. Die innere Driftkammer besitzt eine Jetkammer-Geometrie mit 24 azimutalen Sektoren, die jeweils 24 Drähte beinhalten. Die Stärke des Driftfeldes nimmt derart zu, daß die Driftgeschwindigkeit immer proportional zu r ist. Anfang 1995 wurde die Winkelüberdeckung von $\theta \geq 23°$ auf $\theta \geq 15°$ erhöht, während die Drahtkonfiguration die gleiche geblieben ist. Die Einzeldrahtauflösung hängt von der Driftdistanz ab und beträgt zwischen $75\,\mu$m und $125\,\mu$m. Insgesamt ergibt sich eine Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 50\,\mu$m und $\sigma_\phi = 1.5$ mrad für die Jahre vor 1995 und $\sigma_{r\phi} = 40\,\mu$m und $\sigma_\phi = 0.9$ mrad nach der Modifikation. Die Doppelspurauflösung beträgt 1 mm. Eine Teilchenspur hinterläßt im Mittel etwa 20 Koordinatenpunkte.

Der äußere Teil bestand bis einschließlich 1994 aus MWPC's [1], die in fünf zylindrischen Lagen angeordnet waren. Jede Schicht besaß 192 Drähte und zirkulare Kathodenstreifen. Eine Spur wurde mit 95% Wahrscheinlichkeit pro Lage und einer Auflösung von $\sigma_z \leq 1$ mm nachgewiesen. Der äußere Ring war vor allem für den Trigger sehr wichtig und löste die rechts/links-Ambiguitäten der inneren Jetkammer. Dieser Teil wurde 1995 durch 5 zylindrische Lagen von jeweils 192 sogenannten „Strawtubes“ ersetzt, die die gleichen Funktionen wie der alte Ring übernehmen, jedoch keine z-Information liefern.

Die Erweiterungen von VD und ID waren der Start zu einer konzeptionellen Verbesserung des Spurerkennungssystems im Vorwärtsbereich des DELPHI Detektors, die ’96 und ’97 mit dem Einbau des *Very Forward Tracker* (VFT) [38] beendet wurde.

Der zentrale Detektor zur Spurrekonstruktion ist die *Time Projection Chamber* (TPC). Der zylinderförmige Detektor wird in der Mitte durch eine Hochspannungs-Platte senkrecht zur Strahlachse geteilt. Daran schließt sich beidseitig ein Gasvolumen an, das jeweils durch eine Endplatte abgeschlossen wird. Diese ist in sechs Sektoren unterteilt, wobei jedes Segment 192 Anodendrähte und 16 zirkular angeordnete Reihen mit Kathodenplättchen (⇒pads) mit konstantem Abstand besitzt. Die Pads bestimmen die $r\phi$-Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 180 - 280\,\mu$m (abhängig von ϕ). Die z-Position wird mit einer Genauigkeit von $\sigma_z < 0.9$ mm über die Driftzeit ermittelt. Zwei Spuren können bis auf 1 cm getrennt werden. Die TPC kann zusätzlich die spezifische Ionisation ($\Rightarrow dE/dx$) messen. Diese Information dient zur Teilchenidentifikation bei Spuren mit geringem Impuls.

Der *Outer Detector* (OD) verbessert für große Impulse die Impulsauflösung einer Spur um einen Faktor größer als fünf und liefert eine schnelle Triggerentscheidung in allen drei Koordinaten. Seine 24 Module enthalten jeweils 145 Driftröhren, die in fünf Schichten so angeordnet sind, daß es zu einem Überlapp kommt. Die Driftröhren, die im „limited streamer mode“ arbeiten (Anodendraht Ø = $110\,\mu$m), überdecken den vollen azimutalen Bereich. Alle Schichten liefern eine $r\phi$-Information mit $\sigma_{r\phi} = 110\,\mu$m und einer Effizienz von 99.5 % pro Zelle. Drei Schichten können zusätzlich über eine schnelle Auslese und relative Zeitsignale eine z-Information mit $\sigma_z = 3.5$ cm angeben, wobei dieses Signal für den Trigger sehr entscheidend ist.

Der äußerste Detektor im Barrelbereich, die *Barrel Muon Chamber* (B-MU), befindet sich außerhalb der Spule und besteht aus drei Schichten. Die Erste ist in 2×24 Einheiten eingeteilt und wurde auf das 90 cm dicke Eisenjoch hinter der Spule montiert. Sie enthält drei Lagen von Driftkammern, die im „proportional mode“ arbeiten und versetzt

---

[1] **M**ulti **W**ire **P**roportional **C**hamber

	Akzeptanz		
	r [cm]	$\lvert z\rvert$ [cm]	θ [°]
VD	6.3/9/10.9	≤ 12	44–136
ID('94) Jetkammer	12.0–23.0	≤ 40	23–157
ID('94) MWPC	23–28	≤ 50	30–150
ID('95) Jetkammer	12.0–23.0	≤ 86	15–165
ID('95) Straw	23–28	≤ 105	15–165
TPC	35–111	≤ 134	20–160
OD	197–206	≤ 232	42–138
B-MU	$\sim$445/485	≤ 185	53–127
FCA	30–103	155–165	11–32;148–169
FCB	53–195	267–283	11–36;148–164
F-MU	70–460	463;500	9–43;137–171

Tabelle 3: Die Akzeptanzbereiche der Spurdetektoren.

angebracht sind. Jedoch werden nur zwei dieser Lagen ausgelesen. Die beiden anderen Schichten, die je aus zwei Driftkammerlagen bestehen, befinden sich hinter weiteren 20 cm Eisen. Sie sind versetzt angeordnet, so daß sie den gesamten ϕ-Winkelbereich abdecken.

An jeder Endplatte der TPC schließt sich im sogenannten Vorwärtsbereich eine Driftkammer, die im „limited streamer mode“ arbeitet, an. Beide Teile werden *Forward Chamber A* (FCA) genannt. Jede Seite besteht aus drei Kammern mit jeweils zwei in den Drahtrichtungen versetzten Ebenen. Pro Ebene wurden 128 quadratische Driftröhren installiert mit einem Anodendraht $\emptyset = 100\,\mu$m. Durch Drehen der Kammern bezüglich des Strahlrohrs um jeweils 120° entstehen 2×3 ($\Rightarrow$ xx',uu',vv') Koordinaten. Pro Lage werden Auflösungen von $\sigma_x = 290\,\mu$m, $\sigma_y = 240\,\mu$m, $\sigma_\theta = 8.5$ mrad und $\sigma_\phi = 24$ mrad (gemittelt über θ) erreicht.
Das zweite Paar von Driftkammern im Vorwärtsbereich, die *Forward Chamber B* (FCB), wurde von der Gruppe der BUGH-Wuppertal gebaut. In jeder Endkappe befindet sich eine Kammerhälfte, die aus 12 Signaldrahtebenen besteht, davon werden jeweils vier Ebenen zu einer Gruppe zusammengefaßt. Auf diese Weise entstehen 3 Gruppen, die ihrerseits um 120° gegeneinander gedreht sind. Die FCB ist so aufgebaut, daß die geometrische Struktur von FCA zweimal hintereinander wiederholt wird. Es ergeben sich insgesamt 4×3 Koordinaten. Jede Kammerhälfte ist wie ein 12-Eck geformt, das vertikal einmal geteilt ist. Die FCB arbeitet im „proportional mode“ und erreicht eine mittlere Einzeldrahtauflösung von $\sigma = 300\,\mu$m, die leicht vom Drahtabstand abhängt. Insgesamt ist die Präzision: $\sigma_{x,y} = 150\,\mu$m, $\sigma_\theta = 3.5$ mrad und $\sigma_\phi = 4/\sin(\theta)$ mrad. Durch die Anzahl der vielen Lagen wird eine deutlich bessere Spurrekonstruktion und genauere Impulsauflösung im Vorwärtsbereich erreicht. Die beiden Driftkammern FCB und FCA werden häufig zusammengefaßt, man spricht dann von den *Forward Chambers* (FWCH), die ein gemeinsames Triggersignal liefern.

Die *Forward Muon Chamber* (F-MU) bildet den Abschluß der Endkappen und befinden sich ebenso wie die B-MU außerhalb des Magnetfeldes. Jede Hälfte besteht aus zwei

Driftkammer-Schichten. Die Erste liegt im 85 cm dicken Eisenjoch eingebettet, die Zweite befindet sich hinter weiteren 20 cm Eisen und einem Szintillator. Jede der Schichten ist in vier Quadranten ($4.4 \times 4.4\,\mathrm{m}^2$) eingeteilt, die aus zwei orthogonalen Lagen mit insgesamt 22 Driftkammern bestehen. Im Gegensatz zu den B-Mu arbeiten sie im „limited streamer mode“ (Anodendraht Ø = $100\,\mu$m). Über 16 Detektorlagen beträgt die mittlere Auflösung $\sigma = 3\,\mathrm{mm}$ pro Endkappe. Anfang 1994 wurde eine weitere Lage von Myonkammern, die *Surrounding Muon Chambers* (S-Mu), eingebaut. Sie füllen das Loch zwischen dem zentralen Mittelbereich und den Endkappen aus und arbeiten ebenfalls im „limited streamer mode“.

Die Szintillationszähler

Im Barrelbereich direkt außerhalb der Spule befindet sich der *Time Of Flight Counter* (Tof). Er wird als schneller Trigger benutzt und kann aufgrund seiner Zeitinformation kosmische Strahlung, die zum Untergrund beiträgt, unterdrücken. Der Tof besteht aus einer Lage von 172 Szintillationszählern.

Im Vorwärtsbereich gibt es einen entsprechenden Detektor, das *Forward Hodoscope* (Hof), das ebenfalls als schneller Trigger benutzt wird. Es befindet sich direkt hinter dem Eisenabsorber. Aufgebaut ist es aus einer Lage Szintillationszählern, die in Quadranten mit je 28 Zählern aufgeteilt ist.

Um eine vollständige Hermetizität für Photonen-Detektierung zu ereichen, wurden weitere Szintillationszähler im Kabelschacht bei 40° b.z.w. bei 90° installiert. Sie werden Tagger genannt und sind besonders bei Lep-II von Bedeutung.

Die Kalorimeter

Kalorimeter werden benötig, um die Energie eines Teilchens zu messen. Es sind die einzigen Komponenten, in denen neutrale Teilchen direkt nachgewiesen werden können. Die Akzeptanzbereiche und Energieauflösungen gibt Tab.4 im Detail an.

Die *High Density Projection Chamber* (Hpc), ein Blei-Gas-Sampling-Kalorimeter, wendet zum ersten Mal das „Zeit-Projektions Prinzip“ zur Auslese an. Mit ihr ist es möglich, im Barrelbereich elektromagnetische Schauer mit hoher Genauigkeit in allen drei Koordinaten auszumessen. Die Hpc besteht aus 144 Modulen, wobei 24 in azimutaler und 6 in z-Richtung angeordnet sind, mit insgesamt 18000 elektronischen Kanälen. Die Auslese erfolgt über Kathodenpads. Für Einzelcluster[2] wird eine Auflösung von σ_z=1 mm erreicht. Die Genauigkeit für Elektronen von 45 GeV (hochenergetische Photonen) in θ ist fast konstant $\sigma_\theta = 0.6\,\mathrm{mrad}$ ($\sigma_\theta = 1.0\,\mathrm{mrad}$) und σ_ϕ bestimmt sich zu 3.1 mrad (1.7 mrad). Das ganze Kalorimeter erstreckt sich über eine Tiefe von 18 Strahlungslängen ($\Rightarrow X_0$).

Das *Forward Electromagnetic Calorimeter* (Femc) ist ein homogener Detektor mit 9064 Bleiglas-Blöcken, die wie Pyramidenstümpfe geformt sind. Es befindet sich in den Endkappen direkt hinter den Fcb-Kammern und erreicht eine Granularität von $1^\circ \times 1^\circ$. Die Blöcke sind um etwa 1° gekippt und zeigen dadurch neben den primären Wechselwirkungspunkt. Dadurch wird vermieden, daß Teilchen in den Lücken zwischen den Blöcken

---

[2] räumlich zusammenhängende Energiedepositionen

unbeobachtet durch den Detektor fliegen. Die Tiefe von 40 cm entspricht 20 X_0.

Im Vorwärtsbereich befinden sich zwei weitere Kalorimeter, das *Small Angle Tile Calorimeter* (Stic) und der *Very Small Angle Tagger* (Vsat). Beide Detektoren werden zur Luminositätsmessung benutzt. Während ersteres zur absoluten Messung herangezogen wird, benutzt man zweiteres, um die Stabilität der Stic Messung zu gewährleisten. Das Stic ist ein Blei-Szintillator-Sampling-Kalorimeter, welches aus zwei Zylindern, die pro Seite eingebaut sind, besteht. Jeder Zylinder ist in 10 Ringe und 16 Sektoren unterteilt, was zu einer Segmentierung von 3 cm×22.5° führt. Der insgesamt 27 X_0 lange Detektor mit einer Winkelüberdeckung von 29-185 mrad in θ löste 1994 den *Small Angle Tagger* (Sat) ab, der mit einer Akzeptanz von 43-135 mrad und einer anderen Technik nicht ganz so präzise Messungen machen konnte. Vor 1994 wurde der Vsat für eine sehr präzise relative Messung verwendet, was gerade für die Scan-Jahre mit verschiedenen Schwerpunktsenergien wichtig ist. Eine genauere Beschreibung der Detektoren, sowie der Luminositätsmessung findet sich in [39].

Das *Hadron Calorimeter* (Hac), ebenfalls ein Sampling-Kalorimeter, mißt die Energiedeposition von Hadronen. Das Absorbermaterial ist jeweils 5 cm dickes Eisen, wogegen der sensitive Auslesebereich nur 2 cm Dicke benötigt. Als Detektoren werden Drahtkammern benutzt, die im „limited streamer mode“ arbeiten (Anodendraht $\varnothing = 80\mu$m). Der Barrelbereich (Hab) besteht aus 24 Sektoren mit 20 Schichten, während die beiden Kalorimeter in den Endkappen (Haf) aus 19 Schichten aufgebaut sind. Jeder Sektor ist in sogenannte „tower“ unterteilt, die einen Raumwinkel von $\Delta\phi = 3.75°$ und $\Delta\theta = 2.96°$ (Barrel) bzw. $\Delta\theta = 2.62°$ (Endkappen) überdecken. Insgesamt besitzt das Hac 19032 tower. Um die Granularität in ϕ (r) um einen Faktor 3 (5) zu erhöhen, wurde 1994 ein neues Verfahren angewandt, welches nicht nur die Pads, sondern auch die Kathoden der einzelnen Röhren ausliest.

	Akzeptanz			Energieauflösung
	r [cm]	$\|z\|$ [cm]	θ [°]	($\sigma(E)/E$; E [GeV])
Hpc	208–260	≤ 254	43–137	$0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E}$
Femc	46–240	284–340	8–35;145–172	$0.03 \oplus 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.11/E$
Sat	10–36	233–285	43–135 $*$	$[1.2^2 \oplus 11.4^2/E]^{1/2} \oplus 2.3$
Stic	6.5–42	218–232	29–185 $*$	$0.0152 \oplus 0.135/E^{1/2}$
Vsat	∼6–9 ($\|x\|$)	770	5–7 $*$	$35/\sqrt{E}$
Hab	320–479	≤ 380	52–128	$0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$
Haf	65–460	340–489	11–52;128–169	

Tabelle 4: Die Akzeptanzbereiche der Kalorimeter. $*$ bedeutet, daß die θ-Angabe in mrad und nicht in Grad gegeben ist, der symmetrisch dazu liegende Bereich ist nicht extra aufgeführt.

Die ringabbildenden Cherenkov-Zähler (RICH)

Die neue Technik der RICH-Zähler ermöglicht eine Identifikation von Hadronen über einen großen Impulsbereich. Die Funktionsweise beruht darauf, daß in Gas- und Flüssigkeitsradiatoren Cherenkovlicht erzeugt wird. Mißt man nun den Winkel dieses Lichtkegels, läßt sich die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen. Der Cherenkovlichtkegel entsteht, analog zu einem Überschallkegel, wenn geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit in ein Material eindringen, die größer ist als die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in dem entsprechenden Material. Eine Beschreibung der beiden Zähler (*Barrel RICH* (B-RICH), *Forward-RICH* (F-RICH)) findet sich in [40].

3.2.2 Der DELPHI Trigger

Das DELPHI Triggersystem ist aus vier Stufen mit steigernder Selektivität aufgebaut, um der hohen Luminosität und den hohen Untergrundraten gewachsen zu sein. Während die ersten zwei Triggerlevel (T1, T2) synchron zum BCO [3] (⇒ **B**eam **C**ross **O**ver) arbeiten und sogenannte Hardware Trigger darstellen, arbeiten die anderen beiden Software Trigger (T3, T4) asynchron zum BCO.

- Die Hardware Trigger T1 & T2 :
  T1 & T2 sind seit Beginn der DELPHI Datennahme aktiviert, wurden aber immer wieder Modifikationen in der Zusammenstellung der einzelnen Detektorkomponenten unterworfen.

  T1 : T1 ist ein loser Vortrigger, der eine Entscheidung $3.5\,\mu$s nach dem BCO fällt. Durch ihn entsteht eine Totzeit von 2%. Als Eingabe dienen Signale der einzelnen Subdetektoren:

  1. Spurdetektoren mit schneller Auslese:
     ID, OD, FCA & FCB.
  2. Szintillatoren des zylindrischen Mittelteils und der Endkappen:
     TOF, HOF & TAGGER.
  3. Szintillatoren, die in der HPC eingebettet sind.
  4. FEMC & B-MU.

  T2 : Eine positive Entscheidung, die spätestens $39\,\mu$s nach dem BCO gefällt wird, führt dazu, daß die ganze Kette der Datenauslese aktiviert wird und die Daten der Front-End-Elektronik aufgesammelt werden. Für T1 und T2 entsteht zusammen eine Totzeit von ca. 3% bei einer typischen Auslesezeit von 3 ms pro akzeptiertem Ereignis. Die Eingabegrößen des T2 vervollständigt die Information des T1:

  1. Zusätzliche Signale von langsameren Subdetektoren:
     TPC, HPC & F-MU.
  2. Kombinierte Signale von verschiedenen Detektoren.

---

[3] Der Zeitpunkt an dem die Elektron- und Positronpakete im Zentrum des Detektors kollidieren.

- Die Software Trigger T3 & T4 :
  T3 wurde im Jahr 1992 installiert, während T4 in 1993 getestet wurde und seit 1994 zum Einsatz kommt. Die Entscheidungskriterien, die bei diesen Selektionsfiltern angewendet werden, werden fortlaufend den jeweiligen physikalischen Gegebenheiten angepaßt.

  T3 : Ziel ist es, die Datenaufzeichnungsrate auf unter 2 Hz zu drücken. Er halbiert den Untergrund, der nach der T2 Entscheidung im Datensatz verbleibt. Er verwendet zwar die gleiche Logik wie der T2 Trigger, aber ihm steht detailiertere Information zur Verfügung.

  T4 : Durch den Einsatz einer verfeinerten Logik wird der nach T3 verbleibende Untergrund noch mal um den Faktor 2 reduziert.

Subdetektoren, die eine niedrige Triggerrate produzieren, werden direkt verwendet. Andere mit höheren Raten, die meist durch Untergrund beeinflußt sind, werden durch sogenannte Majoritäten, also Kombinationen mit anderen Subdetektorsignalen, gebildet. Dieses gibt eine effiziente Methode, um Subtrigger zu korrelieren und somit auf einer quasi Einzelspur- oder Einzelcluster-Konfiguration zu arbeiten. Untergrundereignisse werden damit automatisch reduziert. Um Redundanz zu erhalten, wurde auf geometrisch überlappende Akzeptanz bei der Triggerkonfiguration geachtet. Dieses sichert eine hohe und stabile Effizienz über die gesamte Zeit der Datennahme, und ermöglicht die Triggereffizienz, mit hoher Genauigkeit, allein aus den Daten zu bestimmen. Für hadronische Ereignisse mit vielen Spuren im Endzustand ergibt sich eine Triggereffizienz von nahezu 100 % über fast den gesamten Raumwinkel. Mehr Information über das Triggersystem und die Bestimmung der Effizienz findet sich in [41].

3.2.3 Die Datenauslese und Kontrolle

Alles, was die Datenauslese und Kontrolle betrifft, wird in dem „Online“ -System des DELPHI Detektors zusammengefaßt, welches man in drei Bereiche gliedern kann [36].

1. Die Datenauslese (⇒ DAS) beinhaltet die Digitalisierung der aufgenommenen Daten und Speicherung der Resultate für die verschiedenen Analysen.
2. Die Kontrolle der Datenqualität (⇒ QC).
3. Die Kontrolle des Betriebszustandes und der Sicherheit des Detektors (⇒ SC).

Für jeden dieser Bereiche stehen während der Datennahme Mitglieder der DELPHI Kollaboration im Schichtdienst zur Verfügung.

DAS (⇒ **D**ata **A**qusition **S**ystem)

Das Datenauslese-System von der „Front-End-Elektronik“ bishin zur Visualisierung von einzelnen Ereignissen basiert auf Fastbus-Standard. Es beinhaltet ca. 150 Fastbus-Crates und mehr als 70 eingebettete Mikroprozessoren, die über Ethernet mit dem Online-ALPHA-(VAX)-Cluster verbunden sind.

Das Datenauslesesystem ist in verschiedene Partitionen, die in den meisten Fällen den verschiedenen Subdetektoren entsprechen, unterteilt. Eine Partition wird dabei von der Triggereinheit gestellt. Jede Partition kann vom Prinzip her eigene Module zur Digitalisierung einsetzen, eine Vielzahl verwenden jedoch ein standardisiertes Modul, genannt LTD [42], zur Zeitmessung.

Die Totzeit, die bei jedem Trigger entsteht, wird dadurch reduziert, daß fast alle „Front-End-Module“ mit einem Buffer ausgestattet sind, der bis zu 4 Ereignisse Speicherkapazität besitzt. Der Prozeß, der bei einer positiven T2 Entscheidung zu dem nächsten, falls vorhandenen, Buffer überwechselt, wird „Front-End-Freeing“ genannt. Er braucht ca. 3 ms, was eine Totzeit von 0.4 % erzeugt.

Die Triggerverwaltung und Auslese der „Front-End-Digitizer“ wird mittels eines „Crate-Prozessor“ -Softwarepackets durchgeführt. Dieses läuft auf dem sogenannten FIP (⇒ **F**astbus **I**ntersegment **P**rocessor), dem Mastermodul einer Fastbus-Crate-Einheit. Während die T2-Entscheidung synchron mit dem BCO getroffen wird, wird die Auslese asynchron dazu durchgeführt.

Der FIP Softwareprozeß LES (⇒ **L**ocal **E**vent **S**upervisor) bildet pro Partition lokal die Ereignisstruktur und sendet sie weiter. Der FIP Softwareprozeß GES (⇒ **G**lobal **E**vent **S**upervisor) kontrolliert die zentrale Auslese und baut eine globale Ereignisstruktur, die auf ZEBRA [43] basiert, aus den lokalen Informationen auf. Innerhalb des Fastbus Speichers GEB (⇒ **G**lobal **E**vent **B**uffer), werden nur die Ereignisse gebildet, die den T3 Trigger passieren.

Die komplette ZEBRA Struktur des Ereignisses wird dann zum Online-ALPHA-(VAX)-Cluster mithilfe des CHI (⇒ **C**ern **H**ost **I**nterface), welcher mit dem Mainframe-Computer mittels einer optische Faser verbunden ist, transferiert. Das Online-Cluster besteht aus ca. 40 Rechnern, die die Datenfluß- und Auslesekontrolle durchführen. Letztendlich sorgt der *Data Logger* Prozeß dafür, daß die Ereignisse, die nun auch die T4 Kriterien erfüllen müssen, auf Festplatte und Datenbänder gespeichert werden.

Das DAS-Kontroll-System verwendet das Prinzip der programmierten Zustandsmaschine, genannt SMI (⇒ **S**tate **M**anagement **I**nterface). Innerhalb dieses Prinzips können Objekte, oder Zustände von Objekten, verwaltet werden, und es können Aktionen auf die Objekte angewendet werden. Weiterhin ist es erlaubt Zustandsänderungen von Objekten, abhängig von bestimmten Ereignissen in anderen Objekten, durchzuführen. Zum Beispiel werden so Zustände von der LEP-Maschine, von SC und DAS kontrolliert.

QC (⇒ **Q**uality **C**hecking)

Das Quality Checking dient zur Sicherstellung einer hinreichenden Datenqualität und muß daher eine schnelle Fehlererkennung ermöglichen. Die Überwachung geschieht auf drei verschiedenen Ebenen.

- Kontrolle einzelner Subdetektoren.
- Zentrale Kontrolle mit zwei verschiedenen Datensätzen (alle Ereignisse/selektierte Z^0-Ereignisse bei LEP-I oder multihadronische Ereignisse bei LEP-II).
- Online-Kontrolle mithilfe rekonstruierter Ereignisse.

Es werden Histogramme erstellt, die es ermöglichen, das technische Verhalten und die Funktionsfähigkeit einer jeden Komponente zu überprüfen. Durch Vergleichshistogramme und zusätzliche, erklärende Information wird die Entscheidung, ob ein Fehler vorliegt, erleichtert.

Die Überwachung von rekonstruierten Ereignissen gibt einen Einblick auf das Zusammenspiel der einzelnen Detektorkomponenten und wird hinzugenommen, um weitere Fehler innerhalb des Detektors und der Auslese zu entdecken.

SC (⇒ **S**low **C**ontrol)

Das Slow-Control-System befaßt sich mit der Kontrolle des Betriebs der einzelnen Subdetektoren und des DELPHI Detektors als Ganzes. Es übernimmt die Buchführung von signifikanten Veränderungen innerhalb des Detektors oder seiner Umgebung. Falls notwendig, werden Reaktionen entsprechend der Veränderungen eingeleitet.

Etwa 90 G64 [44] Mikro-Computer erlauben ein Überwachung von Temperatur, Luftfeuchtigkeit, Niederspannung, Hochspannung, Fastbus-Crate-Versorgungsspannung usw.. Die Kontrolle geschieht mithilfe von digitaler Überwachung, Übertragung und ADC Karten innerhalb des G64. Der größte Anteil an Hochspannung wird durch intelligente CAEN Systeme bereitgestellt, die ebenfalls von den G64 kontrolliert werden.

Auf den Maschinen des Online-ALPHA-(VAX)-Clusters laufen *Elementary Process*-Programme, die den G64 Kommandos erteilen und Informationen über Veränderungen entgegennehmen. Vieles ist standardisiert und Probleme werden in Form von Alarmen unterschiedlicher Stufe an den Bediener weitergegeben. Wichtig für die Datenanalyse und Kontrolle der Detektorsicherheit ist das automatische Aktualisieren einer Datenbank [45] mit den signifikanten Veränderungen.

Betrieb/Performance

Das DELPHI Online-System besteht aus 20 Partitionen, die sich aus 16 Subdetektoren- und der Trigger-Partition zusammensetzen. 14 davon nehmen an der T3 Entscheidung teil. Die Größe eines Z^0-Ereignisses beträgt im Mittel etwa 150 kbytes. Die T2 Rate beträgt ca. 5 Hz . T3 reduziert, abhängig von den Bedingungen des LEP-Maschinen-Untergrunds, diese Rate um den Faktor 1.5 . T4 reduziert ebenfalls um einen Faktor 1.5, und die endgültige Datenaufzeichnungrate liegt bei etwa 2 Hz. Auf dem Z^0-Peak setzt sich der Datensatz aus 15 % Z^0-Zerfällen, 30 % Bhabha-Ereignissen und 55 % 2-Photon-, kosmischen und Untergrundereignissen zusammen. Im Jahr 1995 war der Anteil, in dem keine Daten aufgezeichnet wurden, etwa 14.4 %. Er setzt sich wie folgt zusammen:

- 1.5 % Zeitverluste zum Beginn der einzelnen Fills.
- 1.0 % DAS interne Kontrollpunkte.
- 2.0 % DAS Unterbrechungen durch zu hohen Untergrund vom LEP .
- 7.0 % DAS Unterbrechungen durch fehlerhafte Hard- bzw. Software oder Bedienung.
- 3.0 % Totzeit durch die Triggerlevel T1&T2.

3.2.4 Die DELPHI Datenanalyse

Zur Verarbeitung der vom Detektor aufgenommenen Rohdaten wurden von DELPHI entsprechende Analyseprogramme entwickelt. Parallel dazu wurden Simulationsprogramme erstellt, deren Ziel es ist, die Wirkung des gesamten Detektors, der so genau wie möglich in einer Datenbank beschrieben wurde, auf spezielle physikalische Prozesse abzuschätzen. Gleichzeitig soll der Einfluß der Analysekette auf die Wechselwirkungen im Detektor abgeschätzt werden. Eine Übersicht der Programme und deren Verbindungen untereinander zeigt Abb.13 .

Die Simulationsprogramme

Primäres Ziel von Simulationen ist es, Ereignisse zu produzieren, die so genau wie möglich den Rohdaten, die vom Detektor aufgezeichnet werden, entsprechen. Die so generierten Daten durchlaufen, genau wie die Meßdaten, dieselbe Rekonstruktion und dieselben Analyseprogramme. Nur so kann der Einfluß des Apparates und der Analysekette studiert werden.

Bei DELPHI wurden zwei verschiedene Strategien zur Simulation von Ereignissen entwickelt. DELSIM (⇒ **DEL**phi **SIM**ulation program) [46] bemüht sich um eine exakte Beschreibung des Detektors und der physikalischen Vorgänge beim Durchgang eines Teilchens durch den Apparat, während sich FASTSIM (⇒ **FAST SIM**ulation program) [47] auf eine gröbere Beschreibung beschränkt. Dadurch aber in gleichen Zeiten eine deutlich größere Statistik von simulierten Ereignissen erzeugen kann. Beide Programme finden ihre Anwendung in unterschiedlichen Fragestellungen.

1. Das DELSIM Programm gliedert sich in drei Hauptkomponenten:

   (a) In einem ersten Schritt werden verschiedene Ereignistypen, deren Produktion am LEP-Speicherring möglich ist, erzeugt. Dabei gehen theoretische Berechnungen über Wirkungsquerschnitte und experimentelle Beobachtungen über Verzweigungsverhältnisse in die Monte Carlo Simulation ein. Unter anderem werden Ereignisse der folgenden Art generiert:

   $$\begin{array}{lllllll} \mathrm{e^+e^-} & \rightarrow & \mathrm{Z^0}\,(+\gamma) & \rightarrow & \mathrm{q\bar{q}} & + & (\gamma, g, \ldots) \\ \mathrm{e^+e^-} & \rightarrow & \mathrm{Z^0}\,(+\gamma) & \rightarrow & \mathrm{l\bar{l}} & + & (\gamma, \ldots) \\ \mathrm{e^+e^-} & \rightarrow & \gamma\,\gamma & & & & \end{array}$$

   In den meisten Fällen kann auf externe Programmpakete zurück gegriffen werden. Bei der Generierung werden elektromagnetische Korrekturen in führenden logarithmischen Ordnungen berücksichtigt, schwache Korrekturen werden nicht betrachtet. Welcher Generator benutzt wird, bleibt dem Benutzer überlassen und hängt von dem Prozeß, den man betrachten will, ab. Für hadronische und myonische Ereignisse wurde DYMU 3 [48] verwendet, BABAMC [49] wird im Falle von Elektronen im Endzustand angewandt, während KORALZ [50] für Tau Ereignisse favorisiert wird.

   Zur Fragmentierung des produzierten $\mathrm{q\bar{q}}$-Zustands in hadronische Endzustände werden wiederum andere Programme, die auf unterschiedlichen Modellen ba-

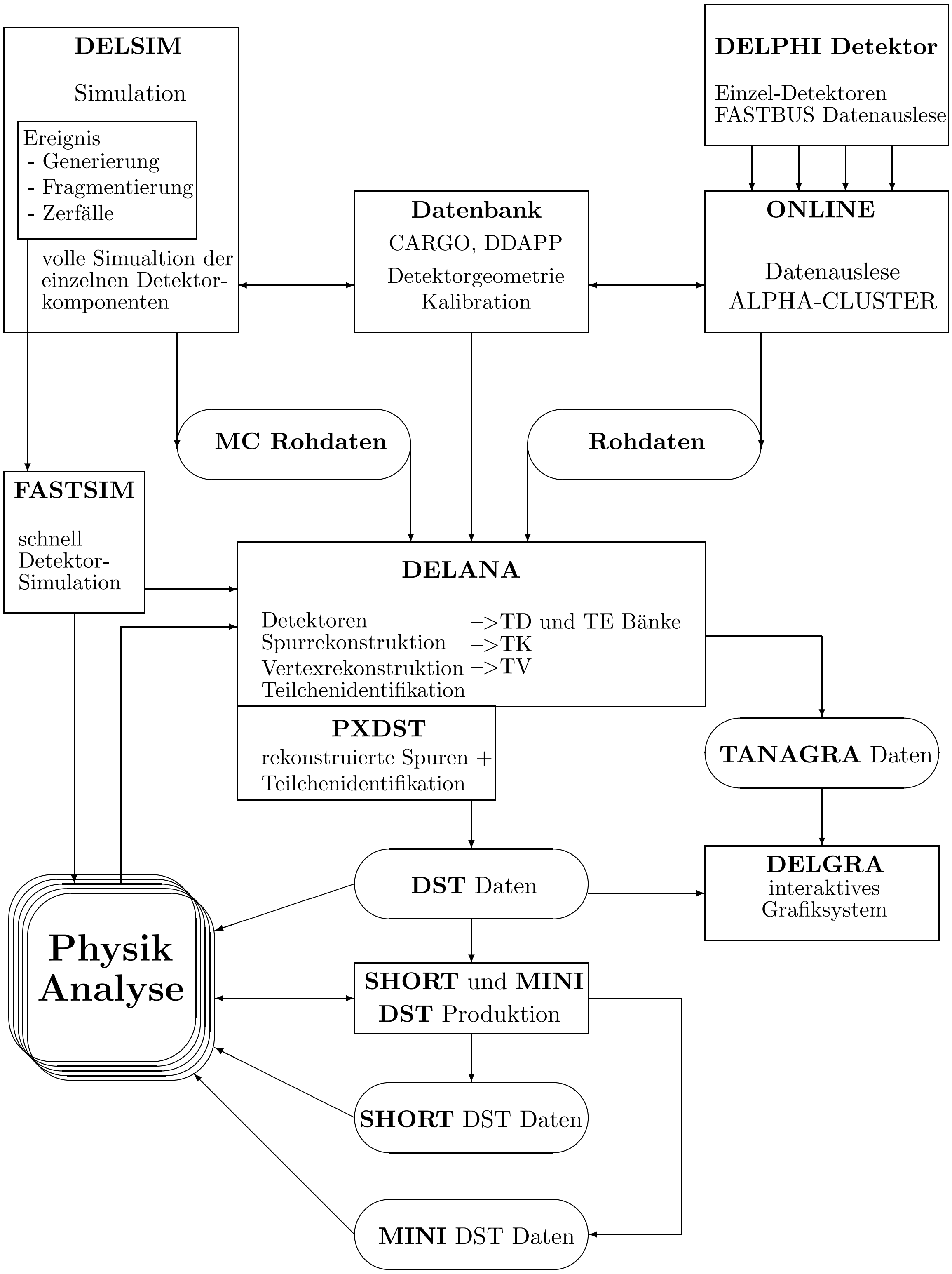


Abbildung 13: Schematische Darstellung der Datenanalyse des DELPHI Detektors.

sieren (JETSET [17], HERWIG [22], ARIADNE [51]), benutzt. Es hat sich gezeigt, daß der JETSET Generator kombiniert mit dem ARIADNE Partonschauer-Ansatz die beste Übereinstimmung mit den hadronischen und identifizierten Teilchenverteilungen liefert [20, 52].

(b) Die nach der Fragmentierung entstandenen Teilchen werden in einem zweiten Schritt durch den Detektor verfolgt, bis sie eine aktive Detektorkomponente treffen. Dabei wird die genaue geometrische Lage der einzelnen Detektorteile und die Verteilung des entsprechenden Materials, welche in einer CARGO Datenbank [45, 53] gespeichert sind, berücksicht. Bei der Verfolgung des Teilchenweges, unter Berücksichtigung des magnetischen Feldes, ist die Schrittgröße ein entscheidender Parameter. Sie wird mit dem Programm DDAPP [54] optimiert, wobei ein Kompromiß zwischen Genauigkeit und Rechenzeit gefunden werden muß.

Folgende physikalischen Prozesse werden bei der Verfolgung eines Teilchendurchgangs in Betracht gezogen und nach dem Zufallsprinzip berücksichtigt:

- δ- Elektronen
- Bremsstrahlung
- Comptonstreuung
- Vielfachstreuung in Materie
- Energieverlust in Materie
- schwache und hadronische Wechselwirkung
- Photoelektrischer Effekt
- Paarerzeugung
- Positronen Vernichtung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen

(c) Bei der Verfolgung innerhalb der aktiven Detektorkomponenten werden die individuellen Einflüsse des Subdetektors in einer realistischen Simulation beschrieben. Dieser Teil ist abhängig von der Detektorkomponente und wird durch spezifische Software-Module in einem modular aufgebauten Programmcode eingebaut.

Als Endergebnis liefert DELSIM simulierte Daten, die genau wie die Rohdaten, die vom Detektor aufgezeichnet werden, formatiert und strukturiert sind. Da beide Datensätze mit denselben Analyseprogrammen weiterverarbeitet werden, ist ein detailierter Vergleich möglich. Ein Vorteil von den Monte Carlo Daten ist jedoch, daß die gesamte Historie des Ereignisses zur Verfügung steht, welches zu einem recht gründlichen Verständnis und zur Weiterentwicklung von Analyseprogrammen führt.

2. Es gibt allerdings Fragestellungen, die sich z.B. auf Generatoreffekte beziehen, oder Abhängigkeiten von der Strahlenergie untersuchen, bei denen eine exakte Detektorbeschreibung nicht notwendig ist. Für solche Fälle wurde das FASTSIM Programm

entwickelt. Die Erzeugung von Ereignissen geschieht im Rahmen des DELSIM Programms. Danach allerdings werden die Teilchen durch einen vereinfachten DELPHI Detektor geschickt. Dieser besteht aus zylindrischen Oberflächen oder konzentrischen Kreisringen. Dort kann ein Teilchen entweder direkt gemessen werden, oder eine sekundäre Wechselwirkung eingehen, oder beides. Folgende sekundäre Prozesse sind dabei erlaubt:

- Vielfachstreuung
- Elektronen-Bremsstrahlung
- γ-Paarerzeugung
- Hadronische Wechselwirkung
- Zerfälle kurzlebiger Teilchen

Das FASTSIM Programm liefert als Endresultat eine Datenstruktur, die schon einen Bearbeitungsschritt weiter als die Rohdaten ist. Die von FASTSIM gelieferten simulierten Daten entsprechen den „first stage pattern recognition“ -Daten, oder in einem weiteren Bearbeitungsschritt den fertig prozessierten Daten.

Die Analyseprogramme

Das hauptsächliche Analyseprogramm heißt DELANA [55] ($\Rightarrow$ **DEL**phi **ANA**lyse program). Es verarbeitet Rohdaten unabhängig davon, ob es sich um simulierte Monte Carlo- oder tatsächliche Detektordaten handelt. Seine hochmodulare Struktur erleichtert die Entwicklung von Rekonstruktionsprogrammen für die einzelnen Subdetektoren. Das Rückgrat von DELANA ist das Programmpaket TANAGRA [56]. Es stellt eine wohldefinierte Datenstruktur zum Speichern von Spur- und Vertexinformation in einem von den Modulen des Programms unabhängigen Format zur Verfügung. Informationen zwischen den Modulen werden ebenfalls mittels TANAGRA transferiert. Bei der Spurrekonstruktion, die in mehreren Schritten durchgeführt wird, werden Zustandsparameter aus der DELPHI Datenbank miteinbezogen.

1. Im ersten Schritt der Spurrekonstruktion, dem sogenannten „first stage pattern recognition“, werden die Rohdaten (TD) decodiert, kalibriert und, wenn möglich, wird eine lokale Spurerkennung durchgeführt. Hierbei arbeiten die Subdetektoren vollständig getrennt voneinander und liefern Spurelemente (TE) unterschiedlicher Qualität als Ausgabe. Während der VD einzelne zweidimensionale Punkte in $r\phi$ oder rz liefert und Kalorimeter Energiecluster bilden, kann die TPC ein vollständig rekonstruiertes Spursegment aufweisen. In diesem Schritt werden aus Rohdaten TE-Daten, also eines der Formate, die FASTSIM herausgibt.

2. Die hauptsächliche Spursuche wird im Barrel- und Vorwärtsbereich getrennt durchgeführt und basiert auf den in dem zugehörigen Winkelbereich zur Verfügung stehenden Subdetektoren. Für ersteren wird von der TPC -($r\phi$)-Information ausgegangen und versucht, wenigstens 2 Treffer im VD damit in Einklang zu bringen. Danach

werden mögliche ID- und OD-TE's damit verknüpft. Analoge Suchalgorithmen starten mit anderen Detektor Spurstücken und nehmen eine andere Reihenfolge vor. Dadurch ist es möglich, soviele Kombinationen wie möglich aufzuspüren, und tote Bereiche einzelner Subdetektoren durch andere abzudecken. Im Vorwärtsbereich bilden TPC-, FCB- oder FCA- TE's den Ausgangspunkt, wobei teilweise der Beamspot [4] miteinbezogen wird.

3. Alle gefundenen TE-Ketten werden dem Spuranpassungsprozessor unterworfen, und übrig gebliebene Ambiguitäten werden gelöst [57]. Die verwendete KALMAN-Anpassungsmethode [58] berücksichtigt Vielfachstreuung und Energieverlust in dem Material zwischen den Meßpunkten. Die Spurstücke verschiedener Detektoren werden zu „gemessenen“ Spuren zusammengefaßt, die dann in sogenannten TK-Bänken abgelegt werden.

4. In einem zweiten Schritt, dem sogenannten „second stage pattern recognition“, werden die TE-Ketten in den gesamten Detektor hinein extrapoliert. Ziel ist es, weitere dazupassende, bisher unentdeckte lokale Spurfragmente oder Energiedepositionen aufzuspüren, und dadurch die Meßgenauigkeit zu erhöhen. Sämtliche Information, die bis dahin zusammengetragen wurde, faßt man in Spuren zusammen, die ebenfalls in TK-Bänken abgespeichert werden. Die Kalorimeter-Prozessoren ordnen Energiecluster entweder assoziierten geladenen Teilchenspuren zu oder erklären sie zu neutralen Teilchen zugehörig.

5. Unter Zuhilfenahme von sämtlichen Informationen wird versucht eine Teilchenidentifikation bei jeder Spur durchzuführen. Dazu werden Signale in den Myonkammern, sowie Informationen der RICH Zähler verwendet.

6. Mithilfe von Fitverfahren wird bei jedem Ereignis nach dem primären Vertex der geladenen Spuren geforscht. Danach werden neutrale Teilchen, die mit den Kalorimetern nachgewiesen wurden, diesem Vertex zugeordnet. Diese Informationen werden in TV-Bänken gespeichert.

Die Ergebnisse des DELANA Programms, abgespeichert im TANAGRA Format, und die Rohdaten-Information werden auf sogenannten Master DST's (⇒ **D**ata **S**ummary **T**ape) gespeichert. Die TANAGRA-Daten können zum Beispiel mit dem Graphikprogramm DELGRA (⇒ **DEL**phi **GRA**phics program) visualisiert werden. Es hat sich allerdings gezeigt, daß die von DELANA gelieferte Datenstruktur für die meisten Physikanalysen zu unhandlich ist und zudem sehr viel Speicherplatz erfordert. In weiteren Schritten wird daher eine Reduktion der Daten vorgenommen, wobei die für eine Analyse benötigten Informationen natürlich erhalten bleiben sollen.

1. Einerseits greift das PXDST Programm auf TANAGRA Daten zu und reduziert diese zu DST's, andererseits ist es ebenfalls in der Lage, auch diese von ihm produzierte Datenstruktur (DST) zu verarbeiten. Durch eine flexible Programmgestaltung erlaubt PXDST seinem Benutzter, die eigene Physikanalyse zu implementieren und

---

[4] Der Ort, wo sich die Teilchenstrahlen in der Strahlröhre treffen

so, die von ihm gewünschten, anwenderbezogenen Informationen zu extrahieren. Jedoch wurden im Jahr 1991 soviele Daten und simulierte Ereignisse produziert, daß Probleme mit Plattenplatz und Analyseschnelligkeit vorherzusehen waren.

2. Um dieses Problem anzugehen, wurden Programme eigens für die Reduktion der DST Daten entwickelt. Gleichzeitig mußte bestimmten Ansprüchen, der zum Teil sehr unterschiedlichen Analysen, Rechnung getragen werden. Mithilfe von PHDST [59] und weiteren Programmen wurden sogenannte SHORT-DST's (Reduktionsfaktor 2) [60] und noch weiter reduzierte MINI-DST's (Reduktionsfaktor 3) [61] produziert. PHDST ermöglicht einem Benutzer die individuelle Gestaltung einer Physikanalyse durch seine flexible Struktur und die Bereitstellung von etlichen Benutzerunterprogrammen. So kann in einem Initialisierungs-Unterprogramm über das Einlesen von Steuerkarten reguliert werden, ob simulierte oder vom Detektor aufgenommene Daten analysiert werden sollen und wie groß die zu untersuchende Datenmenge sein darf. Ebenfalls ist es möglich Selektionskriterien anzugeben. Zum Beispiel können entweder Spuren oder Ereignisse von der Analyse ausgeschlossen werden. Das Programm ist so gestaltet, daß einerseits Spuren, die zu einem Ereignis gehören, analysiert werden können, andererseits aber auch komplette Ereignisse und ihre Merkmale. Am Programmende wird die Ausgabe der Analyseergebnisse in Form von Tabellen, Listen oder Histogrammen vorgenommen. Während der SHORT-DST Produktion kann eine erneute Kalibration vorgenommen werden und erste physikalische Fragestellungen werden analysiert.

   - Verfeinerte Kalibrationen und besseres Alignment wird auf dem TE-Niveau angewandt. Spur- und Vertexanpassung werden wiederholt (DSTFIX).
   - b-Signatur Erkennung (AABTAG).
   - Elektron, Photon und π^0 Identifikation (ELEPHANT).
   - Myon Identifikation (MUFLAG).
   - K^0_s und Λ^0 Rekonstruktion (RECV0).
   - Kalibration der RICH Zähler (RICFIX).
     $\pi^\pm$, $\mathrm{K}^\pm$ und $\mathrm{p\bar{p}}$ Identifikation (HADIDENT).

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse wurde weitgehend mit SHORT DST's durchgeführt. An simulierten Daten wurden insgesamt an die 6 Millionen hadronische Partonschauer-Ereignisse, die mit DELSIM auf der Z^0-Resonanz (⇒ Peakenergie) generiert wurden, untersucht. Für Studien der sogenannten *off-peak* Daten, also der Daten, die unter-/oberhalb der Z^0-Resonanz produziert wurden, standen nur etwa 270 000/420 000 simulierte Ereignisse zur Verfügung. Diese sind ebenfalls mit dem Partonschauer-Generator erzeugt worden, und sind an den Detektorstatus von 1995 angepaßt.

Pro Datennahmejahr wurde das aktuellste Prozessing, also die beste Kalibration, das genauste Alignement und die effizientesten Spurfindungsalgorithmen, verwendet.

4. Die Datenselektion

Die hier vorgestelle Analyse basiert auf hadronischen Z^0-Zerfällen der LEP-I Datennahme. Aus der Menge, der in den Jahren 1992 bis 1995 von DELPHI aufgezeichneten Ereignisse, müssen also diejenigen des Typs $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ herausgefiltert werden. Zusätzliches Ziel ist es, Untergrundereignisse aus folgenden Prozessen zu unterdrücken:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen,
- leptonische Z^0-Zerfälle,
- zwei-Photon-Ereignisse,
- kosmische Strahlung.

Weiterhin wird auf die Qualität der Daten und eine gute Übereinstimmung mit den simulierten Ereignissen Wert gelegt. Hierzu werden die in den nächsten Kapiteln beschriebenen Auswahlkriterien angewandt.

4.1 Der Status des Detektors

Die Zeit der Datennahme wird in *Fills* und *Runs* unterteilt. LEP wird zu einem bestimmten Zeitpunkt mit Elektronen und Positronen gefüllt. In den verschiedenen Jahren der LEP-I Phase wurden unterschiedliche Szenarien verwendet. So wurden in einem Jahr versucht, mit dem Pretzel-Schema eine möglichst hohe Luminosität zu erreichen. Die Zahl der Elektronen- und Positronenpakete variierte zwischen 4 und 8, und teilweise wurden die Pakete noch in 2 bis 4 Päckchen unterteilt, im sogenannten Bunchtrain-Modus.

Erst wenn LEP die Teilchen auf die gewünschte Schwerpunktsenergie beschleunigt hat und genügend gute Kontrolle über die Pakete und deren Kollisionsort besitzt, werden Daten genommen. Weil die Luminosität im Laufe der Zeit sinkt, wird LEP nach etwa 10 Stunden neu gefüllt. Während dieser Zwischenphase wird die Datennahme gestoppt. Die einzelnen Füllungen werden fortlaufend nummeriert. Aus technischen Gründen der Datenauslese sind die *Fills* in *Runs* unterteilt, die ihrerseits wiederum in *Teilruns* eingeteilt werden.

Der Status des Detektors kann pro *Teilrun* und *Fill* unterschiedlich sein und wird pro Jahr in einem Datenfile mit Namen RUNQUALI.SUMARY archiviert. Darin werden folgende Daten aufgelistet:

- Information pro *Fill*:
  - Nummer, Beginn und Ende des Fills.
  - nominale Schwerpunktsenergie.
  - Anzahl der Runs und Liste der Teilruns.
  - zusätzliche Kommentare.
- Information pro *Teilrun*:
  - der Status der einzelnen Detektorkomponenten (Zifferncode siehe Tab.5).

Zifferncode	Bedeutung
0	Die Daten der Detektorkomponente sind unbrauchbar
1	Weniger als 50% des Detektors sind effizient
2	50% - 65% sind effizient
3	65% - 80% sind effizient
4	80% - 90% sind effizient
5	90% - 95% sind effizient
6	95% - 99....% sind effizient
7	mehr als 99....% sind effizient
8	Die Effizienz des Detektors variierte während des Runs
9	Der Status der Detektorkomponente ist unbekannt

Tabelle 5: Die Aufschlüsselung des Zifferncodes innerhalb des RUNQUALI.SUMARY Files, die den Status der Detektorkomponenten angeben.

- der Zustand der Triggerkomponenten.
- Stromfluß durch die DELPHI Spule.
- Anzahl der Trigger.
- Anzahl der hadronischen Z^0-Ereignisse mit unterschiedlichen Selektionskriterien.

In der beschriebenen Analyse werden nur Runs verwendet, die folgende Kriterien erfüllen:

1. Der Beamspot muß bekannt sein.
2. Der Status des VD muß zwischen 1 und 7 liegen.
3. Der Status der TPC muß für beide Hälften 6 oder 7 sein.

Damit wird eine genügend gute Qualität des *Teilruns* gefordert, wobei der Schwerpunkt auf die in Kap.5. beschriebene Anreicherung von b-Quark Ereignissen gelegt wird.

4.2 Die Selektion der Spuren

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse verwendet hauptsächlich geladene Teilchen, die mit dem DELPHI Detektor aufgezeichnet wurden. Zur besseren Bestimmung der Ereignisachse werden jedoch auch neutrale Teilchen mitgenommen (siehe Abb.14). Alle Spuren müssen zusätzliche Kriterien erfüllen, damit eine gute Qualität der Messung sichergestellt wird. Die Anforderungen sind in Tab.6 aufgelistet.

Die Einschränkungen des Impaktparameters stellen sicher, daß die Spuren tatsächlich vom Wechselwirkungspunkt herkommen. Der Schnitt in z-Richtung reduziert zusätzlich den Untergrund an Strahl-Gas-Ereignissen. Zur Impaktparameterbestimmung wird der primäre Wechselwirkungspunkt ($\Rightarrow$ Vertex) herangezogen, der auch in der b-Signatur-Bestimmungsmethode verwendet wird (siehe Kap.5.). Alle Spurparameter werden bezogen auf diesen Vertex angegeben.

Impuls geladener Teilchen	$\geq$	0.4 GeV/c
Energie neutraler Teilchen	$\geq$	0.5 GeV
Spurlänge (gemessen alleine mit der TPC)	$\geq$	30 cm
Polarwinkel für geladene (neutrale) Teichen	$\geq$	$20°(11°)$
relativer Fehler des gemessenen Impulses	$\leq$	100 %
Impaktparameter ($r\phi$)	$\leq$	4 cm
$\sin\theta\times$ Impaktparameter (z)	$\leq$	8 cm

Tabelle 6: Schnitte zur Teilchenselektion.

4.3 Die Selektion der Ereignisse

Die hadronischen Ereignisse müssen von den leptonischen getrennt werden. Letztere sind durch eine kleine Anzahl von geladenen Spuren gekennzeichnet. Die Zwei-Photon- oder Strahl-Gas-Ereignisse besitzen eine kleine geladene Energie im Vergleich zu den hadronischen Zerfällen. Deswegen ist diese Größe geeignet, um Strahl-Gas-Ereignisse zu unterdrücken. Die geladene Energie, pro Hemisphäre oder Gesamtereignis, wird immer in Prozent der Schwerpunktsenergie angegeben. Die Ereignisschnitte sind in Tab.7 zusammengestellt.

Zusätzlich werden Ereignisse, die wenigstens ein Teilchen mit einer Energie, bzw. einem Impuls größer als 50 GeV besitzen, von der Analyse ausgeschlossen.

Die Ausgewogenheit der Ereignisse in den zwei Hemisphären muß für eine gute Bestimmung ihrer Ladung gewährleistet sein. Die Hemisphären werden durch die Ebene senkrecht zur Ereignisachse getrennt. Es hat sich gezeigt, daß die Thrustachse am besten die Richtung des initialen Quarks widerspiegelt. Der Thrust ist definiert als:

$$T = \max_{\vec{n}} \frac{\sum_i \mid \vec{p_i} \cdot \vec{n} \mid}{\sum_i \mid \vec{p_i} \mid} \tag{1}$$

d.h. man sucht das Maximum der Longitudinalimpulse bezüglich der Achse $\vec{n}$, die als Thrustachse des Ereignisses bezeichnet wird.

Es treten Unterschiede zwischen dem Polarwinkel der Quark- und der Thrustachse auf. Diese können verkleinert werden, indem neutrale Teilchen zur Thrustberechnung hinzugezogen werden, wie in Abb.14 zu erkennen ist. Gezeigt ist die Differenz des Polar-

totale geladene Energie (E_{char})	$\geq$	15 %
geladene Energie pro Hemisphäre (E_{char}^{hem})	$\geq$	3 %
totale geladene Multiplizität (N_{char})	$\geq$	7
geladene Multiplizität pro Hemisphäre (N_{char}^{hem})	$\geq$	1
Polarwinkel der Thrustachse Θ_T	$\in$	$[35°, 85°]$

Tabelle 7: Schnitte zur Ereignisselektion.

winkels der Thrust- und der Quarkachse nach Ereignisselektion, wobei die Thrustachse mit allen und nur mit geladenen Teilchen bestimmt wurde. Der Akzeptanzbereich wurde bezogen auf den Polarwinkel in zwei Bereiche geteilt, und man erkennt, daß gerade im Vorwärts/Rückwärts-Bereich eine deutliche Verbesserung in der Übereinstimmung erzielt werden konnte.

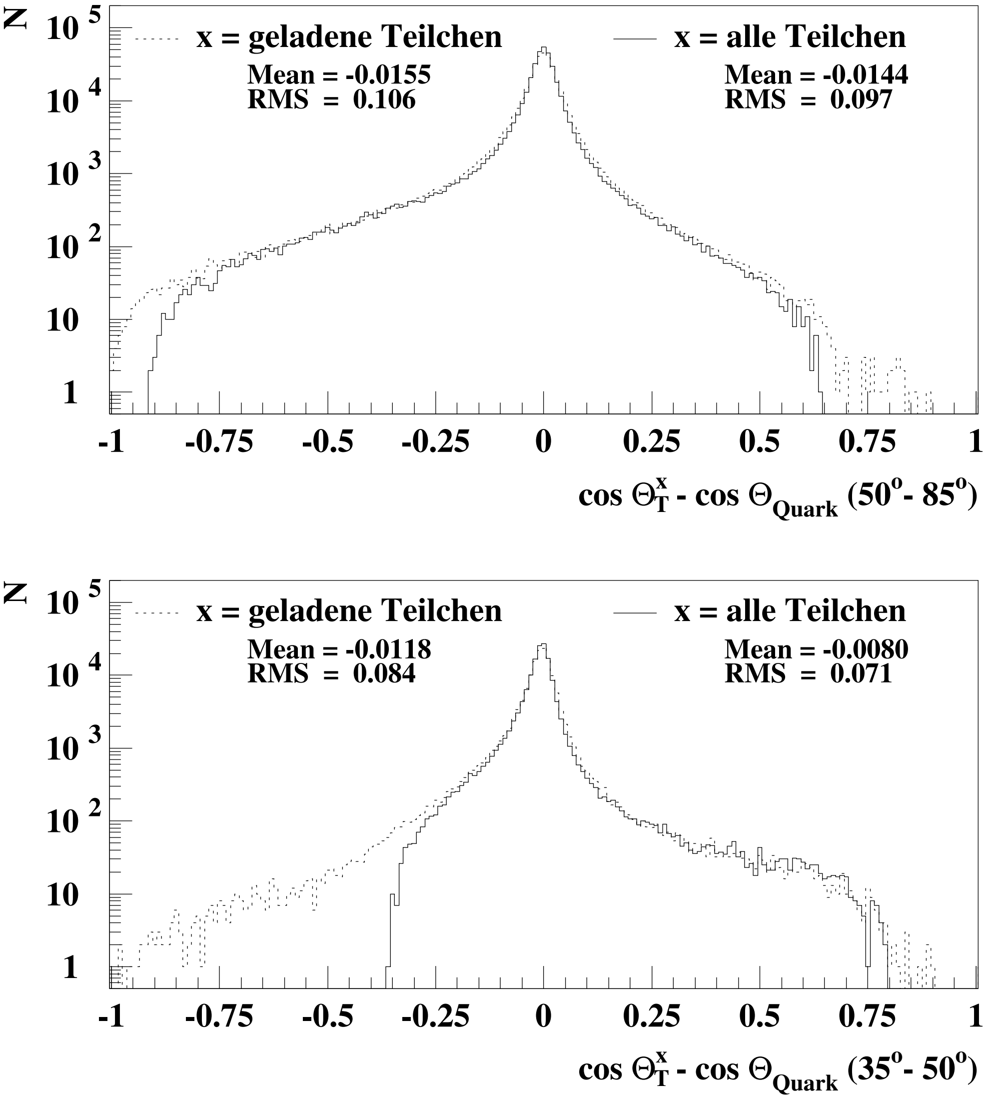


Abbildung 14: Die Differenz des Polarwinkels der Thrust- und der Quarkachse nach Ereignisselektion. Die Thrustachse wurde mit allen und nur mit geladenen Teilchen berechnet. Der Akzeptanzbereich ist in zwei Bereiche geteilt (oben : 50° - 85° ; unten 35° - 50°).

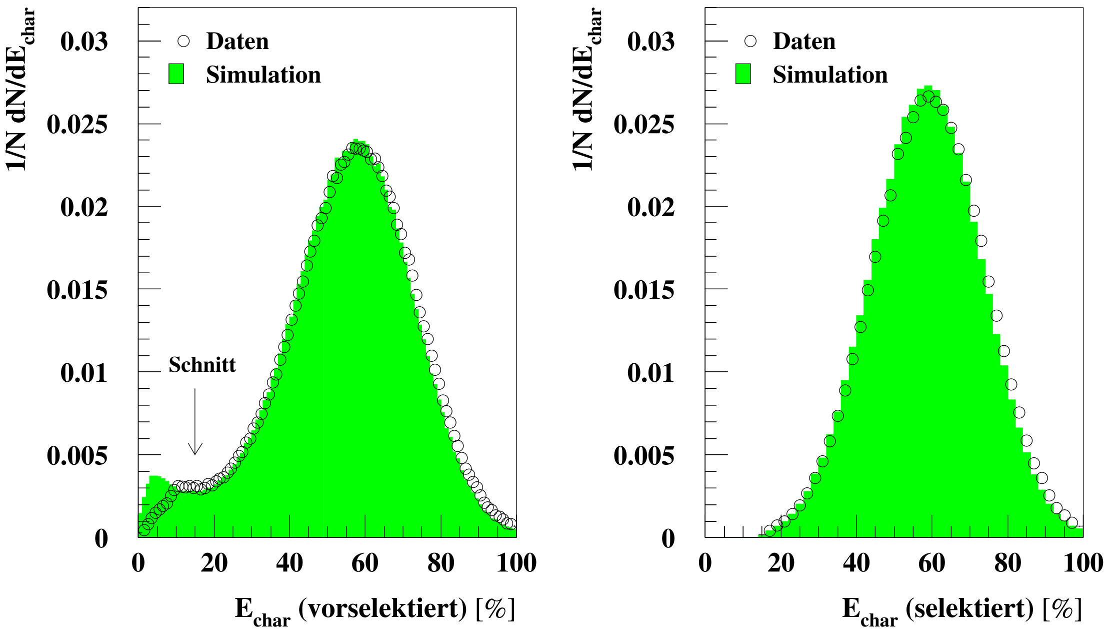


Abbildung 15: Die totale geladene Energie (E_{char}) in Prozent der Schwerpunktenergie; vor und nach der Ereignisselektion.

Daten und Simulation sind in zufriedenstellender Übereinstimmung. Als Beispiel sind in Abb.15 die Verteilungen der totalen geladenen Energie und in Abb.16 die der totalen geladenen Multiplizität jeweils für Daten und Simulation des Jahres 1994 gezeigt. Die Daten sind innerhalb des SHORT-DST's schon als hadronische Z^0-Zerfälle mit losen Kriterien vorselektiert, so daß gerade der Anteil an leptonischen Untergrundereignissen schon stark reduziert ist.

Der Akzeptanzbereich der Ereignisse wurde im Polarwinkel der Thrustachse, sowohl im Vorwärts-Rückwärts-, als auch im Zentralbereich um 90° eingeschränkt. Geht man zu kleinen Polarwinkeln, so sinkt hauptsächlich die Fähigkeit der b-Quark Erkennung, da der VD geometrisch zu kleinen Polarwinkeln begrenzt ist. Teilchen durchqueren alle drei Lagen des VD in einen Bereich von 44° bis 136°.

Gleichzeitig wird die Ladungsmessung durch Detektoreffekte gestört und die Auflösung der Impulsmessung wird schlechter, da das Magnetfeld in z-Richtung liegt. Doch gerade der Vorwärts/Rückwärts-Bereich hat ein hohes Gewicht bei einer Asymmetriemessung, so daß Ereignisse bis 35°, wenn auch mit etwas geringerer Qualität, verwendet werden.

Im Zentralbereich sorgt hauptsächlich die mittlere TPC-Platte für Fehler in der Impuls- oder Ladungsbestimmung. Diese Ereignisse tragen jedoch kaum zur Asymmetriemessung bei, und können deswegen bis hin zu 85° von der Analyse ausgeschlossen werden.

Die Anzahl der selektierten Ereignisse mit zugehörigen mittlerern Schwerpunktsenergien gibt Tab.8 für jedes Jahr der Datennahme an.

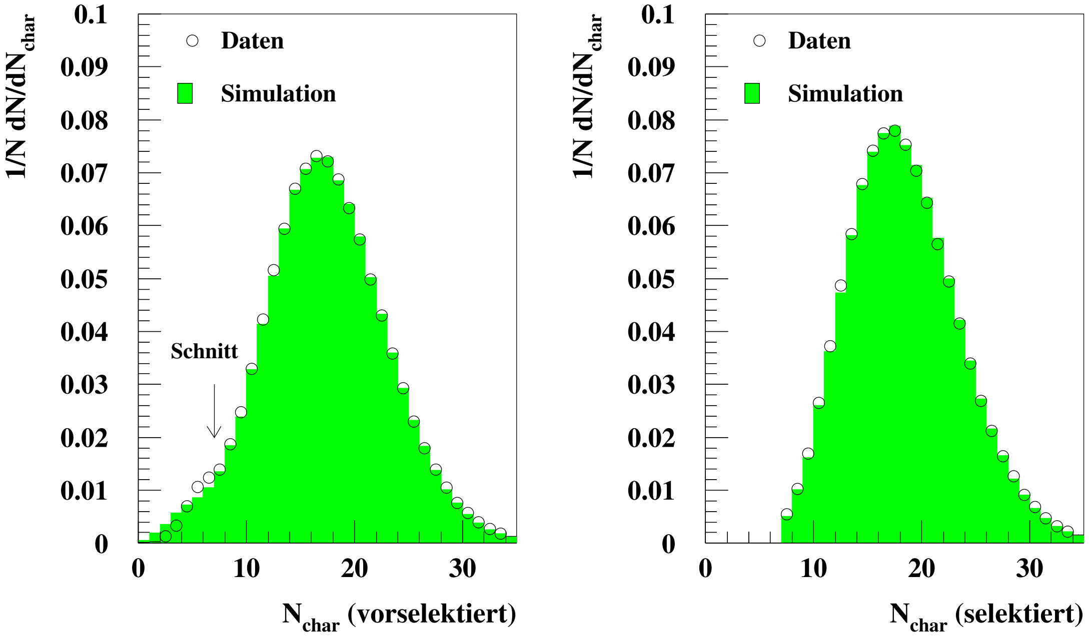


Abbildung 16: Die totale geladene Multiplizität (N_{char}), vor und nach der Ereignisselektion.

Jahr	Ereigniszahl	$\sqrt{s}$ [GeV]
92	505380	91.28
93	65620	89.43
	346739	91.22
	96528	93.01
94	986579	91.20
95	60052	89.44
	321947	91.29
	98815	92.90
$\sum$ *peak -2* Daten	125672	89.43
$\sum$ *peak* Daten	2160645	91.23
$\sum$ *peak +2* Daten	195343	92.95

Tabelle 8: Anzahl der selektierten Ereignisse mit zugehöriger Schwerpunktsenergie pro Datennahmejahr. Die Anzahl aller Daten, die auf dem Z^0-Peak, sowie unter- und oberhalb aufgezeichent wurden, sind ebenfalls gegeben.

5. Die Anreicherung von b-Quark Ereignissen

Zur Messung einer b-Asymmetrie müssen Ereignisse, bei denen das Z^0 in ein $b\bar{b}$-Paar zerfallen ist, aus dem hadronischen Datensatz herausgefiltert werden. Generell lassen sich Ereignisse mit schweren Quarks aufgrund der Topologie besser selektieren als leichte Quarks. Im Allgemeinen finden drei verschiedene Verfahren Anwendung:

1. Impaktparameter-Methode.
2. Bestimmung sekundärer Vertizes.
3. Semileptonische Zerfälle.

Letzteres reichert schwere Quarks an, da die zugehöhrigen B- und C-Hadronen in ca. 22 % semileptonisch zerfallen, wobei das τ hier nicht berücksichtigt wird. Zusätzlich profitiert die Methode davon, daß gerade Myonen ein klares Signal im Detektor hinterlassen und Elektronen ebenfalls mit hinreichender Effizienz detektiert werden können. Wird nun das Impuls- und Transversalimpulsspektrum der gefundenen Leptonen studiert, können schwere Quarks recht gut von leichten Quarks unterschieden werden. Die Trennung von c- und b-Quarks ist jedoch nicht so offensichtlich. Statistisch leidet dieser Ansatz unter den doch geringen semileptonischen Verzweigungsverhältnissen und den Identifikationseffizienzen von Leptonen. Systematische Fehler treten durch Unsicherheiten in den semileptonischen Verzweigungverhältnissen sowie den Impulsspektren auf. Die Identifizierung des Quarks bzw. Antiquarks über die Ladung des identifizirten Leptons, wird durch den Kaskadenzerfall ($b \to c \to l$) und das B^0-$\bar{B}^0$-Mixing erschwert.

Durch den Einsatz von Vertexdetektoren, die auf der „microstrip“- Technik basieren, konnte die durchaus konkurrenzfähige Impaktparameter-Methode entwickelt werden. Erst die hohe Ortsauflösung dieser Bauteile ermöglicht die Rekonstruktion sekundärer Vertizes. Vorteil dieser Ansätze ist die größere Datenmenge, die den Analysen zur Verfügung steht. Wie im Folgenden noch gezeigt wird, kann ein hochreiner Datensatz an b-Quark Ereignissen selektiert werden. In Abb.17 ist ein Beispiel für ein rekonstruiertes b-Ereignis des Jahres 1994 gegeben. Es wird nur der kleine Ausschnitt des VD gezeigt.

Es hat sich gezeigt, daß eine Kombination der beiden ersten Verfahren weitere Verbesserungen bringt. Die sogenannte „Erweiterte Impaktparameter-Methode“ [62, 63, 64] findet bei der hier vorgestellten Asymmetriemessung Anwendung.

5.1 Erweiterte Impaktparameter-Methode

Zur Erkennung von schweren Quarks wird die Tatsache ausgenutzt, daß die zugehörigen Hardonen ebenfalls schwer sind und im b-Quark Fall eine hohe Lebensdauer von $\sim 1.55\,\mathrm{ps}$ besitzen. In Z^0-Zerfällen werden sie mit hohem Impuls erzeugt. Dies führt dazu, daß die Zerfallsprodukte des B-Hadrons große Impaktparameter, bezogen auf den primären Vertex, besitzen. Der B-Zerfallsvertex zeichnet sich durch eine vergleichsweise hohe Multiplizität aus. Ein Ereignis mit b-Signatur besitzt einen sogenannten „b-tag“ und das Verfahren, b-Quark Ereignisse auszuwählen oder anzureichern, wird auch als „b-tagging“ bezeichnet.

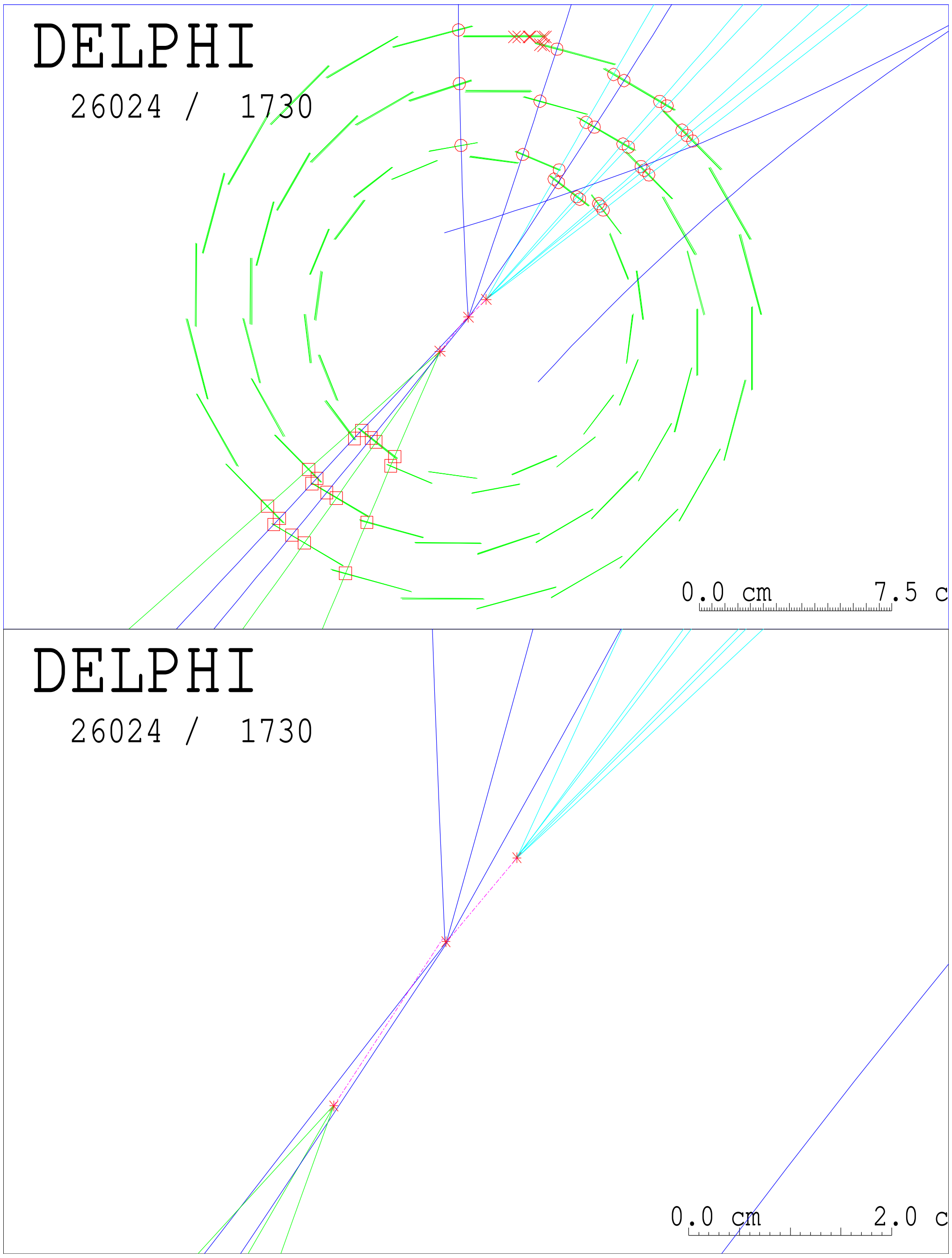


Abbildung 17: Rekonstruiertes b-Ereignis des Jahres 1994. Es ist nur der Ausschnitt des VD gezeigt. In der Vergrößerung lassen sich deutlich der primäre Vertex und zwei sekundäre Vertizes, die Zerfallsorte der B-Hadronen, erkennen. Die Teilchenspuren, die zum primären Vertex gehören sind durch durchgezogene Linien gekennzeichnet.

5.1.1 Die Definition des Impaktparameters

Als Impaktparameter ($\Rightarrow \delta$) wird der minimale Abstand einer Teilchenspur zum primären Wechselwirkungspunkt ($\Rightarrow$ Vertex) bezeichnet. Seine Definition ist in Abb.18 skizziert. Die genaue Bestimmung von δ ist ein zentraler Punkt der b-tagging Methode.

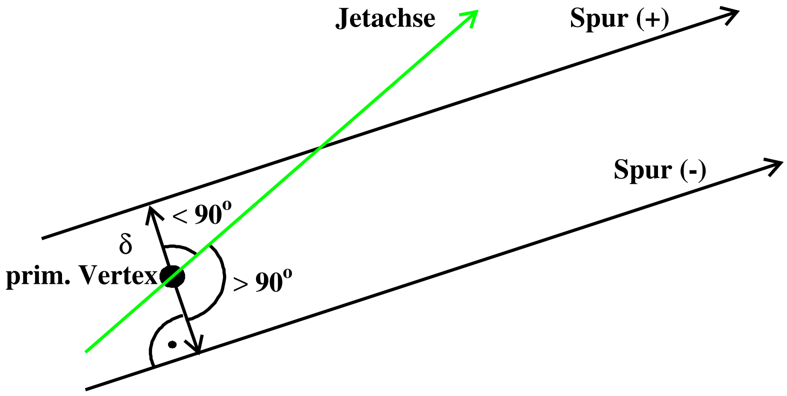


Abbildung 18: Die Definition des Impaktparameters δ.

Der Vertexdetektor wurde zwischen den Jahren 1993 und 1994 stark modifiziert (siehe Kap.3.2.1). Da seit 1994 die z-Koordinate als Messung hinzugekommen ist, hat sich daraufhin auch die Berechnung des Impaktparameters geändert. Vor 1994, als nur eine zweidimensionale VD-Messung vorhanden war, wurde der Impaktparameter in der $r\phi$-Ebene bestimmt. Danach wurde die getrennte Berechnung des Impaktparameters in z-Richtung zusammen mit der schon vorhandenen $r\phi$-Messung verwendet.

Dieser Abstandsbestimmung (δ) wird ein positives Vorzeichen gegeben, wenn die Spur die Jetachse in positiver Jetrichtung kreuzt. D.h. der Vektor der Jetrichtung und der Vektor vom Vertex zum Punkt des nächsten Abstandes schließen einen Winkel kleiner als 90° ein (Spur(+) in Abb.18). Im anderen Fall (Spur(-) in Abb.18) ist der Impaktparameter negativ. Vor 1994 wurde das Vorzeichen ausschließlich in der $r\phi$-Ebene bestimmt, während es nachher im dreidimensionalen Raum festgelegt wurde.

Diese Definition führt dazu, daß Zerfallsprodukte eines B-Hadrons positive Impaktparameter erhalten. Unsicherheiten in der Spurrekonstruktion führen zu Impaktparameter, die ebenfalls von Null verschieden sind. Sie sind allerdings auf positive und negative Vorzeichen gleichmäßig verteilt und hängen vorwiegend von der Detektorauflösung ab. Die Information von Spuren mit positivem Impaktparameter ist demnach für ein b-tagging hoher Qualität hervorragend geeignet.

In Abb.19 a) ist für 1994 die Impaktparameter-Messung in $r\phi$ im Vergleich Daten und Simulation gezeigt [65]. Der Überschuß bei hohen, positiven Impaktparametern ist klar zu sehen. Ganz deutlich ist die gute Übereinstimmung zwischen Daten (RD) und

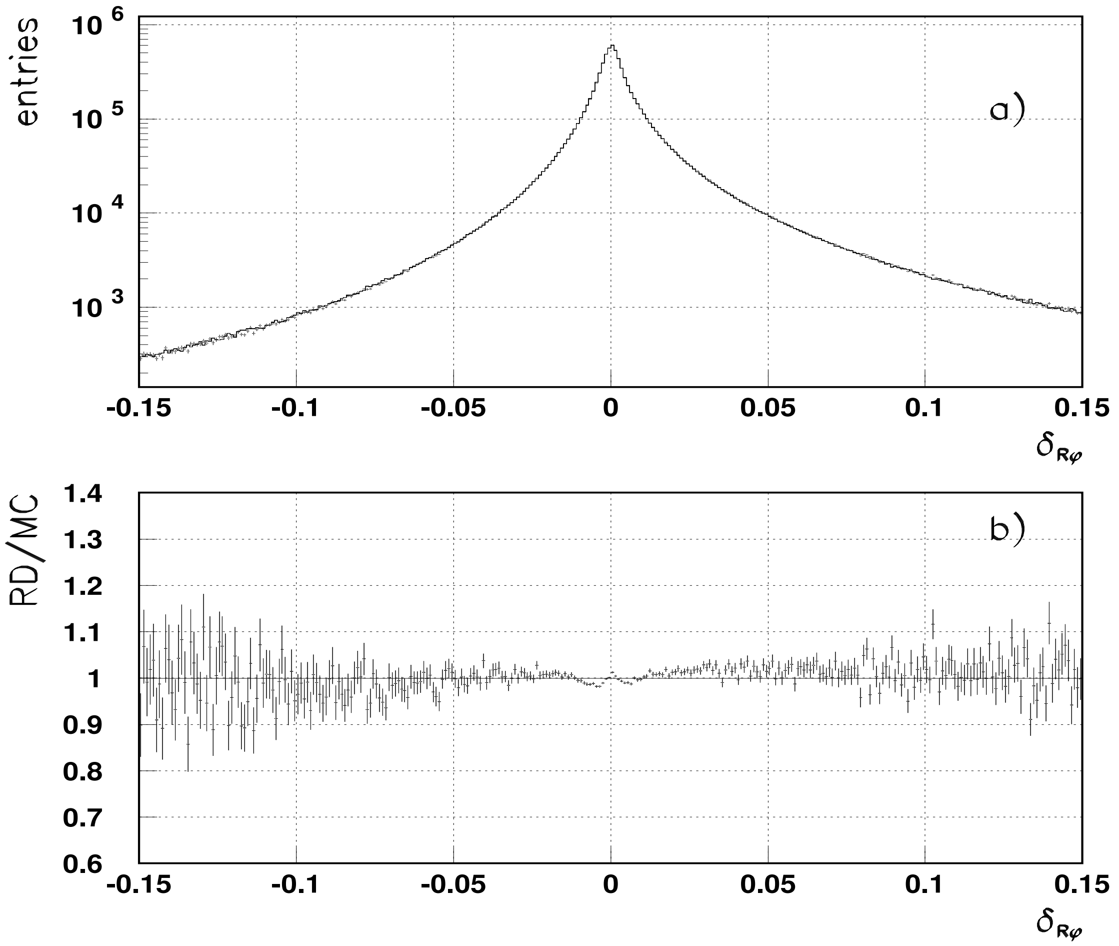


Abbildung 19: a) : Die Messung des Impaktparameters in $r\phi$ im Vergleich Daten und Simulation für das Jahr 1994. b) : Der Quotient beider Verteilungen (RD: Daten , MC : simulierte Ereignisse).

Simulation (MC) in Abb.19 b) zu erkennen. Diese kann erst nach Korrekturen, die im Weiteren erläutert werden, erzielt werden. In dem unteren Bildabschnitt ist der Quotient beider Verteilungen gezeigt.

In Abb.20 sind die analogen Verteilungen für die Impaktparameter in z gezeigt. Sie belegen ebenfalls, wie gut die Simulation an die Daten angepaßt wurde [65].

5.1.2 Die Bestimmung des primären Vertex

Die korrekte Impaktparameter-Bestimmung hängt stark von dem richtig ermittelten primären Vertex ab. Dieser konnte vor 1994 nur in zwei Dimensionen, der $r\phi$-Ebene, ermittelt werden. Nach Erweiterung des VD war eine verbesserte, dreidimensionale Messung möglich. Der Beamspot ist mit $\sigma_x \simeq 100\,\mu$m und $\sigma_y \simeq 10\,\mu$m recht klein. Dadurch,

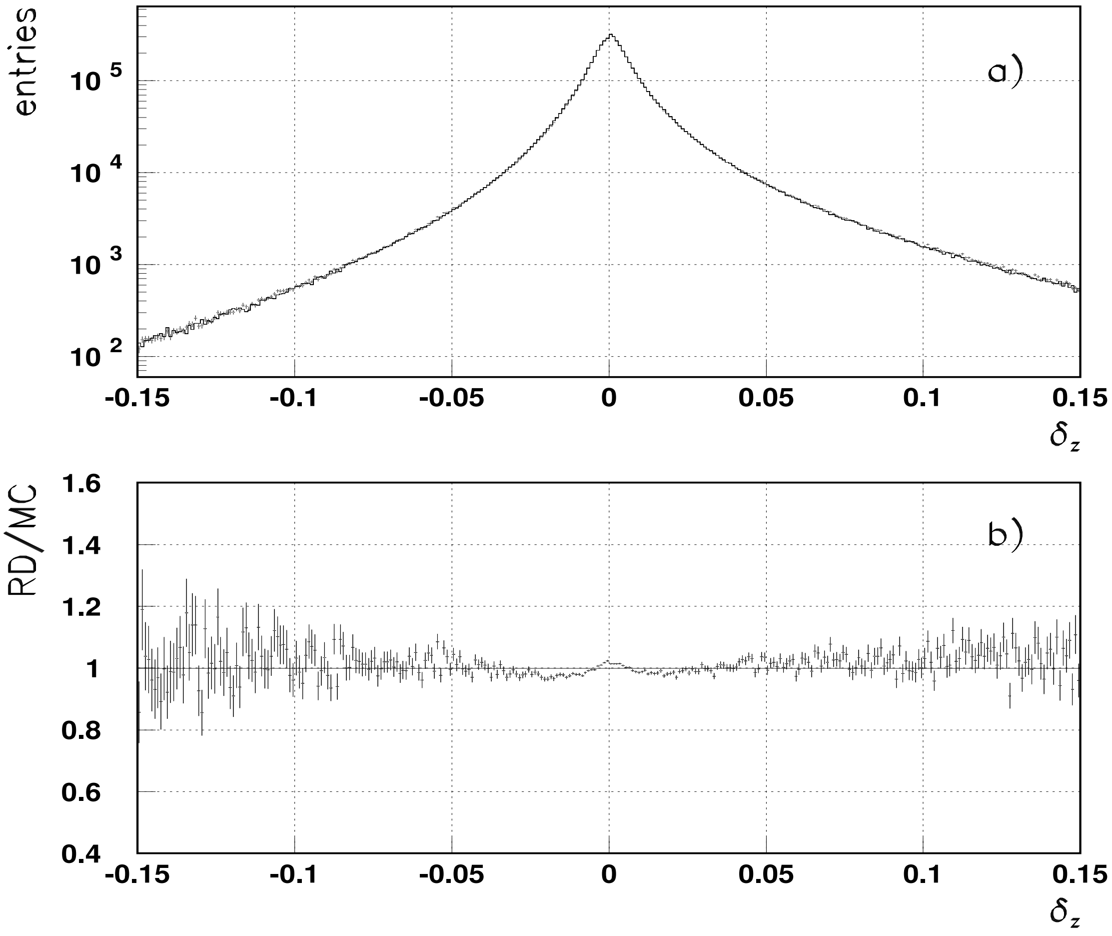


Abbildung 20: a) : Die Messung des Impaktparameters in z im Vergleich Daten und Simulation für das Jahr 1994. b) : Der Quotient beider Verteilungen (RD: Daten , MC : simulierte Ereignisse).

daß er bei der Vertexbestimmung mit hinzugenommen wird, konnte diese an Genauigkeit gewinnen. Der verwendete Algorithmus gibt einen primären Vertex für jedes hadronische Ereignis an.

Zur Bestimmung des primären Vertex werden nur Teilchenspuren mit guter Qualität verwendet. Spuren mit fehlassoziierten Treffern im VD, Spuren von sekundären Zerfällen langlebiger Teilchen und Spuren nach Wechselwirkung mit Detektormaterial können zu Fehlmessungen bei der Rekonstruktion des primären Vertex führen.

Um solche Spuren zu unterdrücken, werden Anforderungen an die Qualität der VD-Messungen gestellt. Es ist dabei zu berücksichtigen, daß die z-Messung, falls vorhanden, von schlechterer Qualität ist als die $r\phi$-Messung, da sie nur in zwei von drei Lagen zugänglich ist.

- Messungen des Impaktparameters, sowohl in $r\phi$ als auch in z, von größer als 0.2 cm werden verworfen.

- Der minimale Abstand der Spur zum zugehörigen Jet im Raum ($\Rightarrow D_j$) wird zusammen mit seinem Fehler ($\Rightarrow \sigma_{D_j}$) bestimmt. Ist D_j/σ_{D_j} größer als 2.5 wird die z-Messung nicht mitberücksichtigt. Ist D_j/σ_{D_j} größer als 10 wird sowohl die z- als auch die $r\phi$-Messung verworfen.

Wurde die z-Messung nicht mitberücksichtigt, so wird das Vorzeichen des Impaktparameters nur in der $r\phi$-Ebene bestimmt.

Der primäre Vertex wird nun in einem iterativen Verfahren, das alleine selektierte Spuren verwendet, bestimmt. Über die Zugehörigkeit zum primären Vertex entscheidet ein χ^2-Kriterium. Ist dieses nicht erfüllt, werden die zugehörigen Spuren von der weiteren Bestimmung des primären Vertex ausgeschlossen. In 1% aller Fälle werden alle Spuren verworfen und der Beamspot wird dem primären Vertex gleichgesetzt. Der primäre Vertex und seine Genauigkeit wird nun durch Minimieren einer χ^2-Funktion bestimmt, in der die Spurparameter und Impaktparameter der ausgewählten Teilchen, sowie die Beamspot-Position berücksichtigt werden.

Das Verfahren zur Bestimmung des Vertex besitzt allerdings unumgehbare intrinsische Schwierigkeiten. Für leichte Quarks (uds) liefert der Algorithmus sehr zufriedenstellende Ergebnisse mit vernünftigen Fehlern, da diese Ereignisse meist keinen sekundären Vertex besitzen.

Jedoch gerade für b-Ereignisse, mit klarer Signatur eines sekundären Vertex, wird die Bestimmung des primären Vertex ungenau. Einerseits ist für diese Ereignisse die Teilchenmultiplizität am primären Vertex gering, andererseits führen Spuren, die aus sekundären Zerfällen stammen, aber fälschlicherweise zum primären Vertex zugeordnet werden, zu Verzerrungen. Diese Schwierigkeiten werden bei der Fehlerangabe des primären Vertex hinreichend berücksichtigt.

5.1.3 Das Bilden einer Wahrscheinlichkeitsgröße

Hat man nun den primären Vertex und die Impaktparameter der einzelnen Teilchenspuren eines Ereignisses bestimmt, ist es von Vorteil eine Wahrscheinlichkeitsgröße zu definieren, die dann als b-tag Variable verwendet werden kann. Dazu werden pro Ereignis alle Informationen über die Impaktparameter miteinbezogen. Bei dem verwendeten Verfahren erhält man eine kontinuierliche Größe, die es erlaubt einen optimalen Arbeitspunkt für unterschiedliche Analysen zu wählen.

Zuerst wird die Signifikanz einer Spur als Quotient von Impaktparameter, gemessen in $r\phi$ bzw. z, und zugehörigem Fehler gebildet:

$$S^{r\phi(z)} = \frac{\delta^{r\phi(z)}}{\sigma_{\delta^{r\phi(z)}}}. \tag{1}$$

Das Vorzeichen für S wird vom Impaktparameter übernommen. Die Verteilung der negativen Signifikanzen sollte im Idealfall eine Gaußkurve sein. Sie besitzt jedoch lange, nicht gaußartige Ausläufer, die von Fehlmessungen der Spuren und teilweise auch von sekundären Zerfällen und Wechselwirkungen mit Detektormaterial stammen. Während der gaußartige Teil gut verstanden ist und aus den Daten selber bestimmt werden kann, hängt der Verlauf der Ausläufer stark von den Selektionskriterien ab und ist nicht so gut unter Kontrolle.

In Abb.21 a) ist für 1994 die gemessene Signifikanz in $r\phi$ im Vergleich Daten und Simulation gezeigt [65]. Es sind nur die Teilchenspuren mit negativem Impaktparameter einbezogen worden. In der logarithmischen Darstellung können die Ausläufer besser sichtbar gemacht werden. Nach Korrekturen, die im Folgenden noch beschrieben werden, wird eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation erzielt. Diese kann im unteren Bildabschnitt Abb.21 a), wo der Quotient beider Verteilungen aufgetragen ist, besser gesehen werden.

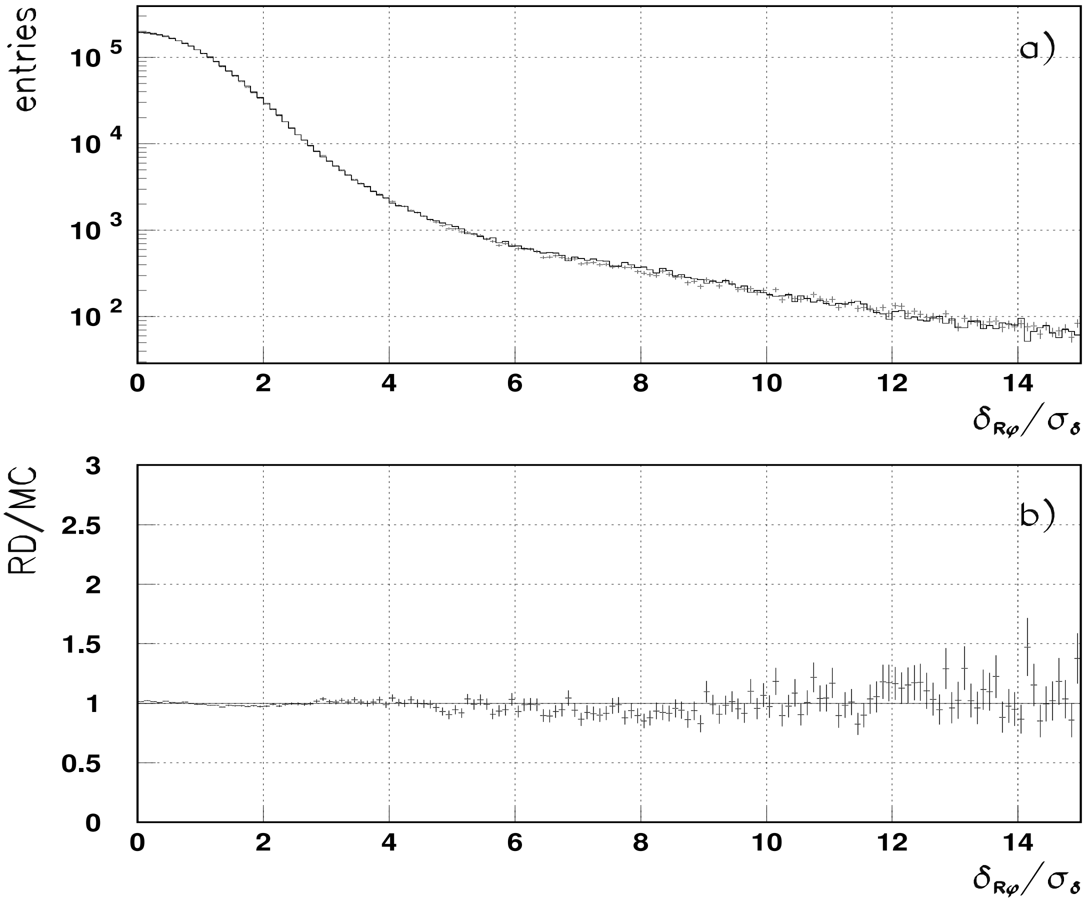


Abbildung 21: a) : Die Messung der Signifikanz in $r\phi$ im Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 nach Korrekturen. b) : Der Quotient beider Verteilungen (RD: Daten , MC : simulierte Ereignisse).

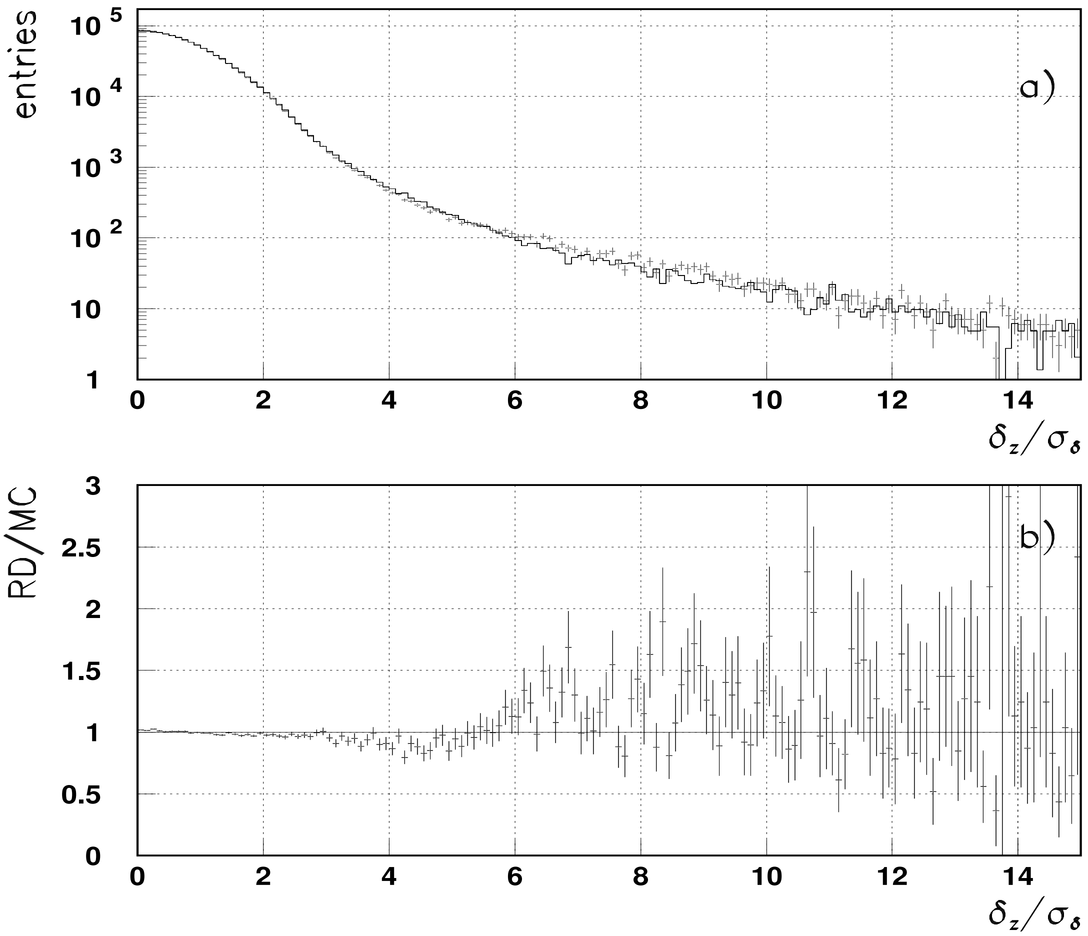


Abbildung 22: a) : Die Messung der Signifikanz in z im Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 nach Korrekturen. b) : Der Quotient beider Verteilungen (RD: Daten , MC : simulierte Ereignisse) [65].

In Abb.22 sind die analogen Verteilungen für die Signifikanzmessung in z gezeigt [65]. In der Quotienten-Darstellung (Abb.22 b)) sind die Abweichungen zwischen Daten und simulierten Ereignissen deutlicher zu erkennen, was darauf zurückzuführen ist, daß die z-Messung des VD nur in zwei Lagen möglich und damit nicht so genau, wie die $r\phi$-Messung, ist.

Zur Bildung der Wahrscheinlichkeitsgröße pro Ereignis werden alle Messungen, die auch in die Bestimmung des primären Vertex eingegangen sind, verwendet. Diese Selektion reduziert Teilchenspuren von sekundären K^0- oder Λ-Zerfällen, hat jedoch nur geringen Einfluß auf Zerfälle von B-Hadronen.

Nun wird eine Spurwahrscheinlichkeitsfunktion $P(S_0)$ gebildet. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß eine Teilchenspur aus dem primären Vertex eine absolute Signifikanz größer oder gleich S_0 besitzt. Da $P(S_0)$ die Detektorauflösung einbeziehen muß, werden zu ihrer Bildung nur negative Signifikanzen herangezogen (siehe Gl.2). Für positive Signifikanzen wird $P(S_0)$ ebenfalls definiert, wobei jedoch angenommen wird, daß sich positive analog zu negativen verhalten.

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S \leq S_0} f(S) dS & ; \; S_0 \leq 0 \\ \\ P(-S_0) & ; \; S_0 > 0 \end{cases} \tag{2}$$

$f(S)$ ist die Funktion der Wahrscheinlichkeitsdichte der Signifikanzverteilung und wird auch Auflösefunktion genannt. Da sie die Detektorauflösung wiedergeben soll, wird sie mithilfe eines Datensatzes bestimmt, der einen um den Faktor 3 reduzierten B-Hadron Anteil besitzt. Zur Bestimmung von $f(S)$ werden ausschließlich Spuren mit negativen Impaktparametern verwendet. Dadurch wird der Einfluß langlebiger Teilchen stark reduziert.

Durch die Konstruktion zeigt die Verteilung von $P(S_0)$ für Spuren mit positiven Impaktparametern eine deutliche Erhöhung bei kleinen Werten. Mithilfe von $P(S_0)$ kann die Wahrscheinlichkeit für jede Spur gemäß ihrer Signifikanz berechnet werden. Jetzt kann eine N-Spurwahrscheinlichkeit für jede Gruppe von N Teilchen gebildet werden. Es ist also möglich, eine Ereignis-, Hemisphären- oder Jetwahrscheinlichkeit (siehe Abb.24 a) zu berechnen. Dabei werden alle selektierten $r\phi$- und z-Messungen getrennt in der Signifikanzbestimmung und der Produktbildung berücksichtigt:

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N_{r\phi}+N_z-1} (-ln\Pi)^j/j! \quad , \quad \text{mit} \quad \Pi = \prod_{i=1}^{N_{r\phi}} P_{r\phi}(S_i^{r\phi}) \cdot \prod_{i=1}^{N_z} P_z(S_i^z) \, . \tag{3}$$

P_N gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß alle N Teilchen aus dem primären Vertex stammen. Es kann weiterhin bewiesen werden, daß es sich in der Tat um eine Wahrscheinlichkeit im mathematischen Sinne handelt. Für die Jahre vor 1994 muß obige Formel leicht modifiziert werden, so daß der Fall von komplett fehlenden z-Messungen berücksichtigt wird. Das Produkt Π wird dann aus den $r\phi$-Messungen alleine gebildet und die Summe läuft von 0 bis $N_{r\phi} - 1$.

Die Verteilung der N-Spurwahrscheinlichkeit sollte für eine Gruppe von N Teilchen, die aus dem primären Vertex kommen, flach sein, vorausgesetzt, daß die Signifikanzen der Teilchen unkorrelliert sind, was im Allgemeinen der Fall ist. Gehören Teilchen, die aus einem sekundären Vertex kommen, zu der Gruppe der N Teilchen, kommt es zu einer deutlichen Erhöhung bei kleinen Werten von P_N.

Beschränkt man sich auf die N-Spurwahrscheinlichkeit von Teilchen, die nur positive Impaktparameter besitzen (P_N^+), sollte das Verhalten noch klarer sein, da die damit verknüpfte Lebensdauerinformation in den Vordergrund tritt. Die Ereigniswahrscheinlichkeit für positive Impaktparameter ist getrennt nach leichten, c- und b-Quarks in Abb.23 gezeigt. Folgerichtig zeigen Ereignisse mit b-Quark Inhalt eine ausgegeprägte Spitze bei kleinen P_E^+-Werten, c-Ereignisse eine deutliche Erhöhung und uds-Ereignisse einen kleinen Anstieg, der auf V_0-Zerfälle und Wechselwirkungen mit Detektormaterial zurückzuführen ist. Die so konstruierte Wahrscheinlichkeitsgröße wird in der reinen Impaktparameter-Methode zum b-tagging verwendet.

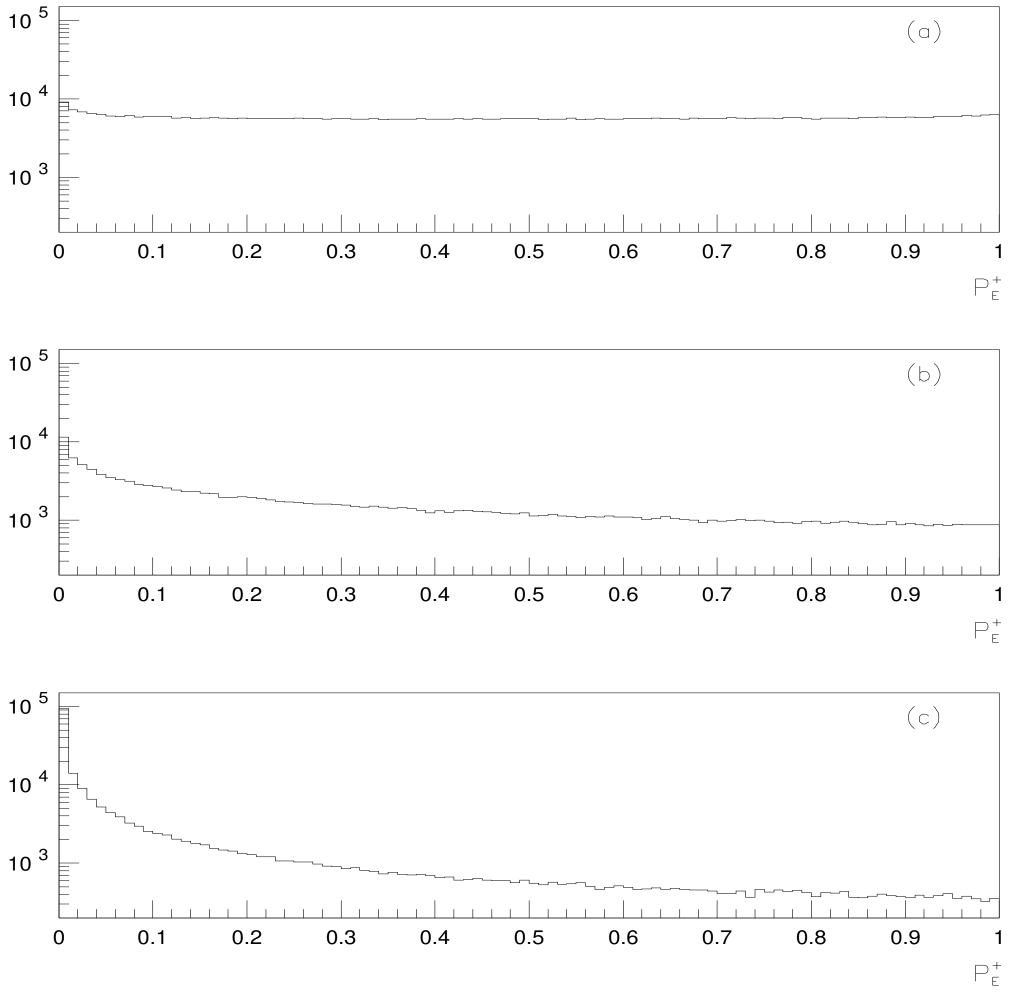


Abbildung 23: Die Ereigniswahrscheinlichkeit P_E^+ für positive Impaktparameter für das Jahr 1992 : a) : für leichte Quarks; b) : für c-Quarks c) : für b-Quarks .

Die Jetwahrscheinlichkeit (P_{jet}^+) ist eine der wichtigsten Eingabegrößen für die erweiterte Impaktparameter-Methode, die im nächsten Kapitel beschreiben wird.

Die N-Spurwahrscheinlichkeit für Teilchen mit negativem Impaktparameter (P_N^-) ermöglicht hingegen die Kontrolle des Detektoreinflusses und findet Verwendung bei systematischen Untersuchungen (siehe Kap.7.4). Sie wird auch zum Test der Analysemethode herangezogen.

5.1.4 Die Erweiterung der Impaktparameter-Methode

Es hat sich gezeigt, daß etwa in der Hälfte der b-Ereignisse ein sekundärer Vertex rekonstruiert werden kann. Addiert man topologische Größen dieses Zerfallsortes zu der

Impaktparameter-Information, läßt sich eine b-tag Variable, die im Folgenden mit $\Rightarrow \mathrm{b}_{\mathrm{tag}}$ bezeichnet wird, konstruieren. Sie findet bei der hier vorgestellten Analyse Anwendung. Im Vergleich mit der reinen Impaktparameter-Methode lassen sich höhere Effizienz bei gleicher Reinheit erzielen und die Trennung von c- und b- Ereignissen hat sich verbessert.

Die Suche nach dem sekundären Vertex findet pro Jet statt und ist dem Ausbauzustand des VD angepaßt. Für den dreidimensionalen VD können wenigstens 2 Teilchenspuren mit Messungen in $r\phi$ und rz einen Kandidaten für einen sekundären Vertex bilden. Im zweidimensionalen Fall werden 3 Spuren verlangt, die in 2 VD Lagen Signale hinterlassen haben. Diese Ausgangsspuren müssen mit einem gemeinsamen Vertex verträglich sein, wobei das χ^2 der Anpassung ≤ 4 sein muß. Iterativ werden weitere Teilchenspuren des selben Jets hinzugefügt, wenn das $\chi^2 \leq 5$ erfüllt.

Die gefundenen Kandidaten werden verworfen, wenn sie zu dicht am primären Vertex liegen, wobei der Fehler der sekundären Vertex Rekonstruktion miteinbezogen wird. Die Richtung des sekundären Vertex Kandidaten wird ermittelt. Weitere Spuren werden dazugenommen, wenn ihr räumlicher Abstand zur Richtung des sekundären Vertex gering genug ist. Dadurch werden Spuren von B-Hadron Zerfällen mit 2 separierten Vertizes wieder gewonnen, die sonst aufgrund des Auswahlverfahrens verloren gegangen wären. Beim Kaskadenzerfall (b→c→X) kann der B- und C-Zerfallsort weit entfernt sein, jedoch bleibt die Richtung der C-Zerfallsprodukte räumlich nahe an der Richtung orientiert, die das B-Hadrons vorgibt. Dieses Verfahren findet nur beim dreidimansionalen VD Anwendung. Liegen zwei sekundäre Vertex Kandidaten näher als 20 mrad zusammen, werden sie kombiniert.

Aus den gruppierten, selektierten Teilchenspuren wird nun der endgültige sekundäre Vertex bestimmt. Dazu berechnet man die Flugrichtung des zugrundeliegenden B-Hadrons über die Impulssumme der zum sekundären Vertex gehörenden geladenen Teilchenspuren. Über ein Rapiditätskriterium werden weitere geladene oder neutrale Teilchen hinzuaddiert. Ist der gesamte Impuls und Vertex des B-Hadrons bestimmt, wird der Impaktparameter zum primären Vertex ermittelt. Für den VD (seit 1994) geschieht dies in drei Dimensionen und bis 1993 in der $r\phi$-Ebene. Der Impaktparameter des Vertex Kandidaten geteilt durch seinen Fehler muß kleiner als 4.4 sein. Die N-Spurwahrscheinlichkeit P^+_{Vertex}, die alle zum Vertex Kandidaten zugeordneten geladenen Spuren mitberücksichtigt, wird berechnet. Sie muß verträglich mit einer sekundären Vertex-Signatur sein, d.h. $P^+_{Vertex} \leq 0.01$.

Alle verbleibenden Kandidaten sind rekonstruierte, sekundäre Vertizes. Vier topologische Variablen werden anschließend zu einer Wahrscheinlichkeitsgröße kombiniert:

P_j^+ : die P_{jet}^+ Variable der reinen Impaktparameter-Methode.

M_S : effektive Masse der Teilchen, die zum rekonstruierten sekundären Vertex gehören.

R_S^{tr} : Rapidität der Teilchen des rekonstruierten sekundären Vertex bezogen auf die Jetrichtung.

X_S^{ch} : Energieanteil des Jets, der von den geladenen Teilchen, die zum rekonstruierten sekundären Vertex gehören, gebildet wird.

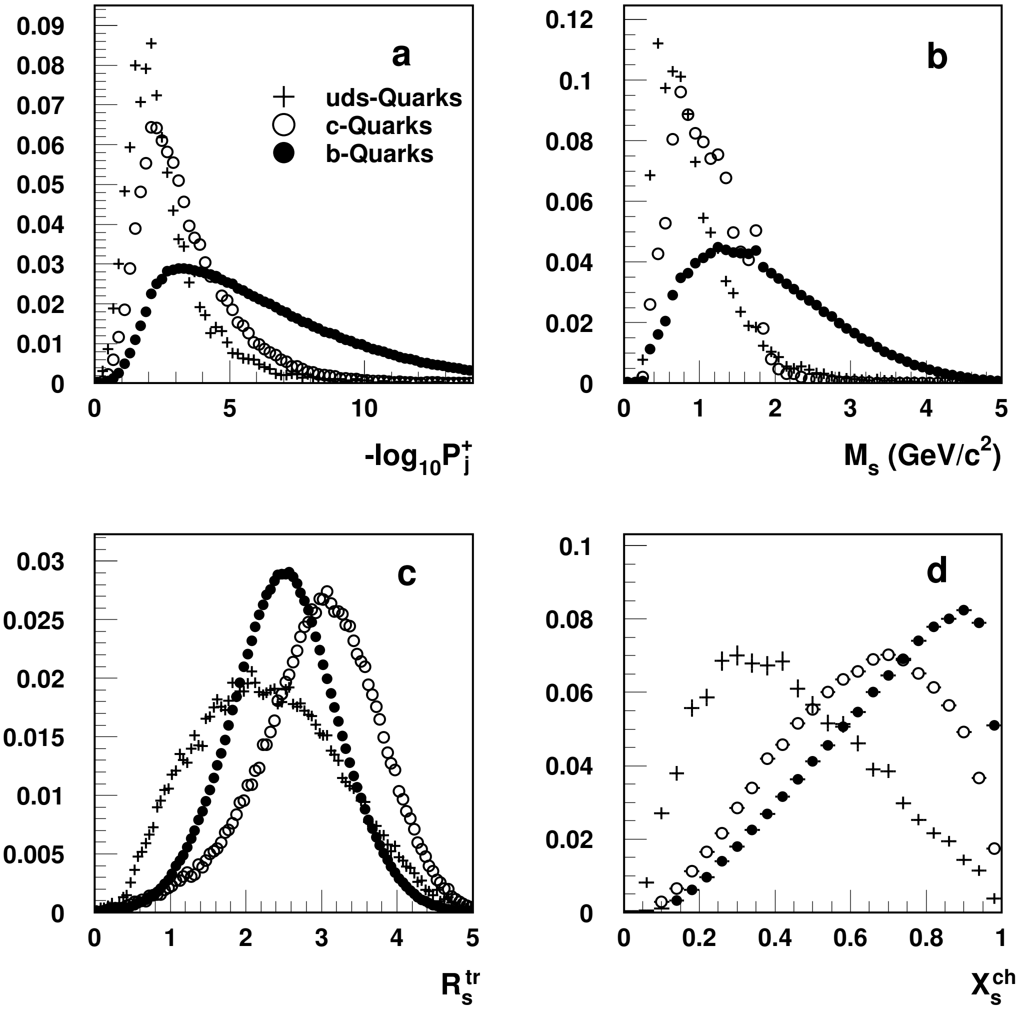


Abbildung 24: Die vier Eingabegrößen, die zur Bildung der $\mathrm{b_{tag}}$-Variable in der erweiterten Impaktparameter-Methode verwendet werden. a) P_j^+, b) M_S, c) R_S^{tr}, d) X_S^{ch}.

Diese Größen sind getrennt nach leichten, c- oder b-Quarks in Abb.24 gezeigt. Man erkennt, die Unterschiede der verschiedenen Verteilungen, die letztendlich zur Trennung der Quarkflavour beitragen.

Die Kombination erfolgt über folgende Gleichung:

$$y = n_\mathrm{c} \cdot \prod_{i=1} \frac{f_i^\mathrm{c}(x_i)}{f_i^\mathrm{b}(x_i)} + n_\mathrm{q} \cdot \prod_{i=1} \frac{f_i^\mathrm{q}(x_i)}{f_i^\mathrm{b}(x_i)} = n_\mathrm{c} \cdot \prod_{i=1} y_i^\mathrm{c} + n_\mathrm{q} \cdot \prod_{i=1} y_i^\mathrm{q}\,, \tag{4}$$

wobei n_c und n_q (mit q = uds) die normierten Anzahlen der Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex in uds- oder c-Ereignissen sind. Es gilt also $n_\mathrm{c} + n_\mathrm{q} = 1$. $f_i^\mathrm{q}(x_i)$, $f_i^\mathrm{c}(x_i)$ und $f_i^\mathrm{b}(x_i)$ sind die Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktionen für jede der vier topologischen Variablen x, die oben beschrieben wurden, getrennt nach uds-, c- oder b-Quark Jet. Alle Größen werden mithilfe von simulierten Ereignissen bestimmt.

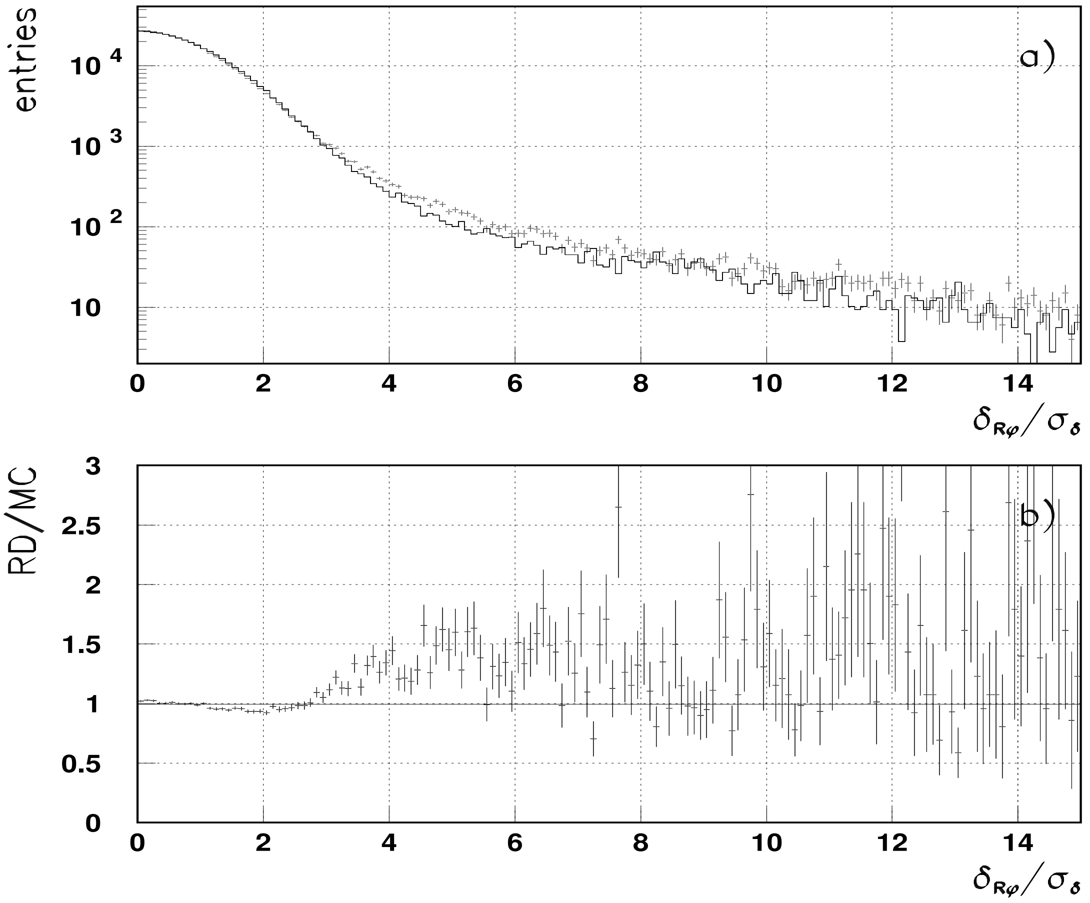


Abbildung 25: a) : Die Messung der Signifikanz in $r\phi$ im Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 vor Korrekturen. b) : Der Quotient beider Verteilungen (RD: Daten , MC : simulierte Ereignisse).

Die Variable y kann nun verwendet werden um zu entscheiden, ob einem Jet ein b-Quark zugrunde liegt oder nicht. Diese Jetwahrscheinlichkeit wird, analog zur reinen Impaktparameter-Methode, zu einer Wahrscheinlichkeit pro Ereignis ($\Rightarrow$ $\mathrm{b_{tag}}$) oder Hemisphäre kombiniert.

5.1.5 Die Auflösefunktion und das Feinanpassungsverfahren

Wie schon erwähnt, wird die Auflösefunktion $f(S)$ mit einem Datensatz berechnet, indem der Anteil an b-Ereignissen stark reduziert wurde [65]. Es hat sich allerdings gezeigt, daß $f(S)$ für Daten und simulierte Ereignisse unterschiedlich ist. Als Beispiel ist die Signifikanz-Verteilung in $r\phi$ für Teilchen mit negativem Impaktparameter im Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen für das Jahr 1994 in Abb.25 gezeigt. Es handelt sich um eine analoge Darstellung zu Abb.21, jedoch sind diesmal noch keine Korrekturen vorgenommen worden. Deutlich zu erkennen sind gerade die Unterschiede in den Ausläufern der Verteilung. Aber auch im gaußartigen Teil sind kleinere Diskrepanzen zu erkennen [1].

Diese Unterschiede führen dazu, daß in einem b-angereicherten Datensatz gerade der Anteil des Untergrunds von Ereignissen mit langlebigen Teilchen nicht zuverlässig genug bestimmt werden kann. Um diese Schwierigkeit zu beheben, wird die Auflösefunktion mit den Daten bestimmt und in einem Feinanpassungsverfahren in der Simulation angewandt.

Bei diesem Anpassungsverfahren werden zunächst Korrekturen der Impaktparameter-Fehler vorgenommen. Zusätzlich werden die Spurimpaktparameter der simulierten Ereignisse mittels einer Transformation etwas verschoben, um die Datenverteilung besser zu beschreiben. Es wird kein Monte Carlo Verfahren verwendet, um ungewollte Verzerrungen zu vermeiden. Da die Transformation für alle Teilchenspuren gilt, ob sie nun aus dem primären oder sekundären Vertex kommen, erwartet man von dieser Seite keine Beeinflussung.

Als Folge der Transformation ist die Varianz der Impaktparameter-Verteilung in simulierten und realen Ereignissen gleich. Inhomogenitäten der Datenverteilungen, die sich entweder in $r\phi$ oder rz zeigen, können so auf die simulierten Ereignisse übertragen werden. Vor 1994 konnten wegen des zweidimensionalen VD nur ϕ-Abhängigkeiten angepaßt werden. Die korrigierten Signifikanzverteilungen sind in Abb.19 und Abb.20 gezeigt.

Die Auflösefunktion kann durch Teilchen aus sekundären Zerfällen verzerrt sein. Dieser Beitrag kann nicht reduziert werden, er ist jedoch klein und hinreichend gut in der Simulation beschrieben. Weiterhin ist zu erwarten, daß dieser Untergrund keine Abhängigkeit von physikalischen Parametern wie der Produktion oder dem Zerfall schwerer Hadronen besitzt.

5.1.6 Das Erkennen und Anreichern von b-Quark Ereignissen

Durch Konstruktion der Ereigniswahrscheinlichkeit $\mathrm{b_{tag}}$ der erweiterten Impaktparameter-Methode stehen dem Benutzer verschiedene Möglichkeiten für entsprechende Analysen zur Verfügung. Gleiches gilt auch für die Hemisphären- oder Jetwahrscheinlichkeit. Hauptanwendung ist natürlich das b-tagging, also die Anreicherung von b-Quark Ereignissen. Dazu stehen zwei unterschiedliche Verfahren zur Auswahl:

- Integrale Methode:
  Als *Integral* wird die Variation des Selektionskriteriums bezeichnet, in der man immer größere Anforderungen an die $\mathrm{b_{tag}}$-Variable stellt, um höhere b-Reinheiten zu erzielen. Auf diese Weise werden korrelierte Datensätze erstellt, denn die Ereignisse, die mit einem großen Schnittwert ($\rightarrow \mathrm{b}^{S}_{\mathrm{tag}}$) selektiert werden, stellen eine Untermenge der bei niedrigerem Schnittwert selektierten Ereignisse dar.

- Differentielle Methode:
  Als *Differentiell* wird die Selektion bezeichnet, in der man Ereignisse sucht, die in einem vorgegebenen Intervall von $\mathrm{b_{tag}}$-Werten liegen. Überlappen die Intervalle nicht, erstellt man unkorrellierte Datensätze.

---

[1] Man beachte, daß diese unkorrigierten Größen nicht in die b-tag Variable einfliessen.

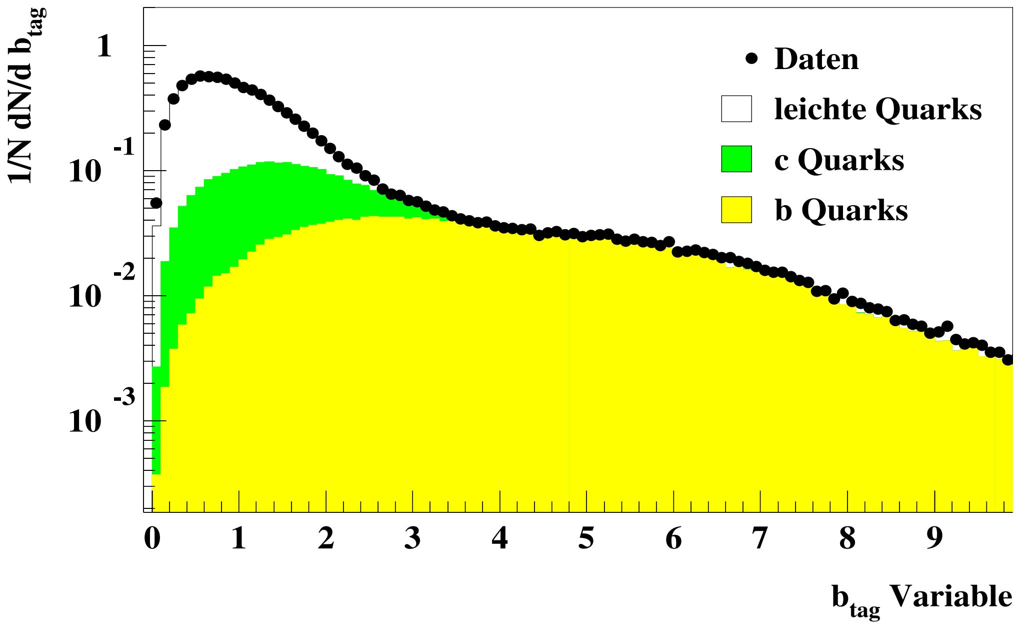


Abbildung 26: Die Anzahl normierter Ereignisse als Funktion der $\mathrm{b_{tag}}$-Variable der Ereigniswahrscheinlichkeit im Vergleich Daten und Simulation für 1994. Die Anteile an b-, c- und leichten Quarks wurden für simulierte Ereignisse getrennt eingezeichnet.

Mit beiden Methoden kann die Analyse in Abhängigkeit der b-Reinheit studiert werden. Bei der hier vorgestellten Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für b-Quarks hat sich die integrale Methode als vorteilhafter erwiesen. Die verwendete $\mathrm{b_{tag}}$-Variable ist getrennt nach b-, c- und leichte Quarks im Vergleich Daten und Simulation in Abb.26 für die Ereigniswahrscheinlichkeit gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, wie der b-Anteil mit zunehmendem Wert von $\mathrm{b^{S}_{tag}}$, also schärferem Selektionskriterium, steigt.

Erfolgreich läßt sich auch ein sogenannter Anti-b-tag anwenden. Mit einer entsprechenden Selektion kann der Anteil an b-Ereignissen auf etwa 6% reduziert werden. Ein solcher Datensatz wird für Untergrundstudien herangezogen, aber auch zur Bestimmung der Auflösefunktion ($f(S)$), wie vorher schon beschrieben. Als Untergrund werden leichte und c-Quark Ereignisse bezeichnet.

Für eine Datenmenge, die keine langlebigen Teilchen beinhaltet, ist die Verteilung der N-Spurwahrscheinlichkeiten aufgrund der Konstruktion flach. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist gerade nach der Feinanpassung ausreichend, um in einem b-angereicherten Datensatz den Anteil an leichten Quarks aus der Simulation selber zu bestimmen. Etwaige Unsicherheiten können durch einen Vergleich der Selektionseffizienzen, die einmal mit Daten und einmal mit Simulation berechnet werden, abgeschätzt werden. Die Selektion basiert dabei auf der N-Spurwahrscheinlichkeit, die mit negativen Signifikanzen berechnet wird. Die Abweichungen zwischen Daten und simulierten Ereignissen in der Verteilung dieser negativen Wahrscheinlichkeiten sind mit etwa 5 % erstaunlich gering.

Die Bestimmung des c-Untergrunds in einem b-angereicherten Datensatz ist hingegen viel schwieriger. C- wie auch B-Hadronen besitzen ähnliche Lebensdauern, was dazuführt, daß sich beide Klassen vermischen. Es hat sich gezeigt, daß die c-Selektionseffizienz stark von der Detektorauflösung abhängt. Die Bestimmung des Untergrunds von Ereignissen mit langlebigen Teilchen kann nur erfolgreich durchgeführt werden, nachdem die Auflösefunktion mit den Daten bestimmt wurde und in einem Feinanpassungsverfahren in der Simulation angewandt wurde.

5.2 Die Kenngrößen : Effizienz und Reinheit

Allgemeine Definition

Als Qualitätsgrößen für selektierte Datensätze gelten die Effizienz ϵ und die Reinheit P. Die Effizienz ϵ_i ist das Verhältnis von ausgewählten Ereignissen einer Klasse i ($\rightarrow N_i^{akz}$) zu der Anzahl von zur Verfügung stehenden Ereignissen der Klasse i ($\rightarrow N_i^{alle}$):

$$\epsilon_i = \frac{N_i^{akz}}{N_i^{alle}}. \tag{5}$$

Die Reinheit P_i ist der Quotient aus der Anzahl selektierter Ereignisse der Klasse i ($\rightarrow N_i^{akz}$) zur Anzahl aller selektierten Ereignisse ($\rightarrow N^{akz} = \sum_i N_i^{akz}$):

$$P_i = \frac{N_i^{akz}}{N^{akz}}. \tag{6}$$

Die Klasse i kann nun z.B. die Klasse der b-, c- oder leichten Quarks sein. Summiert man die Reinheiten über alle Klassen, so muß sich eins ergeben.

Spezielle Definitionen

Wie nun Effizienz und Reinheit der b-Ereignisse im selektierten Datensatz bestimmt werden, hängt von der benutzten b-tagging Variable ab. Ziel ist es soviel Information wie möglich aus den Daten selber zu verwenden, um von der Simulation unabhängig zu sein.

In Analysen, wo es auf eine extrem hohe Reinheit ankommt und darauf, die absolute Effizienz recht genau zu kennen, wird die Hemisphärenwahrscheinlichkeit benutzt. Dort läßt sich sowohl Reinheit als auch Effizienz aus den Daten bestimmen [64]. Die b-Effizienz als Funktion der b-Reinheit ist in Abb.27 für simulierte Ereignisse von 1994 gezeigt. Die vier Eingabegrößen, die zu dieser b-tag Variable der erweiterten Impaktparameter-Methode beitragen, sind schrittweise addiert eingezeichnet. Man erkennt deutlich die Verbesserung durch Hinzunahme der topologischen Größen.

Da bei der Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie mit Jetladungstechnik die Hemisphärenladung eingeht (siehe Kap.6.), bietet sich die Verwendung der Ereignis- im Gegensatz zur Hemisphärenwahrscheinlichkeit als b-tag Variable an. Die b-Reinheit muß nicht so extrem hoch sein, sondern eine größere Datenstatistik ist von Vorteil. Abb.28 zeigt die b-Effizienz in Abhängigkeit der b-Reinheit einmal für die Ereignis- und einmal für die Hemisphärenwahrscheinlichkeit. Es wurden simulierte Ereignisse von 1994 verwendet. Sehr deutlich ist die Verbesserung der Effizienz bei gleicher Reinheit zuerkennen.

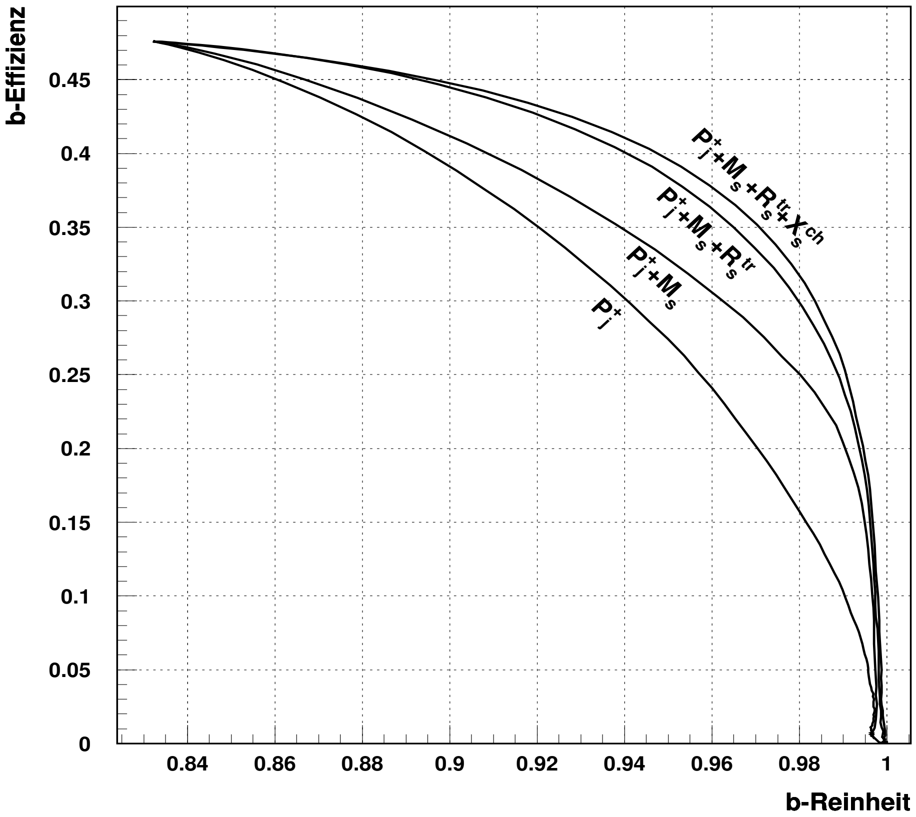


Abbildung 27: Die b-Effizienz als Funktion der b-Reinheit für die Hemisphärenwahrscheinlichkeit der erweiterten Impaktparameter-Methode für simulierte Ereignisse von 1994 . Die Beiträge der vier Eingabegrößen (P_j^+, M_S, R_S^{tr}, X_S^{ch}) sind einzeln aufgeschlüsselt.

Um weitgehend unabhängig von der Simulation zu sein, wurde eine Methode zur Bestimmung der b-Effizienz ($\rightarrow \epsilon_{\mathrm{b}}$) und Berechnung aller Reinheiten ($\rightarrow P_{\mathrm{f}}$) verwendet, die sich fast ausschließlich auf die Daten stützt. ϵ_{b} wird für die selektierten Datensätze über folgende Formel berechnet:

$$\epsilon_{\mathrm{b}}(\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S) = \frac{\mathcal{F}(\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S) - R_{\mathrm{c}} \times \epsilon_{\mathrm{c}}(\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S) - (1 - R_{\mathrm{c}} - R_{\mathrm{b}}) \times \epsilon_{\mathrm{uds}}(\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S)}{R_{\mathrm{b}}} \, . \tag{7}$$

$\mathcal{F}(\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S)$ ist der Anteil an selektierten Ereignissen, die $\mathrm{b}_{\mathrm{tag}} \geq \mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S$ erfüllen. $\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}^S$ ist wie schon erwähnt der Selektionsschnitt in der $\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}$-Variable der erweiterten Impaktparameter-Methode. R_{c} (R_{b}) ist die Rate an c(b)-Ereignissen, die in hadronischen Z^0-Zerfällen produziert werden. Beide wurden auf ihre STANDARD-MODELL-Werte festgesetzt: $R_{\mathrm{c}} = 0.1720$ und $R_{\mathrm{b}} = 0.2158$. ϵ_{uds} und ϵ_{c} sind die Selektionseffizienzen des ausgewählten Datensatzes jeweils für leichte und c-Quarks. Sie werden mithilfe simulierter Ereignisse bestimmt.

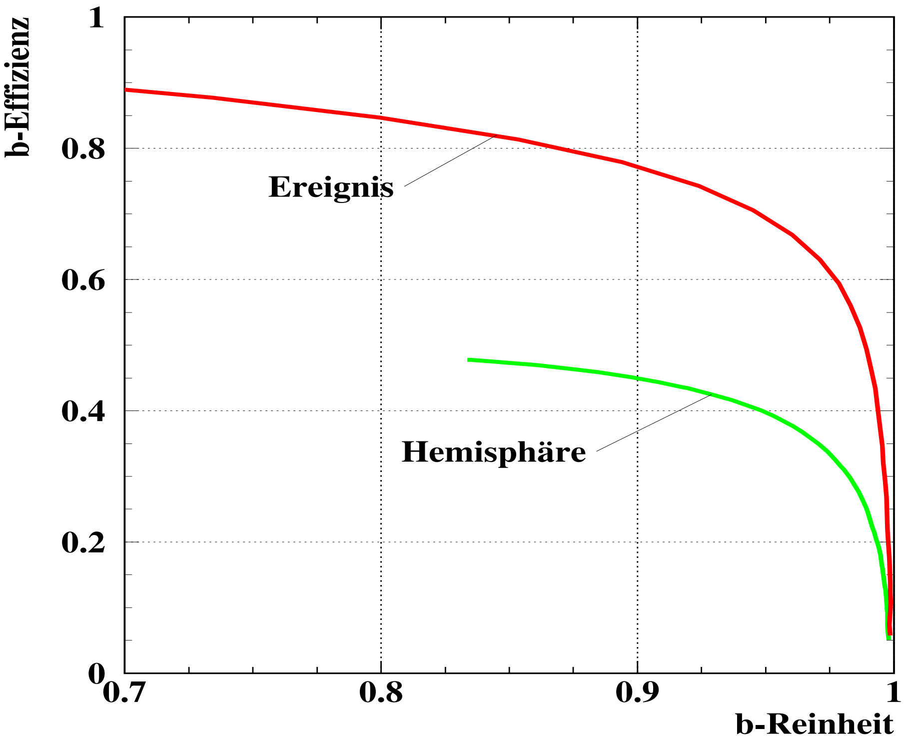


Abbildung 28: Die b-Effizienz als Funktion der b-Reinheit für die Ereignis- und die Hemisphärenwahrscheinlichkeit der erweiterten Impaktparameter-Methode für simulierte Ereignisse von 1994.

Die zu den einzelnen Quark-Klassen ($\mathrm{f} = \mathrm{b}, \mathrm{c}, \mathrm{uds}$) gehörenden Reinheiten werden über eine analoge Formel berechnet:

$$P_{\mathrm{f}}(\mathrm{b}^{S}_{\mathrm{tag}}) = \epsilon_{\mathrm{f}}(\mathrm{b}^{S}_{\mathrm{tag}}) \times \frac{R_{\mathrm{f}}}{\mathcal{F}(\mathrm{b}^{S}_{\mathrm{tag}})}\,, \tag{8}$$

wobei R_{uds} gleich $(1 - R_{\mathrm{c}} - R_{\mathrm{b}})$ gesetzt wird.

Die nach dieser Methode berechnete b-Effizienz ist als Funktion der b-Reinheit in Abb.29 für die Daten des Jahres 1994 gezeigt. Zum Vergleich ist das entsprechende Resultat der simulierten Ereignisse als Kurve eingetragen, wobei dieselbe Bestimmungsmethode angewandt wurde.

Im Bereich kleiner Reinheiten, unterhalb von etwa 60 %, treten Probleme in der Beschreibung des Untergrunds auf. Sie sind daran erkennbar, daß sich Effizienzen größer als eins mit der beschriebenen Methode ergeben.

Dort entspricht der Untergrundanteil an leichten und c-Quarks in den simulierten Ereignissen nicht dem Anteil, der in den entsprechend selektierten Datensätzen enthalten ist. Dieses ist zu dem gerade der Bereich, wo eine relativ kleine Anzahl an b-Quark Ereignissen unter der großen Anhäufung von Untergrundereignissen liegt und zusätzlich die Anzahl an Ereignissen mit leichten Quarks stark abnimmt (siehe Abb.26). Das heißt, daß die Berechnungsmethode im Bereich geringer b-Reinheiten nicht anwendbar ist.

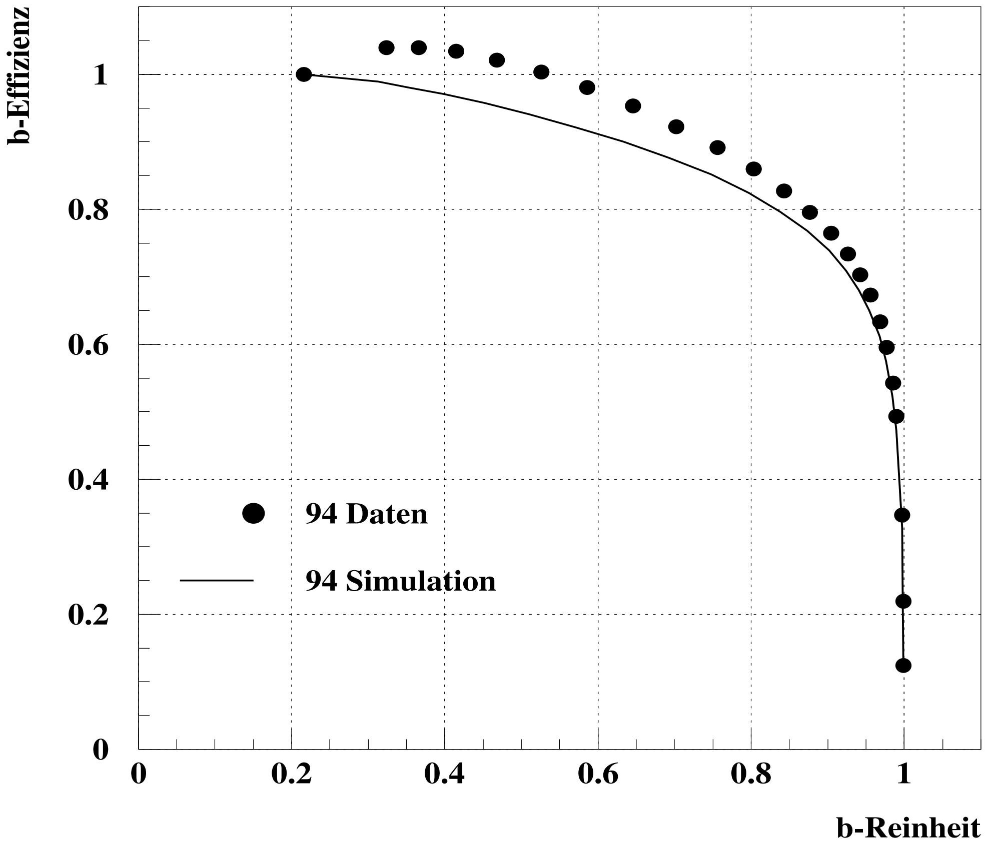


Abbildung 29: Die b-Effizienz als Funktion der b-Reinheit für die Daten und simulierten Ereignisse von 1994. In beiden Fällen wurde die im Text beschriebene Bestimmungsmethode angewandt.

Bei höheren b-Reinheiten ist die Möglichkeit von Fluktuationen im Anteil der Untergrundereignisse viel geringer. Dort kann die Methode also ohne Probleme verwendet werden. Das ist auch daran zu erkennen, daß die Ausläufer der b_{tag}-Verteilung zwischen Daten und simulierten Ereignissen, sehr gut übereinstimmen.

In den Daten zeigt sich auch bei hohen b-Reinheiten eine bessere Effizienz als in der Simulation. Dieser Effekt wurde mehrfach untersucht und findet sich auch bei Verwendung der Hemisphärenwahrscheinlichkeit wieder [64]. Indem man in beiden Hemisphären einen b-tag fordert kann die Effizienz auf den Daten selber bestimmt werden, ohne von der Simulation abhängig zu sein. Als Resultat dieser Studie zeigt sich eine um etwa 3 % bessere Selektionseffizienz für b-Quarks in den Daten. Einerseits ist die Rekonstruktion von Teilchenspuren in Daten und Simulation verschiedenen und kann zu Unterschieden führen. Andererseits sind die B-Zerfälle nicht genau vermessen und ihre Implementation in der Fragmentation kann den b-Anteil verändern. Gleiches gilt für die C-Zerfälle, wobei diese allerdings besser bekannt sind und geringeren Einfluß haben, da sie über den Anteil an Untergrundereignissen eingehen.

6. Die Methode der Jetladung

Zur Bestimmung einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks ist es nötig, Ereignisse mit initialem b-Quark anzureichern, und die Richtung des initialen b-Quarks von der des initialen Anti-b-Quarks zu unterscheiden. Der Anteil an Untergrundereignissen muß genau abgeschätzt werden, um deren Beitrag zur Asymmetrie zu berücksichtigen.

Aufgrund von *confinement* sind die Quarks selber nicht beobachtbar, sondern bilden farbneutrale Hadronen. Von diesen können im Detektor wiederum nur die stabilen, langlebigen Teilchen nachgewiesen werden.

Wird das Ereignis in Jets oder Hemisphären eingeteilt, kann ein Zusammenhang zwischen der Quarkladung und der Summe aller zum Jet bzw. zur Hemisphäre zählenden Teilchen hergestellt werden. Denn in Prozessen der Hadronisierung können keine zusätzlichen Ladungen erzeugt werden. Gluonabstrahlung kann keinen Beitrag liefern, da das Austauschteilchen der Starken Wechselwirkung keine elektrische Ladung besitzt. Und erzeugte Quarks können nicht beisteuern, da sie nur paarweise erzeugt werden.

Findet man experimentell einen Ladungsüberschuß, kann dieser nur mit der Ladung des zugrunde liegenden Quarks in Verbindung gebracht werden. Es muß allerdings untersucht werden, in wieweit die Prozesse der Fragmentierung den erwarteten Zusammenhang beeinflussen. Weiterhin wird nach Observablen, die auf Informationen über die nachgewiesenen Hadronen basieren, gesucht, die die Zuordnung von Jetladung zu Quarkladung noch verbessern.

Zählen n Hadronen zu dem Jet, mit dem initialen Quark, so werden diese gebildet aus:

1. dem initialem Quark selbst.
2. n Anti-Quarks (Anti-Di-Quarks), die aus dem Vakuum erzeugt worden.
3. $n-1$ Quarks (Di-Quarks).

Dieses führt zu einer Verzerrung in der Summe der Hadronladungen des betrachteten Jets, die sich im Mittel berechnen läßt als [66]:

$$\langle Q_{bias} \rangle = - \sum_{Flavour} f_i e_i \,, \tag{1}$$

wobei e_i die Ladung und f_i die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung eines Quarks oder Anti-Quarks der Quarksorte i aus dem Vakuum ist. Diese Verzerrung ergibt sich auch für das Hadron, welches das initiale Quark enthält. Dieses Teilchen wird auch als Rang 1 - Teilchen bezeichnet:

$$\langle Q_{\mathrm{Rang\ 1}} \rangle = e_{\mathrm{q}}^{initial} + \langle Q_{bias} \rangle \ ,$$

wobei $e_{\mathrm{q}}^{initial}$ die Ladung des initialen Quarks ist.

Aus Experimenten der tief-inelastischen Streuung ist bekannt, daß in der Fragmentation von leichten Quarks, das initiale Quark mit erhöhter Wahrscheinlichkeit im energiereichsten Teilchen, dem sogenannten *leading particle* enthalten ist [67]. Neuere Ergebnisse in polarisierter e^+e^-- Annihilation bestätigen ebenfalls diesen Effekt für verschiedene Hadronen mit unterschiedlichem Quarkinhalt [68]. Untersucht man schwere Quarks, so wurde die harte Fragmentationsfunktion für die beteiligten Hadronen schon mehrfach vermessen. Daraus folgt, daß das Rang 1-Teilchen im Mittel einen großen Impuls besitzt. Betrachtet man nun alle Teilchen, außer dem energiereichsten, sollten diese im Mittel keine Nettoladung besitzen. In Übereinstimmung dazu ergibt sich im Einzelfall ein zufälliges Vorzeichen für die Ladungssumme.

Die Zuordnung von niederenergetischen Teilchen, die unter Umständen einen großen Winkel zur Ereignisachse besitzen, zu Jets ist physikalisch kaum motiviert und damit nicht besonders sinnvoll. Die Summe der Hadronladungen innerhalb eines Jets ist zudem gerade von dieser willkürlichen Zuteilung stark abhängig. Diese Observable ist deswegen nicht besonders geeignet um die Quarkladung, die dem Jet unterliegt, zu bestimmen.

Anstelle dessen hat sich gezeigt, daß eine energie- oder impulsgewichtete Ladungssumme die tatsächliche Quarkladung besser widerspiegelt [66]. Bei der Berechnung schlecht konvergierender Reihen wird diese Methode der Abel Summe ebenfalls angewandt.

$$Q_{Jet}(\kappa) = \sum_{jet} q_i \cdot z_i^{\kappa} \tag{2}$$

Die Größe Q_{Jet} wird häufig *Jetladung* genannt. Der Wert q_i ist die Ladung des i-ten Hadrons im Jet. Der zugehörige skalierte Impuls oder die skalierte Energie wird mit z_i bezeichnet. Der Gewichtungsparameter κ verändert den Einfluß von Teilchen mit niedrigem oder hohem z und muß optimiert werden.

Der Einfluß der kompletten Fragmentation in Ereignissen der e^+e^--Annihilation bezogen auf ein Quarkflavour f, kann über die sogenannte Ladungsseparation ($\Rightarrow \delta_{\mathrm{f}}(\kappa)$) dieser Ereignisse abgeschätzt werden. Diese Größe ist die mittlere Differenz der Jetladung des Quarks (f) und des Anti-Quarks ($\bar{\mathrm{f}}$):

$$\delta_{\mathrm{f}}(\kappa) = \langle Q_{\mathrm{f}} - Q_{\bar{\mathrm{f}}} \rangle(\kappa) = \left\langle \sum_{jet(\mathrm{f})} q_i \cdot z_i^{\kappa} - \sum_{jet(\bar{\mathrm{f}})} q_i \cdot z_i^{\kappa} \right\rangle . \tag{3}$$

Könnten Quarks direkt nachgewiesen werden, würde $\delta_{\mathrm{f}} = 2 \cdot q_{\mathrm{f}}$ gelten.

Die Jetladung hängt davon ab, wie sich die Ladung des initialen Quarks oder Anti-Quarks auf die stabilen Hadronen, die unterschiedliche Impulse besitzen, verteilt. Die oben erwähnte Verzerrung der Jetladung ($\langle Q_{bias} \rangle$) muß ebenfalls berücksichtig werden. Der Ladungstransfer hängt hauptsächlich von folgenden physikalischen Prozessen ab:

- Die Flavour-Zusammensetzung der aus dem Vakuum erzeugten Quarks oder Anti-Quarks: Sie bestimmt wie oft das Hadron, welches das initiale Quark enthält, geladen oder neutral ist. Im Fall, daß das Rang 1-Teilchen neutral ist, wird der Ladungsüberschuß auf ein Teilchen mit höherem Rang weitergegeben.

- Die Dynamik, die der Fragmentierung zugrunde liegt: Durch sie wird die Impulsverteilung der energiereichsten Teilchen bestimmt.

- Der Anteil an instabilen Teilchen und Einzelheiten ihrer Zerfälle.

Alle Punkte stehen dabei im Zusammenhang mit Produktionsraten, Verteilungen und Korrelationen von Impulsen sowohl von identifizierter Teilchen wie auch von Resonanzen und Studien der Topologie hadronischer Ereignisse.

Der letzte Punkt ist gut verstanden durch Messungen von Verzweigungsverhältnissen instabiler Teilchen. Nur im Bereich schwerer Quarks, insbesondere des b's, gibt es in diesem Feld nur recht wenig und ungenaue Ergebnisse wegen der Vielzahl der Zerfälle. In Monte Carlo Modellen sind deswegen diese Zerfälle nur teilweise eingebaut und besitzen eine große Ungenauigkeit. Um von dieser Schwierigkeit unabhängig zu sein, wird ein Verfahren angewandt, das die Bestimmung der Ladungsseparation für b-Quarks aus den Daten ermöglicht (siehe Kap.6.3). Für die leichten und c-Quarks wird eine Bestimmung der Ladungsseparationen mithilfe einer lokalen Anpassungsmethode verwendet (siehe Kap.6.2).

6.1 Von der Jetladung zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie

Im Experiment wurden verschiedene Definitionen der Jetladung getestet. Mithilfe von Monte Carlo Studien hat sich gezeigt, daß für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks die Hemisphärenladung am besten geeignet ist, um die Quarkladung wiederzugeben [52]. Sie wird als gewichtete Größe definiert:

$$Q_{F(B)} = \frac{\sum_i q_i |\vec{p_i} \cdot \vec{T}|^\kappa}{\sum_i |\vec{p_i} \cdot \vec{T}|^\kappa} \qquad \begin{array}{l} F : \vec{p_i} \cdot \vec{T} > 0 \\ B : \vec{p_i} \cdot \vec{T} < 0 \end{array} \tag{4}$$

Jedes Ereignis wird mithilfe der Thrustrichtung, die sowohl mit geladenen wie auch neutralen Teilchen bestimmt wird, in zwei Hemisphären geteilt. Der Thrustvektor wurde immer so ausgerichtet, daß er mit der Richtung der einfliegenden Elektronen einen Winkel kleiner als 90^0 bildet. Alle geladenen Teilchen werden bezüglich dieser Thrustachse entweder der Vorwärts($\Rightarrow F$)- oder Rückwärts($\Rightarrow B$)- Hemisphäre zugeteilt.

Als Gewicht wird der Longitudinalimpuls, also die Projektion des Impuls auf die Thrustachse, der Teilchen verwendet. Dadurch werden Einflüße aufgrund von harter Gluonabstrahlung reduziert. Jedoch werden durch die Projektion Nicht-Linearitäten in den Detektorkorrekturen eingebracht. Der Gewichtungsparameter κ wurde innerhalb eines großen Intervalls von 0.2 bis 2.1 variiert. Genauer wurden die Resultate bei sechs verschiedenen Werten $\kappa = 0.3$, 0.5, 0.8, 1.0, 1.2 und 2.1 untersucht und verglichen. So konnte die Analysemethode gut kontrolliert werden.

Die Hemisphärenladung liefert Werte zwischen -1 und +1. Sie ist robuster gegen Fehlmessungen der Hadronimpulse als die ursprügliche Definition der Jetladung, da die Summation über alle nachgewiesenen Teilchen unempfindlicher gegen Fehler in der Rekonstruktion einzelner Spuren ist. Diese können auch durch Detektorteile, wie z.B. der TPC-Endplatte, die nicht zur Spurfindung beitragen, induziert werden. Getrennt nach Vorwärts- und Rückwärts-Hemisphärenladung ist ein Vergleich zwischen selektierten Daten und simulierten Ereignissen des Jahres 1994 in Abb.30 für drei exemplarische Werte von κ gezeigt. Es handelt sich schon um einen Datensatz, der angereichert an b-Ereignissen ist.

Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen simulierten Ereignissen und Daten, bis auf kleinere Abweichungen im Bereich des Maximums. Deutlich zu sehen ist die starke Veränderung der Kurvenform in Abhängigkeit von κ. Die Verschiebung des Mittelwertes zwischen der Q_F- und Q_B-Verteilung ist kaum sichtbar.

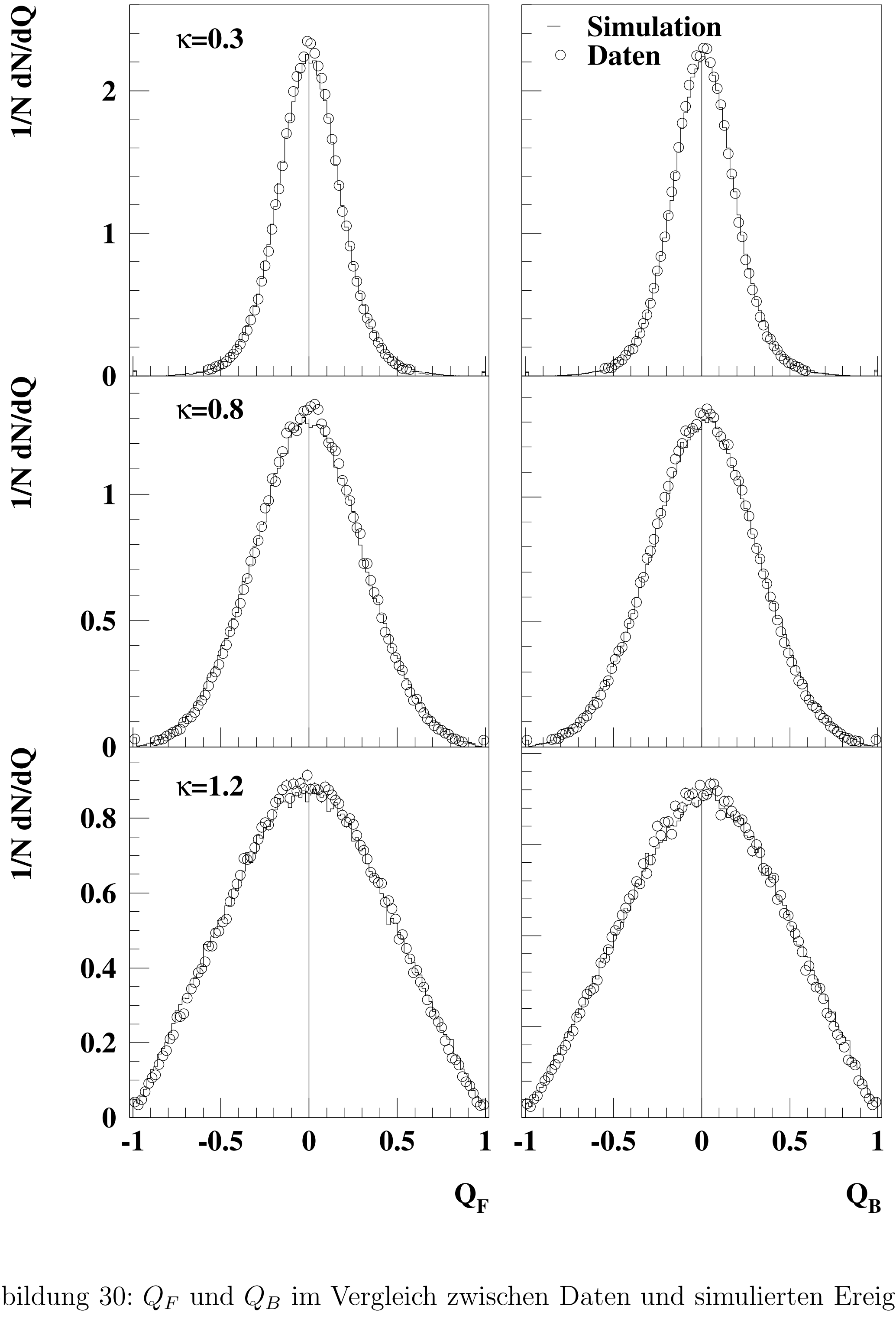


Abbildung 30: Q_F und Q_B im Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen des Jahres 1994 für κ= 0.3, 0.8, 1.2 .

Es ist möglich eine Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zu bestimmen, in dem man versucht pro Ereignis aufgrund der Q_F- und Q_B-Messung die Quark- und die Anti-Quark-Hemisphäre festzulegen [69]. Jedoch hat sich ein statistischer Ansatz, der die gesamte Ereignismenge und die daraus resultierenden Ergebnisse einbezieht, als präziser herausgestellt. Fehlmessungen pro Ereignis fallen nicht so schwer ins Gewicht und die systematischen Unsicherheiten sind geringer. Für diesen statistischen Ansatz werden die Größen Ladungsfluß ($\Rightarrow Q_{FB}$) und Ladungssumme ($\Rightarrow Q_{TOT}$) pro Ereignis definiert:

$$\begin{aligned} Q_{FB} &= Q_F - Q_B && (5)\\ Q_{TOT} &= Q_F + Q_B\,. && (6) \end{aligned}$$

In Abb.31 sind die Verteilungen des Ladungsflusses (oberes Bild) und der Ladungssumme (unteres Bild) skizziert. Dabei ist Q_{FB} und Q_{TOT} als durchgezogene Linie für alle Quarks mit einem downartigen Flavour f gezeigt. Die gestrichelte Linie gibt die Verteilung für Quarks, die in die Rückwärts-Hemisphäre geflogen sind, wieder, während die gepunktete Linie für Quarks, die in Vorwärts-Hemisphäre geflogen sind, gilt. Es sind jeweils die

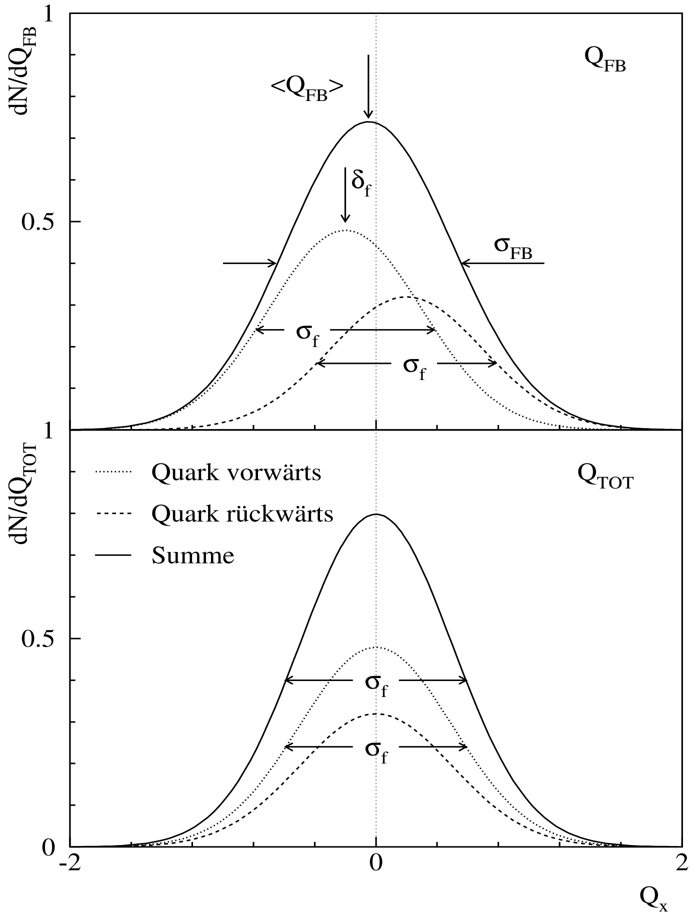


Abbildung 31: Skizze um das Prinzip der $\langle Q_{FB}\rangle$ und δ_f Messung zu illustrieren.

Breiten (RMS) der Verteilungen eingezeichnet, wobei fast alle aufgrund von Invarianz unter Ladungskonjugation gleich sind. Man erwartet, daß als einzige Ausnahme die Breite der Q_{FB}-Verteilung für alle Quarks des downartigen Flavours f größer ist, da sie die Asymmetrie und die Ladungsseparation beinhaltet.

Ladungsfluß und Ladungssumme sind für Daten und simulierte Ereignisse des Jahres 1994 für $\kappa = 0.8$ in Abb.32 gezeigt, wobei eine gute Übereinstimmung zu erkennen ist. Da es sich wieder um einen natürlich zusammengesetzten Datensatz handelt, ist der Mittelwert des Ladungsflusses kaum von Null verschoben. Jedoch tritt der Unterschied in der Breite beider Verteilungen deutlich hervor.

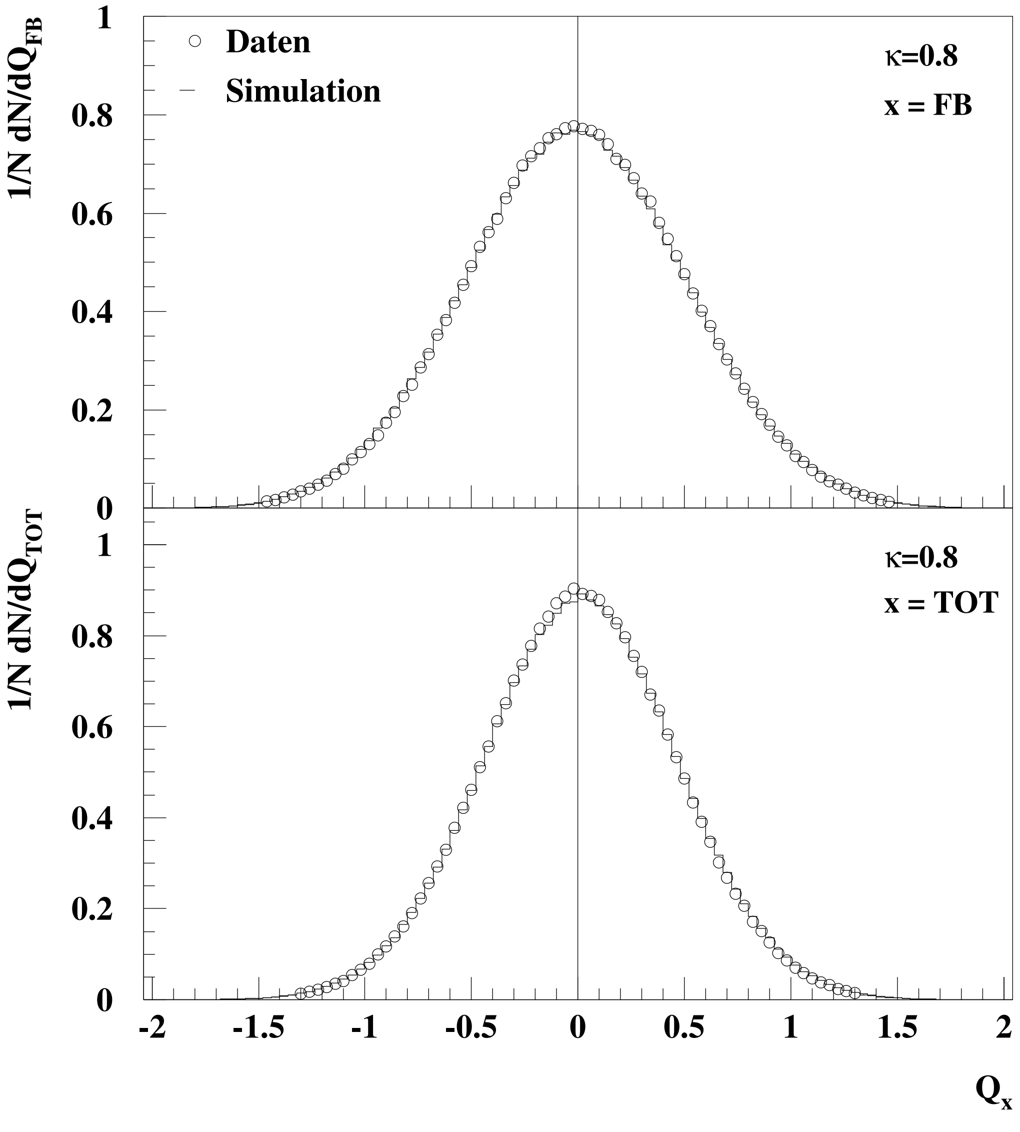


Abbildung 32: Q_{FB} und Q_{TOT} im Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen des Jahres 1994 für $\kappa = 0.8$.

Werden Detektoreinflüße, hauptsächlich hadronische Wechselwirkungen, vernachlässigt, erwartet man für die Q_{TOT}-Verteilung, unabhägig von der Quarkflavourzusammensetzung, einen Mittelwert von Null. Aufgrund der Asymmetrie und der Ladungsseparation ist der Mittelwert der Q_{FB}-Verteilung jedoch von Null verschieden und erlaubt eine Bestimmung der Asymmetrie, wenn man die Ladungsseparation getrennt messen kann.

Für ein Quarkflavour f ist die Asymmetrie definiert als:

$$A_{FB}^{\mathrm{f}} = \frac{N_F^{\mathrm{f}} - N_B^{\mathrm{f}}}{N_F^{\mathrm{f}} + N_B^{\mathrm{f}}}, \tag{7}$$

wobei $N_{F(B)}^{\mathrm{f}}$ die Anzahl der Ereignisse ist, in denen das Quark f in die Vorwärts- (Rückwärts-) Hemisphäre fliegt.

Für den mittleren Ladungsfluß ergibt sich für ein reines Quarkflavour:

$$\begin{aligned} \langle Q_{FB}^{\mathrm{f}}\rangle(\kappa) &= \frac{N_F^{\mathrm{f}} \cdot (\langle Q_{\mathrm{f}} - Q_{\bar{\mathrm{f}}}\rangle(\kappa)) - N_B^{\mathrm{f}} \cdot (\langle Q_{\mathrm{f}} - Q_{\bar{\mathrm{f}}}\rangle(\kappa))}{N_F^{\mathrm{f}} + N_B^{\mathrm{f}}} \\ &= A_{FB}^{\mathrm{f}} \cdot \delta_{\mathrm{f}}(\kappa)\,. \end{aligned} \tag{8}$$

Dabei wird ein symmetrischer Detektor angenommen, für den $\langle Q_{\mathrm{f}} - Q_{\bar{\mathrm{f}}}\rangle$ für ein Quark, welches in die Vorwärts- oder Rückwärts- Hemisphäre geflogen ist, gleich ist.

Betrachtet man eine Mischung der verschiedenen Quarks, da eine 100 % Reinheit nicht erzielt werden kann, wird der Zusammenhang zwischen Asymmetrie und mittlerem Ladungsfluß etwas komplizierter:

$$\langle Q_{FB}\rangle = \sum_{Flavour\ \mathrm{f}} \eta_{\mathrm{f}} \delta_{\mathrm{f}} P_{\mathrm{f}} A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}. \tag{9}$$

Die Reinheit P_{f} gibt den Anteil der verschiedenen Quarkflavour f im selektierten Datensatz wieder und wird über Kap.5. Gl.8 bestimmt. Der Korrekturfaktor η_{f} berücksichtigt vor allem die nicht vollständige Winkelakzeptanz, die begrenzte Winkelauflösung und andere Detektoreinflüsse sowie Korrekturen auf Grund von Gluonabstrahlung. Seine Bestimmung wird in Kap.7.2 erläutert.

Werden die numerisch kleinen Terme der Hemisphärenkorrelation und $\langle Q_{FB}^{\mathrm{f}}\rangle^2$ zur Verdeutlichung zunächst an dieser Stelle vernachlässigt, kann die Ladungsseparation eines Quarks f über die Varianzen der zugehörigen Q_{FB}- und Q_{TOT}-Verteilung ($\Rightarrow$ $(\sigma_{FB}^{\mathrm{f}})$,$(\sigma_{TOT}^{\mathrm{f}})$)

$$\delta_{\mathrm{f}}^2 = (\sigma_{FB}^{\mathrm{f}})^2 - (\sigma_{TOT}^{\mathrm{f}})^2 \tag{10}$$

gemessen werden. Aus diesen beiden Datenverteilungen wird die Ladungsseparation für b-Quarks ($\Rightarrow \delta_{\mathrm{b}}$) hauptsächlich bestimmt (siehe Kap.6.3).

6.2 Die Bestimmung der Ladungsseparationen für leichte und c-Quarks

Wie im vorangegangenen Kapitel schon angedeutet wurde, ist der Zusammenhang von Quarkladung und Hemisphärenladung von einigen physikalischen Prozessen beeinflußt. Somit wird auch die Ladungsseparation in komplexer Weise von denselben Prozessen, die in den Modellen vorwiegend über Parametereinstellungen gesteuert werden, abhängen. Im Detail ist dieses in [70] und [52] beschrieben und ausführlich diskutiert. Wie schon erwähnt, hat sich herausgestellt, daß der JETSET Generator kombiniert mit dem ARIADNE Partonschauer-Ansatz die beste Übereinstimmung mit den hadronischen und identifizierten Teilchenverteilungen liefert [20, 52].

In einer Studie wurde unter anderem die Sensitivität $S(p_i)$ von Modellparametern p_i auf die Ladungsseparation δ_f untersucht.

$$S(p_i) = \frac{p_i}{\delta_\mathrm{f}} \frac{\partial \delta_\mathrm{f}}{\partial p_i} \,. \tag{11}$$

Dabei hat sich herausgestellt, daß insgesamt 15 verschiedene Parameter überwiegend für Änderungen der Ladungsseparationen verantwortlich sind. Sie lassen sich in verschiedene Klassen einteilen und sind in Tab.9 zusammen mit ihrem Vorgabewert, dem erlaubten Variationsbereich und der optimalen Einstellung aufgelistet. Erfahrungen, die im Zusammenhang mit der Anpassung der Monte Carlo Modelle an die Daten erlangt wurden, zeigen, daß nur innerhalb der angegebenen Intervalle sinnvolle Resultate zu erwarten sind.

- Dynamik im Partonschauer :
  Der Anteil an Gluonabstrahlung und sein Einfluß auf die longitudinalen und transversalen Impulse der Hadronen wird über die starke Kopplungskonstante α_s, die innerhalb des Generators durch Λ_{QCD} festgelegt wird, gegeben.

  Ein großer Abschneideparameter p_t^{QCD} im Partonschauer unterdrückt hingegen einen Teil dieser Gluonabstrahlung. Beide Größen, zusammen mit ihrer Korrelation, lassen sich durch Messung der Jetraten und Spektren geladener Teilchen bestimmen [20].

- Dynamik der Fragmentation :
  Der transversale Impuls eines Hadrons ist die Summe der transversalen Impulse der zugrundeliegenden Quarks bzw. Di-Quarks. Diese werden nach einer Gaußverteilung mit Breite σ_q generiert.

  Die Lund-Symmetrische Fragmentationsfunktion, die bei leichten Quarks Anwendung findet, bestimmt die longitudinalen Impulsanteile. Sie wird über die Parameter Lund a und Lund b festgelegt. In dem funktionalen Zusammenhang wird Lund b dabei mit dem transversalen Massenquadrat $m_\perp^2$ (Kap.2. Gl.18) multipliziert. Da dieses über den transversalen Impuls berechnet wird, geht an dieser Stelle nocheinmal σ_q ein. Als Folge besitzen Teilchen mit hoher Masse oder großem transversalen Impuls im Mittel auch einen großen longitudinalen Impuls.

Nr.	Parameter	Lund Code	Vorgabewert	Variationsbereich	Optimum
1	Lund a	PARJ(41)	0.5	0.3 - 1.0	0.176
2	Lund b	PARJ(42)	0.5	0.1 - 0.8	0.632
3	σ_{q}	PARJ(21)	0.39	0.36 - 0.42	0.357
4	Λ_{QCD}	PARA(1)	0.24	0.21 - 0.27	0.357
5	p_t^{QCD}	PARA(3)	0.7	0.3 - 0.9	0.531
6	γ_{s}	PARJ(2)	0.29	0.26 - 0.32	0.280
7	P(qq)/P(q)	PARJ(1)	0.1	0.085 - 0.115	0.102
8	P(us)/P(ud)/γ_{s}	PARJ(3)	0.5	0.3 - 0.7	1.083
9	P(ud1)/P(ud0)/3	PARJ(4)	0.07	0.04 - 0.10	0.046
10	Popcorn	PARJ(5)	0.5	0.06 - 4.5	0.788
11	Baryon-Unterdr.	PARJ(19)	0.5	0.1 - 0.9	0.397
12	P($^1S_0$)$_{\mathrm{ud}}$	—	—	0.2 - 0.5	0.398
13	P($^3S_1$)$_{\mathrm{ud}}$	—	—	0.2 - 0.5	0.382
14	P($^1S_0$)$_{\mathrm{s}}$	—	—	0.2 - 0.5	0.483
15	P($^3S_1$)$_{\mathrm{s}}$	—	—	0.2 - 0.5	0.248

Tabelle 9: ARIADNE und JETSET Parameter, die mit der Ladungsseparation verknüpft sind. Der Variationsbereich gibt wieder, in welchen Intervallen die einzelnen Parameter in generierten Monte Carlo Datensätzen bewegt wurden.

Die drei Parameter Lund a, Lund b und σ_{q} sind zwar stark miteinander korreliert, sie lassen sich jedoch mithilfe der gemessenen longitudinalen und transversalen Impulsspektren geladener Hadronen verläßlich bestimmen.

Für die Fragmentation von schweren Quarks wird die Petersonfunktion verwendet. Sie wird über die Parameter ϵ_{c} für c-Quarks, bzw. ϵ_{b} für b-Quarks festgelegt. Diese Größen stellen allerdings keine zusätzlichen freien Parameter dar. Über die präzise Messung des mittleren Impulses von C- und B-Mesonen [71] und der festgelegten Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s [20] lassen sich die $\epsilon_{\mathrm{c(b)}}$ Parameter bestimmen und bedürfen keiner Variation in diesem Zusammenhang.

- Dynamik der Baryon-Produktion :
  Im ursprünglichen Ansatz der Lund-Fragmentation wird angenommen, daß eine Funktion die Fragmentation sowohl von Mesonen als auch von Baryonen beschreiben kann. Wie sich gezeigt hat, führt diese Annahme zu einer zu starren Fragmentations-Dynamik für Baryonen [20]. Um nun die primäre Baryon-Produktion zu reduzieren wird ein zusätzliches Modell mit zugehörigem Parameter eingebaut. Für schwere Quarks liefert diese Reduktion eine kleinere C- und B-Baryon-Rate und zusätzlich eine Verringerung des mittleren Impulses der sekundär erzeugten Baryonen, die über rekursive Fragmentation simuliert werden. Deswegen wird diese zusätzliche Baryon-Unterdrückung nicht bei schweren Quarks angewendet [20].

Die Paarproduktion von Quarks und Di-Quarks in aufbrechenden Farbschläuchen führt zu einer starken Korrelation in der Rapidität der produzierten Baryonen. Experimentell wurde diese so nicht gefunden. Das sogenannte *Popcorn*-Modell, in dem Mesonen zwischen Baryon- oder Anti-Baryon-Paaren erzeugt werden, erlaubt eine Reduzierung dieser Korrelation. Es kann teilweise als effektive Beschreibung der Produktion von Baryon-Resonanzen oder Baryon-Zerfällen gesehen werden.

Erhöht man die Wahrscheinlichkeit der Meson-Produktion nach dem *Popcorn*-Modell, verändert sich die Verteilung der Impulse auf die einzelnen Hadronen. Im Mittel erhalten die Baryonen mit niedrigem Rang nun weniger Impuls, was eine Reduktion der Ladungsseparation zur Folge hat. Dieser *Popcorn*-Parameter ist allerdings korreliert mit anderen Parametern, die die Verteilung des transversalen Impuls regulieren, da er wie sie die Rapiditätsverteilung verändert. Er wird bestimmt über eine Anpassung an die Daten zur Baryon-Korrelation [72].

- Flavouranteile in der Fragmentation :

  Die Zusammensetzung der unterschiedlichen Quarkflavour bestimmt die mittlere Ladung der Teilchen mit niedrigem Rang. Wenn nur u- und d-Quarks während der Fragmentation gebildet würden, also unter der Annahme des reinen Isospins-Falls, wäre die absolute Ladung des *leading particle* in u-, d- und s-Quark Ereignissen gleich. Dieses ist eine Konsequenz aus Gl.1 und in Tab.10 illustriert.

  Unter dieser Annahme wäre die Ladungsseparation von u-, d- und s-Quarks, abgesehen von dynamischen Effekten aufgrund der höheren Masse des s-Quarks, gleich. Die zusätzliche Produktion von s-Quarks oder Di-Quarks, wobei zu beachten ist, daß schwere Quarks in der Fragmentation fast nicht gebildet werden, verschiebt die Ladung des Rang 1-Teilchens. Dieses ist ebenfalls in Tab.10 zu erkennen. Handelt es sich um ein primäres u-Quark, so kommt es zu einer Erhöhung der mittleren Ladung, während sie in den anderen Fällen geringer wird. In analoger Weise wird die Ladungsseparation beeinflußt. In den Modellen wird die Flavourzusammensetzung vorwiegend durch drei Parameter festgelegt:

  1. γ_s: Das Verhältnis von s- zu u-Quark-(bzw. d-Quark-)Produktion.

Quark aus dem Vakuum	initiales Quark		
	d	u	s
$\bar{\mathrm{d}}$	$\mathrm{d\bar{d}} = \pi^0$	$\mathrm{u\bar{d}} = \pi^+$	$\mathrm{s\bar{d}} = \bar{\mathrm{K}}^0$
$\bar{\mathrm{u}}$	$\mathrm{d\bar{u}} = \pi^-$	$\mathrm{u\bar{u}} = \pi^0$	$\mathrm{s\bar{u}} = \mathrm{K}^-$
$\bar{\mathrm{s}}$	$\mathrm{d\bar{s}} = \mathrm{K}^0$	$\mathrm{u\bar{s}} = \mathrm{K}^+$	$\mathrm{s\bar{s}} = \eta$
$< Q >_{leading\ particle}$	$\approx \frac{1}{2} \cdot (-1 - f_s)$	$\approx \frac{1}{2} \cdot (1 + f_s)$	$\approx \frac{1}{2} \cdot (-1 - f_s)$

Tabelle 10: Ladung der pseudoskalaren Mesonen, die in der Fragmentation durch Quarkproduktion aus dem Vakuum entstehen.

2. P(qq)/P(q): Das Verhältnis von Di-Quark- zu Quark-Produktion.
3. P(us)/P(ud)/γ_s: Die Unterdrückung von Di-Quark-Produktion mit s-Quark Inhalt.

Die Produktion von s- und Di-Quarks ist in der Fragmentation stark verknüpft mit den gemessenen Kaon- und Baryon-Raten und wird durch Anpassung an die aktuellen Meßergebnisse bestimmt [73].

- <u>Zerfälle und Produktion von Resonanzen :</u>
  Bezogen auf die Ladungsseparation haben die verschiedenen Klassen von Teilchenzerfällen unterschiedliche Bedeutung. Resonanzen, die während der Fragmentation entstehen, zerfallen anschließend meist in mehrere geladene Teilchen. Der zur Verfügung stehende Impuls wird auf die Zerfallsprodukte verteilt. Dieses hat natürlich Einfluß auf die Impulsverteilung der Hadronen und somit auf die Ladungsseparation. Allerdings sind die Eigenschaften der Zerfälle recht gut verstanden und können durch die zugehörigen Parameter der Fragmentation angepaßt werden. Wichtig ist in diesem Zusammenhang, daß das Spektrum der stabilen Teilchen von den Modellen richtig beschrieben wird.

  Problematischer sind die Zerfälle, die eine Veränderung der Ladungsseparation bewirken, die der s-Quark oder Baryon-Produktion ähnelt. Dabei wirken Nichterhaltung des Isospins durch elektroschwache Effekte und Zerfälle mit großem Massenunterschied zusammen. Ein anschauliches Beispiele ist der Zerfall des D^{*+}-Mesons:

$$\begin{aligned} \mathrm{D}^{*+} &\rightarrow \mathrm{D}^0\pi^+ && (12)\\ &\rightarrow (\mathrm{K}^-\mathrm{X}^+)\pi^+ \,. && (13) \end{aligned}$$

  Die positive Ladung des meist schnellen D^{*+}, welches in diesem Fall das Rang 1-Teilchen ist, wird an das π^+ weitergegeben. Dieses ist auf Grund der geringen Massendifferenz zwischen D^{*+} und D^0 recht niederenergetisch. Das energiereiche D^0 zerfällt etwa mit 53% in ein negativ geladenes K^-, welches im Mittel den größten Energieanteil besitzt. In diesem Fall kommt es sogar zu einer Invertierung der Ladung des *leading particle* bezogen auf die Ladung des initialen Quarks. Solche Zerfallskanäle sind unter anderem dafür verantwortlich, daß die Ladungsseparation von c-Quarks vergleichsweise klein ist und wenig mit dem Gewichtungsparameter κ variiert. An diesem Beispiel erkennt man auch, wie wichtig die korrekte Implementierung sowohl der hadronischen, wie auch der semileptonischen D-Zerfälle ist. Alle Zerfallstabellen, die in der Simulation benutzt werden, wurden an die neusten Meßergebnisse angepaßt [8, 52].

  Eine analoge Situation kann auch im Zerfall von Baryonen mit s-Quark Inhalt entstehen. Als Beispiel kann folgender Zerfallskanal dienen:

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow \Lambda\pi^- && (14)\\ &\rightarrow (\mathrm{p}\pi^+)\pi^- && (15) \end{aligned}$$

  Allgemein sind solche Zerfälle gut verstanden und hinreichend in den Modellen beschrieben.

L	S	J	Meson-Multiplett	
0	0	0	$^1S_0$	pseudoskalare Mesonen
0	1	1	$^3S_1$	Vektormesonen
1	0	1	$^1P_1$	Axialvektormesonen
1	1	0	$^3P_0$	skalare Mesonen
1	1	1	$^3P_1$	weitere Axialvektormesonen
1	1	2	$^3P_2$	Tensormesonen

Tabelle 11: Die im Modell JETSET implementierten Meson-Multipletts.

Die Produktion von Meson-Multipletts, die in Tab.11 aufgelistet sind, läßt sich ebenfalls im Rahmen der Modelle einstellen. Ihr Einfluß auf die Ladungsseparationen ist jedoch recht komplex und nicht einfach abzuleiten. Die relativen Wahrscheinlichkeiten der P-Zustände werden anhand der Spin-Gewichte eingestellt. Dieses hat zu einer zufriedenstellenden Übereinstimmung mit den gemessenen Raten für die individuellen Multipletts und Quarkflavours geführt. Die S-Zustände konnten getrennt nach ud- und s-Quarks angepaßt werden [74, 20].

Im Modell sind allein Oktett- und Dekuplett-Baryonen vorgesehen. Der relative Anteil zwischen beiden Klassen P(ud1)/P(ud0)/3 kann erfolgreich an die Daten angepaßt werden [20, 70, 76].

6.2.1 Das lokale Anpassungsverfahren

Die 15 Modellparameter, die mit der Ladungsseparation verknüpft sind, sind untereinander zum Teil hochgradig korreliert. Dieses macht es unmöglich den systematischen Einfluß von Variationen dieser Parameter mit einer vollständigen Monte Carlo Methode zu studieren.

Ein praktikables und schnelles Verfahren stellt die Methode der lokalen Approximation dar. Dieser Algorithmus wurde entwickelt für die Bedürfnisse einer Anpassung von Monte Carlo Programmen und erweitert für die Bestimmung der Ladungsseparationen [20, 70]. In diesem Näherungsverfahren ist es im Prinzip möglich, Monte Carlo Verteilungen, so auch die Ladungsseparation der einzelnen Quarkflavour, für beliebig viele Modellparameter in kurzer Rechenzeit vorherzusagen. So können systematische Unsicherheiten der Ladungsseparationen in Abhängigkeit der vielen unterschiedlichen Parametereinstellungen studiert werden. Es ist also möglich die Einflüsse der Fragmentationsbeschreibung im Modell im Detail zu erfassen.

In einer analytischen Beschreibung des Monte Carlo Modells wird die Abhängigkeit eines jeden Bins einer Verteilung ($\Rightarrow X_{MC}(\vec{p})$) von n Modellparametern ($\Rightarrow \vec{p} = (p_1, p_2, ..., p_n)$) bestimmt. Es hat sich gezeigt, daß hierbei ein Polynom zweiten Grades ausreichend ist. Durch den letzten Term wird dabei die Korrelation zwischen jeweils zwei Parametern berücksichtigt:

$$X_{MC}(p_1, p_2, ..., p_n) = A_0 + \sum_{i=1}^{n} B_i p_i + \sum_{i=1}^{n} C_i p_i^2 + \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^{n} D_{ij} p_i p_j \, . \qquad (16)$$

Für die Untersuchung der Ladungsseparationen beträgt die Anzahl der Modellparameter $n = 15$, was dazuführt, daß insgesamt 136 Koeffizienten (A_0, B_i, C_i und D_{ij}) für jedes Bin bestimmt werden müssen. Zu diesem Zweck wurden 200 Sätze von Monte Carlo Verteilungen mit jeweils unterschiedlichen Parametereinstellung generiert und die Koeffizienten in einer linearen Anpassung ermittelt. Jeder Monte Carlo Satz bestand aus 500 000 Ereignissen und die Parameter wurden innerhalb des Bereichs, der in Tab.9 angegeben ist, nach dem Zufallsprinzip variiert. Sind alle Koeffizienten einmal bestimmt, ist eine Vorhersage der Monte Carlo Verteilungen mithilfe der analytischen Approximation für beliebige Parametereinstellungen innerhalb des vorgegebenen Variationsbereichs möglich.

Die Präzision dieses Verfahrens wurde getestet, indem die Resultate der analytischen Näherung mit den zugehörigen Monte Carlo Ergebnissen verglichen wurden. Die Genauigkeit für alle Bins, auch für die mit kleiner Statistik, ist im Mittel $\leq 1.2\%$. Die Genauigkeit der Bestimmung der Ladungsseparation, wobei der Anteil der statistische Unsicherheit pro Quarkflavour 0.3% ist, ergibt sich zu 0.5%. Es wurde keine systematische Verzerrung der Vorhersage beobachtet [70].

Die optimale Einstellung der 15 Modellparameter und die dazugehörenden Resultate für die Ladungsseparationen wird mithilfe einer χ^2-Anpassung ermittelt [77]:

$$\chi^2 = \sum_{Verteilungen} \sum_{Bins} \left(\frac{X_{Daten} - X_{MC}(\vec{p})}{\sigma_{Daten}} \right)^2 . \tag{17}$$

Hierbei wird über einen ausgewählten Binbereich der einzelnen Verteilungen und eine ausgewählte Anzahl an Verteilungen summiert. Insgesamt werden 13 Sätze, die unterschiedliche Verteilungen miteinbeziehen, untersucht. Sie sind in Tab.12 aufgelistet. Aufgrund von Unsicherheiten in den Daten oder auch aufgrund von Schwierigkeiten in der Modellbeschreibung wurde das χ^2 über Freiheitsgrad für einige Verteilungen zum Teil deutlich größer als eins, also zu groß um glaubwürdig zu sein. In solchen Fällen wurden die statistischen Fehler der Datenverteilungen derart vergrößert, daß bei der erneut durchgeführten Anpassung ein $\chi^2/N_{df} = 1$ erzielt wurde [8]. In allen weiteren Berechnung wurden die skalierten Fehler und die damit berechneten χ^2 verwendet. Ein solches Verfahren berücksichtigt einerseits zusätzliche systematische Unsicherheiten der gemessenen Datenverteilungen, andererseits aber auch zusätzliche systematische Effekte aufgrund einer unzulänglichen Modellbeschreibung.

Der optimale Wert für jeden Modellparameter ist ebenfalls in Tab.9 angegeben. In einigen Fällen liegt er außerhalb des vorgegebenen Variationsbereichs. Es wurde daher durch Produktion von Monte Carlo Ereignissen mit den optimalen Einstellungen nachgeprüft, daß die analytische Approximation auch hier in guter Übereinstimmung mit den Monte Carlo Resultaten liegt.

Um die systematische Unsicherheit der Ladungsseparationen aufgrund der Fragmentationsmodelle abzuschätzen, werden die Modellparameter systematisch innerhalb des 15 dimensionalen Hyperraums variiert. Das zu erwartende Monte Carlo Ergebnis wird hierbei durch die analytische Gleichung (Gl.16) gegeben und anschließend mit den in Tab.12 aufgeführten Datenverteilungen eines Datensatzes verglichen. Dazu wird analog zu Gl.17 ein χ^2 gebildet, welches die Qualität der ausgesuchten Parametereinstellungen wiedergibt. Ziel ist es, einen systematischen Fehler anzugeben, der mit der 1σ-Definition eines stati-

Verteilung	Datensatz												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
x_p [D] ρ^0 [A,D] ω [A] f^0, f^2 [D] K^{*0} [A,D,O] K$^{*\pm}$ [A,D,O] Proton [A,D] Ξ, Ξ^* [A] $y(p) - y(\bar{p})$ [A] $y(\Lambda) - y(\bar{\Lambda})$ [O] Δ^{++} [D,O] Λ^0 [A,D] Σ_{1385} [D,O]	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓	⇑ • ⇓
geladene Multiplizität							•	•	•	•	•	•	•
Thrust, Major, Minor [D] $p_t^{in/out}$ (Thrust) [D] Rapidität (Thrust) [D] $D_{2,3}$ Durham [D]	⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓
Spher., Aplan., Plan. [D] $p_t^{in/out}$ (Spher.) [D] Rapidität (Spher.) [D] $D_{2,3}$ Jade [D]		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓		⇑ • ⇓	⇑ • ⇓
K^0 [A]	•	•			•	•	•	•			•	•	•
$K^\pm$ [A]			•	•	•	•			•	•	•	•	•

Tabelle 12: Die Zusammensetzung des Datensatzes, der zur Bestimmung der Ladungsseparationen verwendet wird (Datensatz 13) und die Zusammensetzung der Datensätze, die für systematische Untersuchungen verwendet werden (Datensatz 1-12). Der • gibt an, welche Datenverteilung berücksichtigt wurde. [A] bedeutet ALEPH Messung, [D] bedeutet DELPHI Messung und [O] steht für OPAL Messung.

stischen Fehlers verglichen werden kann. Daher werden nur Parametereinstellungen zur weiteren Analyse zugelassen, die innerhalb des 1σ-Bereiches um die optimale Einstellung liegen. Die obere Grenze des noch erlaubten χ^2, bestimmt sich mit Hilfe von Tabellen (CERNLIB), wobei die Anzahl der Freiheitsgrade und die Vorgabe der Sicherheitswahrscheinlichkeit (in diesem Fall 68%) eingehen.

Für die so selektierten Parametereinstellungen werden die Ladungsseparationen ebenfalls nach Gl.16 berechnet. Die Streuung der Werte für die Ladungsseparation gibt die Unsicherheit des Monte Carlo Modells aufgrund der Variation der Modellparameter wieder.

Für jeden der 13 Datensätze, die in Tab.12 aufgelistet sind, kann nun die Streuung der Ladungsseparationswerte samt eines Mittelwertes berechnet werden. Die Datensätze sind vom Prinzip alle gleichwertig. Die unterschiedlichen Kombinationen von gemessenen Datenverteilungen berücksichtigen die Tatsache, daß das K^0 und $K^\pm$ Spektrum nicht gleichzeitig gut beschrieben werden kann. Genauso wenig lassen sich die geladene Multiplizität und die x_p-Verteilung perfekt gemeinsam anpassen. Abwechselnd werden Verteilungen, die den Teilchenimpuls entweder linear (Thrust usw.) oder quadratisch (Sperizität usw.) miteinbeziehen, berücksichtigt.

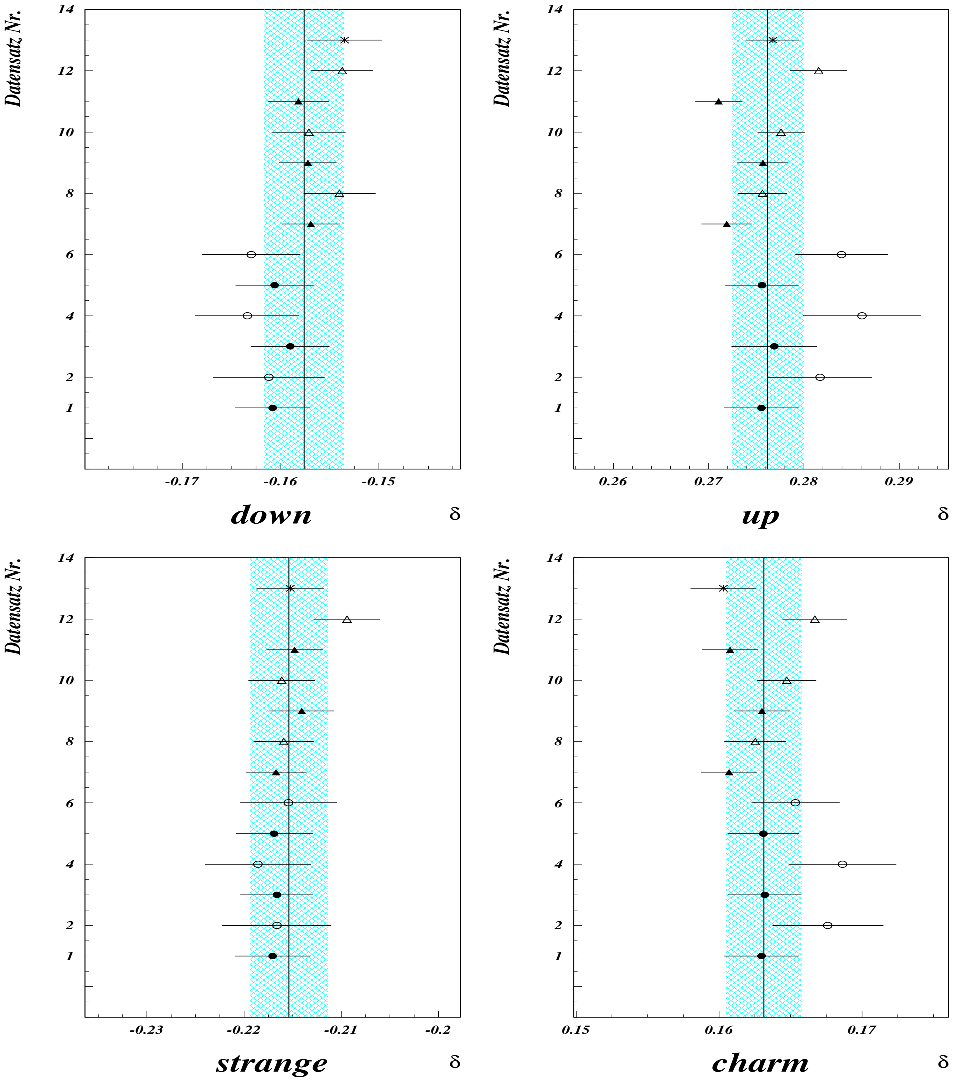


Abbildung 33: Die mittels der analytischen Approximation gewonnen Ladungsseparationen. Die Resultate sind für u-, d-, s- und c-Quarks getrennt nach verwendetem Datensatz eingetragen. Der pro Datensatz eingezeichnete Fehler entspricht der Streuung, die sich aufgrund des χ^2-Auswahlkriteriums ergibt. Der Mittelwert über die 13 Ergebnisse samt seiner Streuung ist durch die eingetragene Linie und den schraffierten Bereich kenntlich gemacht.

Der Datensatz 13 hat insofern eine ausgezeichnete Rolle, da dort versucht wird alle Datenverteilungen gleichzeitig anzupassen. Er wird deswegen im Folgenden als Referenzdatensatz verwendet, um die Resultate für die Ladungsseparationen und im Weiteren die Ergebnisse für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks zu bestimmen.

Die resultierenden Ladungsseparationen für leichte und c-Quarks sind in Abb.33 (entliehen aus [52]) gezeigt. Deutlich zu erkennen sind die Schwankungen abhängig von dem verwendeten Datensatz. Der eingezeichnete Fehler gibt die Streuung der Ladungsseparationen, die sich aufgrund des 1σ χ^2 Auswahlkriteriums innerhalb eines Datensatzes ergibt, wieder. Als Linie und schraffierten Bereich sind der Mittelwert und die Streuung der 13 eingetragenen Punkte eingezeichnet.

Die Vorhersage der Ladungsseparation ist bei den Datensätzen 1-6 ungenauer. Das liegt daran, daß dort die Messung der geladenen Multiplizität nicht mit einbezogen wird. Bei u- und c-Quarks ist weiterhin deutlich ein alternierendes Verhalten zu erkennen. Das hat seine Ursache darin, daß abwechselnd Verteilungen berücksichtigt wurden, die den Teilchenimpuls einmal linear und einmal quadratisch wichten.

6.2.2 Die Ergebnisse für die Ladungsseparationen von leichten und c-Quarks

Bis zu diesem Schritt handelt es sich um Ladungsseparationen auf reinem Generatorniveau, also ohne Berücksichtigung von Detektoreinflüssen. Diese werden durch Faltung der Ladungsfluß-Verteilung mit einer Korrekturmatrix eingebracht [52]. Für einen generierten Ladungsfluß in einem bestimmten Bin wird die Wahrscheinlichkeit ermittelt, den akzeptierten Ladungsfluß in irgendeinem anderen Bin der Verteilung zu messen. Dazu wird die vollständige Simulation des DELPHI Detektors verwendet. Da diese Akzeptanzmatrix nur für Ereignisse berechnet werden kann, die in der Analyse verwendet wurden, wird ein weiterer Korrekturfaktor angebracht, der die Einflüsse der Messung selbst und der Teilchen- und Ereignisselektion berücksichtigt. Alle im Folgenden zitierten Zahlen, sind auf akzeptiertes Detektorniveau korrigiert, und somit nicht direkt vergleichbar mit Resultaten von anderen Experimenten.

κ	δ_d	δ_u	δ_s	δ_c
0.3	-0.1406(17)(14)	0.2392(13)(32)	-0.1816(15)(16)	0.1677(13)(15)
0.5	-0.1638(25)(22)	0.2870(17)(41)	-0.2308(20)(17)	0.1735(16)(19)
0.8	-0.1963(33)(31)	0.3540(24)(53)	-0.3005(31)(20)	0.1746(20)(23)
1.0	-0.2151(37)(35)	0.3917(28)(58)	-0.3408(30)(21)	0.1734(22)(26)
1.2	-0.2299(42)(41)	0.4229(32)(63)	-0.3753(34)(24)	0.1717(24)(28)
2.1	-0.2708(50)(41)	0.4975(41)(74)	-0.4692(46)(31)	0.1615(29)(32)

Tabelle 13: Die akzeptanzkorrigierten Ergebnisse für die Ladungsseparationen des Jahres 1994. Der erste Fehler, der in Klammern angegeben wird, gibt die Streuung wieder, die sich aufgrund der χ^2-Auswahl errechnet. Der zweite in Klammern aufgelistete Fehler zeigt die Variation aufgrund der verschiedenen verwendeten Datensätze.

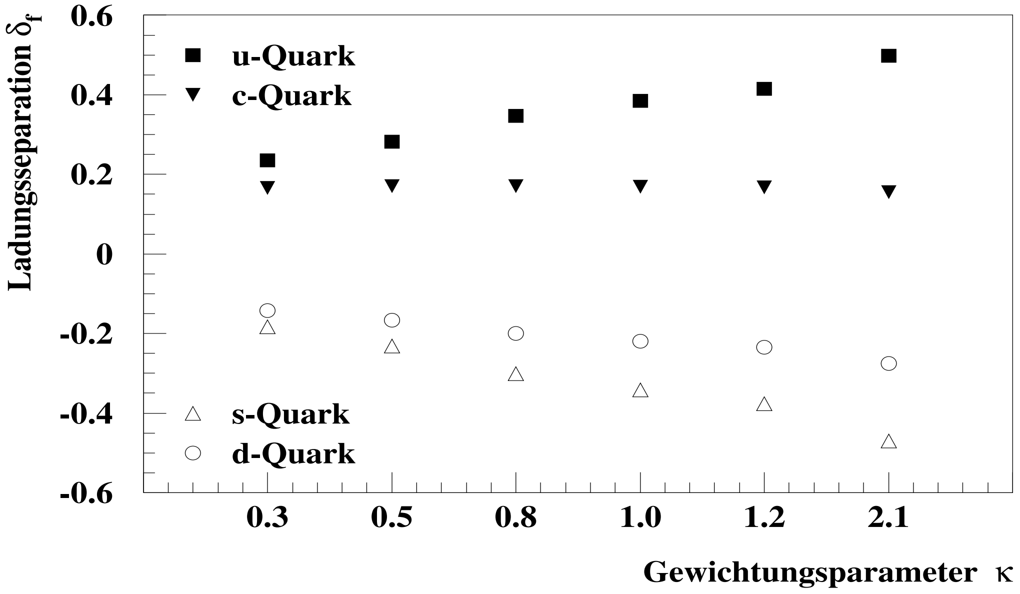


Abbildung 34: Die akzeptanzkorrigierten Ergebnisse für die Ladungsseparationen abhängig vom Gewichtungsparameter κ für das Jahr 1994. Für d-, u-, s- und c-Quarks sind jeweils die Mittelwerte und die Streuung aufgrund der χ^2-Auswahl für den Referenzdatensatz 13 eingezeichnet. In diesem Maßstab sind die Fehler nicht zu erkennen.

Die Abhängigkeit der Ladungsseparation von dem Gewichtungsparameter κ ist in Abb.34 gezeigt. Die resultierenden Werte sind genauer in Tab.13 angegeben. Bei d-, u- und s-Quarks nimmt der Absolutwert mit steigendem κ zu, wohingegen bei c-Quarks, wie erwartet, ein flacher, kaum von κ abhängiger Verlauf zu sehen ist. Werden die verschiedenen Jahre betrachtet, kommt es zu kleinen Schwankungen der Zentralwerte für die Ladungsseparationen. Da der Detektor und die Analysekette im Laufe der Zeit verändert wurden, sind Änderungen der flavourabhängigen Akzeptanz sowohl für Teilchen als auch für Ereignisse zu erwarten. Diese Schwankungen werden im Weiteren berücksichtigt.

Der Einfluß, den die b-Anreicherung auf die Ladungsseparationen hat, wurde mit den simulierten Ereignisse, für jedes Datennahmejahr getrennt, untersucht. Die Entwicklung in Abhängigkeit von der b-Reinheit ist für die verschiedenen Quarkflavour für das Jahr 1994 in Abb.35 gezeigt. In allen Fällen wird der Absolutwert der Ladungsseparation mit steigender b-Reinheit geringer. Aus den Kurven wurden entsprechende Korrekturfaktoren ($\Rightarrow \mathcal{C}_\mathrm{f}^{\mathrm{b_{tag}}} = \delta_\mathrm{f}(P_\mathrm{b})/\delta_\mathrm{f}$) berechnet. Für den ausgewählten Arbeitspunkt von $\epsilon_\mathrm{b} = 75\%$ und $P_\mathrm{b} = 92\%$ sind sie zusammen mit ihrem statistischen Fehler in Tab.14 angegeben.

Um von der Winkelabhängigkeit der differentiellen Asymmetrie zu profitieren, wird der selektierte Akzeptanzbereich in 4 Intervalle unterteilt. In jedem dieser Bins wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks, siehe Kap.7., bestimmt und zu einem Wert kombiniert. Da die Ladungsseparationen mithilfe der analytischen Approximation

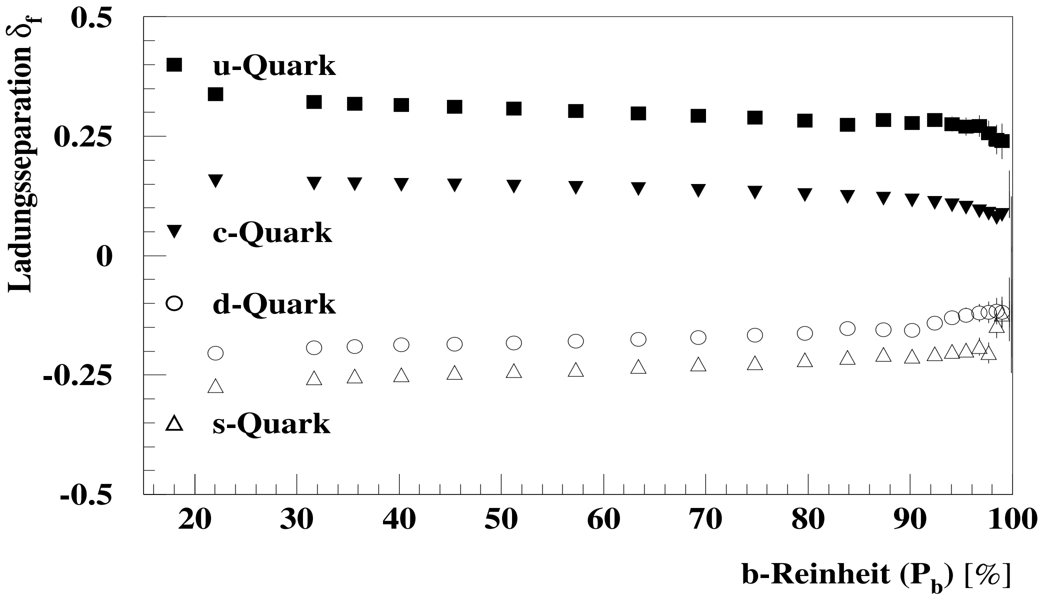


Abbildung 35: Die Ergebnisse, basierend auf simulierten Daten, für die Ladungsseparationen abhängig von P_b für das Jahr 1994. Die Werte sind getrennt nach d-, u-, s- und c-Quarks für $\kappa = 0.8$ mit ihren statistischen Fehlern gezeigt.

für alle 4 Bins zusammen bestimmt wurden, muß ein weiterer Korrekturfaktor angebracht werden ($\Rightarrow \mathcal{C}_\mathrm{f}^\theta = \delta_\mathrm{f}(\theta_{\vec{T}})/\delta_\mathrm{f}$). Dieser berücksichtigt eventuelle Winkelabhängigkeiten und wird mit den simulierten Daten für jedes Jahr bestimmt. Es hat sich gezeigt, daß die Korrekturen kaum mit den verschiedenen Jahren variieren und nur gering von κ abhängen. Sie sind klein und nahezu unverändert wenn die b-Reinheit zunimmt. In Tab.15 sind die

κ	$\mathcal{C}_\mathrm{d}^\mathrm{btag}$	$\mathcal{C}_\mathrm{u}^\mathrm{btag}$	$\mathcal{C}_\mathrm{s}^\mathrm{btag}$	$\mathcal{C}_\mathrm{c}^\mathrm{btag}$
0.3	0.65 ± 0.05	0.80 ± 0.04	0.72 ± 0.05	0.86 ± 0.01
0.5	0.67 ± 0.05	0.82 ± 0.04	0.74 ± 0.04	0.81 ± 0.02
0.8	0.69 ± 0.05	0.84 ± 0.04	0.76 ± 0.04	0.71 ± 0.02
1.0	0.70 ± 0.06	0.86 ± 0.04	0.76 ± 0.04	0.65 ± 0.02
1.2	0.72 ± 0.06	0.87 ± 0.04	0.76 ± 0.04	0.58 ± 0.03
2.1	0.75 ± 0.07	0.91 ± 0.05	0.76 ± 0.05	0.37 ± 0.05

Tabelle 14: Korrekturfaktoren für $\delta_{\mathrm{u,d,s,c}}$ aufgrund des b-tagging in Abhängigkeit des Gewichtungsparameter κ. Berechnet wurden die Werte mit den simulierten Daten des Jahres 1994 und sind zusammen mit ihrem statistischen Fehler für eine b-Reinheit von $P_b = 92\%$ gegeben.

$\theta_{\vec{T}}$	$\mathcal{C}^{\theta}_{\mathrm{d}}$	$\mathcal{C}^{\theta}_{\mathrm{u}}$	$\mathcal{C}^{\theta}_{\mathrm{s}}$	$\mathcal{C}^{\theta}_{\mathrm{c}}$
75° − 85°	1.03 ± 0.17	0.94 ± 0.10	1.06 ± 0.12	0.91 ± 0.06
65° − 75°	0.88 ± 0.16	1.00 ± 0.10	1.02 ± 0.12	1.01 ± 0.06
50° − 65°	0.91 ± 0.15	0.96 ± 0.09	0.95 ± 0.10	1.04 ± 0.06
35° − 50°	1.26 ± 0.20	1.17 ± 0.12	0.98 ± 0.14	1.03 ± 0.08

Tabelle 15: Korrekturfaktoren für $\delta_{\mathrm{u,d,s,c}}$ aufgrund der Winkelabhängigkeit für die 4 ausgewählten Intervalle in $\theta_{\vec{T}}$. Berechnet wurden die Werte mit den simulierten Daten des Jahres 1994. Sie sind zusammen mit ihrem statistischen Fehler für $\kappa = 0.8$ gegeben.

Korrekturfaktoren für $\kappa = 0.8$ für das Jahr 1994 aufgelistet, wobei eine b-Anreicherung von $P_{\mathrm{b}} = 92\%$ durchgeführt wurde. Bei Betrachtung des natürlich zusammengesetzten Datensatzes, wie auch im Falle von b-Quarks, zeigt sich, daß Winkelabhängigkeiten zu erwarten sind. Deswegen werden die Korrekturfaktoren, auch wenn sie statistisch nicht signifikant sind, angewandt. Der Einfluß ist jedoch aufgrund des geringen Untergrundanteils klein.

6.3 Die Bestimmung der Ladungsseparation für b-Quarks

In den vorhergehenden Kapiteln wurde schon an einigen Stellen angedeutet, daß die Bestimmung der Ladungsseparation für b-Quarks aus den Breiten der Datenverteilungen von Ladungsfluß und Ladungssumme möglich ist (Gl.10). Der Beitrag, der mit simulierten Ereignissen bestimmt werden muß, ist recht klein. Auf diese Weise wird man unabhängig von der Beschreibung der B-Zerfälle, die innerhalb der Monte Carlo Modelle nicht genau bekannt sind.

Nimmt man Gl.3 als Definition für die Ladungsseparation, so kann die Hemisphärenladung für Quark und Anti-Quark aus drei unterschiedlichen Termen zusammengesetzt werden:

$$Q_{\mathrm{f}} = \frac{\delta_{\mathrm{f}}}{2} + \frac{E_{\mathrm{f}}}{2} + S_{\mathrm{f}} \qquad\qquad Q_{\bar{\mathrm{f}}} = \frac{-\delta_{\mathrm{f}}}{2} + \frac{E_{\bar{\mathrm{f}}}}{2} + S_{\bar{\mathrm{f}}}\,. \tag{18}$$

Der erste ist die Ladungsseparation, der zweite steht für eine Verzerrung aufgrund von hadronischen Wechselwirkungen im Detektormaterial. Da der Wirkungsquerschnitt für negativ und positiv geladene Teilchen unterschiedlich ist, verschwindet der Term E_{f} nicht, wenn man über viele Ereignisse mittelt, sondern liefert einen positiven Anteil. Dieser ist allerdings für Quark und Anti-Quark gleich, denn in beiden Fällen entstehen in der Hadronisierung etwa zehn Teilchen, wobei sich nur eins im Vorzeichen und deswegen im Beitrag zur hadronischen Wechselwirkung unterscheiden kann. Über eine Messung der mittleren Ladungssumme läßt sich der Anteil an hadronischer Wechselwirkung quantisieren. Der dritte Term berücksichtigt statistische Variationen der Hemisphärenladung, wie zum Beispiel die Hemisphären-Hemisphären-Korrelation. Sie ist eine Folge der Ladungserhaltung, der Verwendung der gleichen Thrustachse für beide Hemisphären und dem Effekt, daß zufällig, vor allem langsame, Teilchen zur gegenüberliegenden Hemisphäre gezählt werden. Im Mittel ergibt sich $\langle S_{\mathrm{f}(\bar{\mathrm{f}})} \rangle = 0$.

Verwendet man beide Gleichungen, können mehrere Beziehungen für Variablen aufgestellt werden, die einer Messung zugänglich sind:

$$\begin{aligned}
\langle Q^{\mathrm{f}}_{TOT} \rangle &= E_{\mathrm{f}} \\
\langle Q_{TOT} \rangle &= \sum_{\mathrm{f}} P_{\mathrm{f}} E_{\mathrm{f}} && (19) \\
\langle Q^{\mathrm{f}}_{F} \cdot Q^{\mathrm{f}}_{B} \rangle &= -\frac{\delta_{\mathrm{f}}^2}{4} + \frac{E_{\mathrm{f}}^2}{4} + \langle S_{\mathrm{f}} S_{\bar{\mathrm{f}}} \rangle \\
\langle Q_{F} \cdot Q_{B} \rangle &= \sum_{\mathrm{f}} P_{\mathrm{f}} \left(-\frac{\delta_{\mathrm{f}}^2}{4} + \frac{E_{\mathrm{f}}^2}{4} + \langle S_{\mathrm{f}} S_{\bar{\mathrm{f}}} \rangle \right) && (20) \\
\sigma^2_{FB} - \sigma^2_{TOT} &= -4 \langle Q_F \cdot Q_B \rangle - \langle Q_{FB} \rangle^2 + \langle Q_{TOT} \rangle^2 \, . && (21)
\end{aligned}$$

Daraus kann ein Zusammenhang zwischen den Ladungsseparationen und den Meßgrößen hergeleitet werden:

$$\sum_{\mathrm{f=u,d,s,c,b}} P_{\mathrm{f}} \delta_{\mathrm{f}}^2 = \sigma^2_{FB} - \sigma^2_{TOT} + \langle Q_{FB} \rangle^2 + \underbrace{\sum_{\mathrm{f=u,d,s,c,b}} P_{\mathrm{f}} \left(4 \langle S_{\mathrm{f}} S_{\bar{\mathrm{f}}} \rangle + E_{\mathrm{f}}^2 \right) - (\sum_{\mathrm{f=u,d,s,c,b}} P_{\mathrm{f}} E_{\mathrm{f}} \,)^2}_{\mathrm{MC_{cor}}} \, . \qquad (22)$$

Die Ladungsseparation für b-Quarks läßt sich extrahieren, indem der Anteil an leichten und c-Quarks ($\sum_{\mathrm{f} \neq \mathrm{b}} P_{\mathrm{f}} \delta_{\mathrm{f}}^2$) von beiden Gleichungsseiten abgezogen und anschließend durch die b-Reinheit dividiert wird.

Gl.22 kann für verschiedene Werte von κ und in Abhängigkeit der b-Reinheit aufgestellt werden. So läßt sich auch die b-Ladungsseparation als Funktion von P_{b} studieren. Da die integrale Methode, in der immer stärkere Anforderungen an die b-tagging Variable gestellt werden, verwendet wird, sind die einzelnen Ergebnisse stark korreliert.

Den größten Beitrag der rechten Gleichungsseite liefert die Differenz der Varianz von Ladungsfluß- und Ladungssummen-Verteilung. Das Quadrat des mittleren Ladungsflusses macht eine geringe Korrektur aus. Der letzte Term der rechten Seite, der mit der Klammer markiert ist, ist numerisch ebenfalls klein und wird mithilfe der Simulation bestimmt. Er wird im Folgenden mit $\mathrm{MC_{cor}}$ bezeichnet. Der letzte Term $(\sum_{\mathrm{f}} P_{\mathrm{f}} E_{\mathrm{f}})^2$ ist gleich dem Quadrat der mittleren Ladungssumme. Dieser hebt sich bei einer b-Reinheit von $P_{\mathrm{b}} = 1$ und unter der Annahme, daß E_{f} flavourunabhängig ist, gegen den anderen E_{f}-Term innerhalb des Faktors $\mathrm{MC_{cor}}$ auf. Übrig bleibt der numerisch kleine Anteil der Hemisphären-Hemisphären-Korrelation.

Die Größen, die zur δ_{b}-Bestimmung verwendet werden, sind in Abb.36 für drei verschiedene Werte von κ gezeigt. Die Korrektur $\mathrm{MC_{cor}}$ ist mit den simulierten Daten des Jahres 1994 bestimmt worden. Die anderen Ergebnisse basieren, bis auf diesen Korrekturterm und den Anteil der Untergrundereignisse, auf den Daten des gleichen Jahres. Ein analoges Bild zeigt sich, wenn die anderen Jahre untersucht werden.

Im oberen Bildabschnitt (Abb.36 a)) ist die gesamte rechte Gleichungsseite gezeigt. Man erkennt eine Verschiebung der Kurven zueinander bei den unterschiedlichen κ Werten. Der Verlauf mit steigender b-Reinheit ist jedoch für alle drei Kurven vergleichbar. Die Werte oberhalb von $P_{\mathrm{b}} = 70\%$ sind nahezu stabil und zeigen fast keine Abhängigkeit von P_{b}. In den drei Abschnitten darunter sind die unterschiedlichen Anteile, die die rechte Gleichungseite bilden, gezeigt. Zuoberst ist die Hauptmeßgröße $\sigma^2_{FB} - \sigma^2_{TOT}$ gezeigt

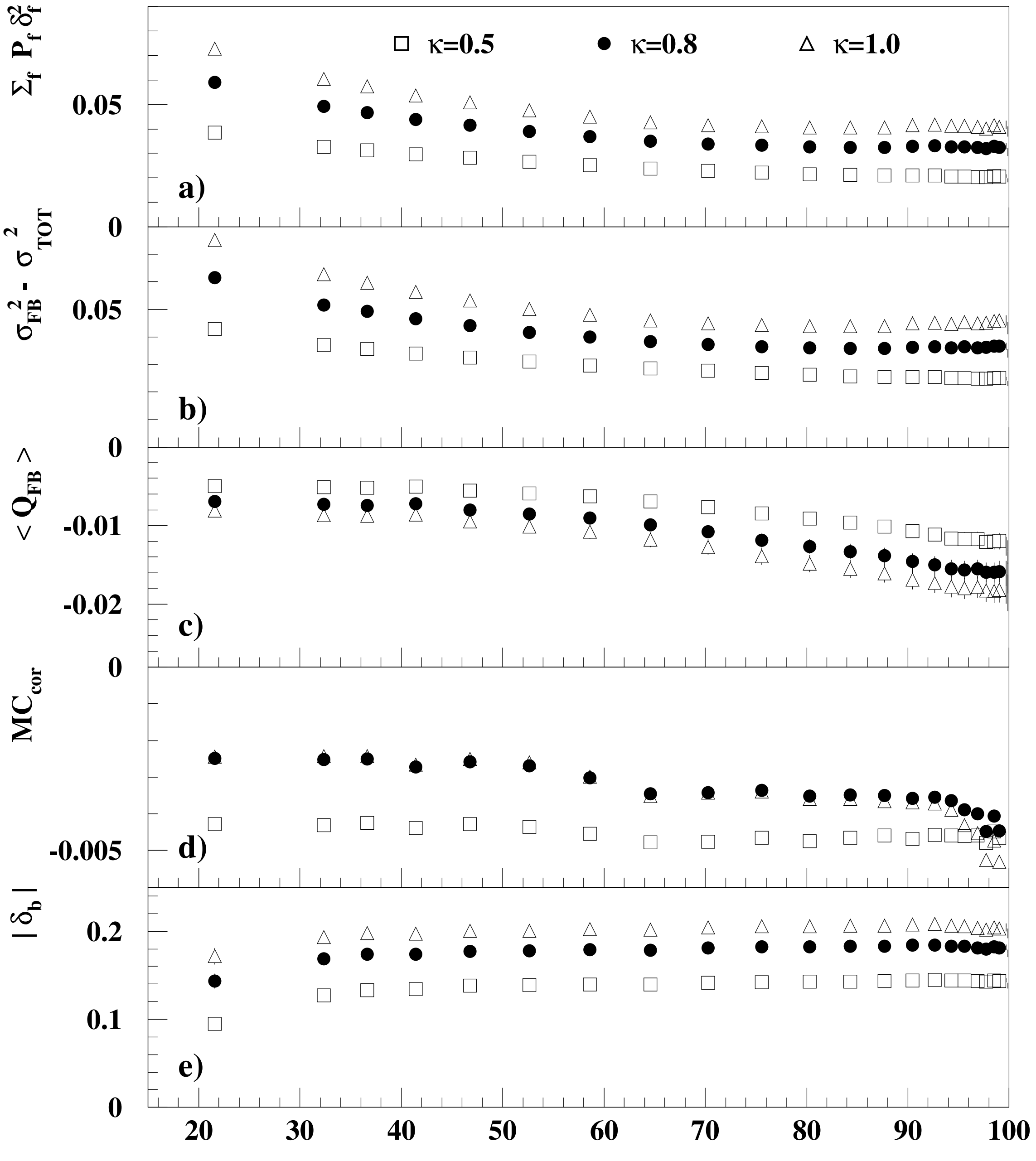


Abbildung 36: Die Variablen, die in die Bestimmung von δ_b eingehen, als Funktion der b-Reinheit für $\kappa = 0.5$, 0.8, 1.0. Es sind die Resultate des Jahres 1994 mit statistischen Fehlern gezeigt.
a) : $\sum_\mathrm{f} P_\mathrm{f}\delta_\mathrm{f}^2$, b) : $\sigma_{FB}^2 - \sigma_{TOT}^2$, c) : $\langle Q_{FB}\rangle$, d) : $\mathrm{MC_{cor}}$, e) : Absolutwert von δ_b.

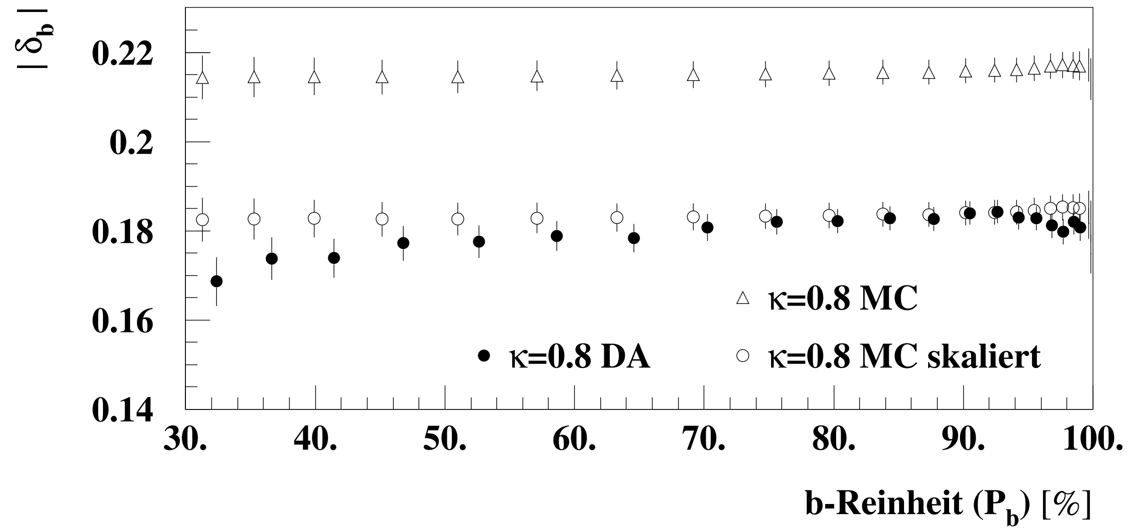


Abbildung 37: δ_b im Vergleich zwischen Daten und Simulation für $\kappa = 0.8$. Die Ergebnisse sind mit der gleichen Extraktionsmethode für das Jahr 1994 bestimmt. Zum besseren Vergleich mit den Datenresultaten sind die Monte Carlo Ergebnisse ein zweites Mal skaliert gezeigt.

(Abb.36 b)). Sie verhält sich erwartungsgemäß, wie die Größe im oberen Bildabschnitt. In der Mitte ist der mittlere Ladungsfluß $\langle Q_{FB} \rangle$, wobei allerdings das Quadrat dieser Größe in Gl.22 eingeht, dargestellt (Abb.36 c)). Es zeigt sich nur bei kleinen und bei sehr großen Werten von P_b ein Plateau. Das bedeutet, daß bei niedrigen b-Reinheiten die inklusive Asymmetrie dominiert, wogegen bei hohen hauptsächlich der Anteil der b-Asymmetrie zu erkennen ist. Als nächstes ist der Korrekturterm MC_cor, der mit simulierten Daten bestimmt wird, gezeigt (Abb.36 d)). Für $\kappa = 0.8$ und 1.0 stimmen die Absolutwerte recht gut überein und werden nur geringfügig größer mit steigendem P_b. Für den kleineren Gewichtungsparameter $\kappa = 0.5$ ist die Korrektur absolut gesehen größer. Der Unterschied zu den etwas größeren Werten $\kappa = 0.8$, 1.0 wird jedoch mit zunehmender b-Reinheit geringer. Da die Bestimmung von δ_b soweit wie möglich auf den Daten basieren soll, ist es von Vorteil, wenn der Beitrag, der mithilfe der simulierten Ereignisse berechnet wird, klein gehalten werden kann. Aus diesem Grund ist eher ein κ von 0.8 oder 1.0 zu bevorzugen.

Im unteren Bildabschnitt ist der absolute Wert der Ladungsseparation für b-Quarks gezeigt, wie er nach Gl.22 berechnet wird (Abb.36 e)). Der Untergrundanteil $\sum_{\mathrm{f}\neq\mathrm{b}} P_\mathrm{f}\delta_\mathrm{f}^2$ ist nicht gesondert dargestellt. Bei hohen P_b-Werten ist das δ_b-Ergebnis nahezu konstant, wobei eine kleine Verzerrung aufgrund der b-Anreicherungs-Methode zu erwarten ist. Die Stabilität der Resultate gerade bei höheren b-Reinheiten zeigt, daß die Bestimmungsmethode gut verstanden und unter Kontrolle ist.

Ein Vergleich der Ergebnisse für die b-Ladungsseparation zwischen Daten und simulierten Ereignissen des Jahres 1994 ist für $\kappa = 0.8$ in Abb.37 gezeigt. Auf Daten und simulierten Ereignissen wurde dieselbe Methode zur Bestimmung von δ_b angewandt.

Die Ladungsseparationswerte, die den simulierten Ereignissen zugrunde liegen, werden in hervorragender Weise durch die Extraktionsmethode reproduziert. Allerdings liegen sie systematisch höher als die vergleichbaren Datenresultate. Das liegt zum Teil an den B-Zerfällen, die in den Monte Carlo Modellen nur unzureichend beschrieben werden können. Hier wird deutlich, wie notwendig die Bestimmung von δ_{b} auf Daten ist.

Um die Abhängigkeit von der b-Reinheit zu vergleichen, wurden die Ergebnisse, die mit den simulierten Daten bestimmt wurden, skaliert. Als Normierungspunkt wurden die Werte bei etwa 92% b-Reinheit gewählt. Auf Daten ist ein deutliches Ansteigen mit zunehmender b-Reinheit zu erkennen, während die Resultate der Simulation ein fast konstantes Verhalten zeigen. Bei niedrigen Werten von P_{b} zeigen sich hier Probleme, die zum Teil in der Methode zur Bestimmung der b-Reinheit liegen, wie sie in Kap.5.2 ausgeführt wurden.

Bei P_{b}-Werten oberhalb von etwa 70% zeigt auch die Datenverteilung einen deutlich flacheren Verlauf. Eine verbleibende Diskrepanz, die wiederum ihre Ursache in den B-Zerfällen hat, zwischen dem Verlauf der Datenresultate und denen der simulierten Ereignisse ist jedoch zu erwarten. Es ist nicht auszuschließen, daß die Methode der b-Anreicherung Verschiebungen der Ladungsseparation zur Folge hat, die wiederum von den B-Zerfällen abhängen können, und die zu unterschiedlichen Steigungen führen. Bei der gewählten Methode zur Extraktion der b-Ladungsseparation auf Daten wird dieser Verzerrung Rechnung getragen, da die Ladungsseparation für jeden Wert von P_{b} bestimmt wird.

Die Ergebnisse für δ_{b} sind für eine b-Reinheit von etwa 92% für die verschiedenen Jahre der Datennahme in Tab.16 aufgezählt.

Der Fehler, der in Klammern angegeben ist, ergibt sich aus den systematischen Unsicherheiten für die Bestimmung der Ladungsseparationen für leichte und c-Quarks. Dieser ist mehr als eine Größenordnung kleiner als der statistische Fehler. Die Resultate der

Jahr	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 0.3)$	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 0.5)$	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 0.8)$
92	$-0.1184 \pm 0.00260(14)$	$-0.1470 \pm 0.00290(14)$	$-0.1871 \pm 0.00390(16)$
93	$-0.1191 \pm 0.00310(16)$	$-0.1463 \pm 0.00350(16)$	$-0.1850 \pm 0.00480(16)$
94	$-0.1166 \pm 0.00170(15)$	$-0.1446 \pm 0.00190(11)$	$-0.1843 \pm 0.00260(15)$
95	$-0.1176 \pm 0.00300(15)$	$-0.1452 \pm 0.00330(12)$	$-0.1838 \pm 0.00460(16)$
Jahr	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 1.0)$	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 1.2)$	$\delta_{\mathrm{b}}(\kappa = 2.1)$
92	$-0.2114 \pm 0.00480(15)$	$-0.2331 \pm 0.00570(16)$	$-0.2992 \pm 0.00920(20)$
93	$-0.2079 \pm 0.00580(12)$	$-0.2282 \pm 0.00700(14)$	$-0.2882 \pm 0.01140(15)$
94	$-0.2081 \pm 0.00320(12)$	$-0.2289 \pm 0.00390(15)$	$-0.2882 \pm 0.00640(18)$
95	$-0.2069 \pm 0.00560(10)$	$-0.2273 \pm 0.00670(11)$	$-0.2854 \pm 0.01110(14)$

Tabelle 16: Die δ_{b} Resultate für $P_{\mathrm{b}} = 92\%$ für die vier Jahre der Datennahme. Die Ergebnisse sind für sechs Werte von κ mit ihrem statistischen Fehler aufgelistet. Der in Klammern eingetragene Fehler zeigt die Größe der systematischen Unsicherheit aufgrund der Bestimmungsmethode der Ladungsseparation für leichte und c-Quarks an. Er ist etwa eine Größenordnung kleiner als der statistische Fehler.

$\theta_{\vec{T}}$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 0.3)$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 0.5)$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 0.8)$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 1.0)$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 1.2)$	$\mathcal{C}^\theta_\mathrm{b}(\kappa = 2.1)$
$75^\circ - 85^\circ$	0.963 ± 0.010	0.965 ± 0.009	0.967 ± 0.009	0.968 ± 0.009	0.968 ± 0.010	0.969 ± 0.011
$65^\circ - 75^\circ$	1.008 ± 0.009	1.006 ± 0.009	1.005 ± 0.009	1.005 ± 0.009	1.006 ± 0.010	1.006 ± 0.011
$50^\circ - 65^\circ$	1.024 ± 0.008	1.024 ± 0.007	1.024 ± 0.008	1.024 ± 0.008	1.023 ± 0.008	1.022 ± 0.009
$35^\circ - 50^\circ$	0.993 ± 0.010	0.992 ± 0.009	0.991 ± 0.009	0.991 ± 0.009	0.991 ± 0.010	0.991 ± 0.011

Tabelle 17: Korrekturfaktoren für δ_b aufgrund der Winkelabhängigkeit für die 4 ausgewählten Intervalle in $\theta_{\vec{T}}$. Berechnet wurden die Werte mit den simulierten Daten des Jahres 1994. Sie sind zusammen mit ihrem statistischen Fehler für sechs κ Werte gegeben.

einzelnen Jahre stimmen gut überein. Erkennbar ist das Ansteigen des Absolutwertes der b-Ladungsseparation mit steigendem κ. Der kleinste relative statistische Fehler ergibt sich bei $\kappa = 0.8$.

Wie auch bei der Bestimmung der Ladungsseparation für leichte und c-Quarks, wird der gesamte selektierte Akzeptanzbereich zur Extraktion von δ_b herangezogen. Korrekturfaktoren ($\Rightarrow \mathcal{C}^\theta_\mathrm{b} = \delta_\mathrm{b}(\theta_{\vec{T}})/\delta_\mathrm{b}$) aufgrund einer Winkelabhängigkeit werden mithilfe der simulierten Ereignisse berechnet. Sie sind für $P_\mathrm{b} = 92\%$ exemplarisch für das Jahr 1994 in Tab.17 aufgelistet. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen die Korrekturfaktoren für die verschiedenen Jahre überein. Die Variation sowohl mit der b-Reinheit als auch mit κ ist gering, und liegt deutlich unterhalb des statistischen Fehlers. Sie wird allerdings trotzdem mitberücksichtigt.

Zur weiteren Kontrolle der Extraktionsmethode werden die einzelnen Observablen genauer untersucht. Oberhalb von $P_\mathrm{b} = 70\%$ werden sie mit den entsprechenden Resultaten der simulierten Ereignisse verglichen (siehe Abb.38), selbst wenn in der δ_b-Bestimmungsmethode nur das Datenergebnis Verwendung findet.

Besonders wichtig ist dabei die gute Kontrolle der Hemisphären-Hemisphären-Korrelation. Sie kann nicht aus den Daten bestimmt werden, ist allerdings stark mit der Observablen $\langle Q_F Q_B \rangle$ verknüpft. Diese beinhaltet zusätzlich noch einen Beitrag, der aus der hadronischen Wechselwirkung kommt, und einen, der mit den Reinheiten und Ladungsseparationen der einzelnen Quarkflavour verknüpft ist. Zum besseren Studium wird die Observable $\mathcal{H}$ definiert,

$$\mathcal{H} = \langle Q_F Q_B \rangle - \langle Q_{TOT} \rangle^2 / 4\,, \tag{23}$$

die den Anteil, der von den hadronischen Wechselwirkungen stammt, nicht mehr enthält. Dieses wird durch Subtraktion des Terms $\langle Q_{TOT} \rangle^2/4$ realisiert.

Fast alle Observablen, bis auf $\mathcal{H}$, zeigen eine Verschiebung zwischen den Daten und denen der simulierten Ereignisse. Wie in Abb.38 c) anhand der mittleren Ladungssum-

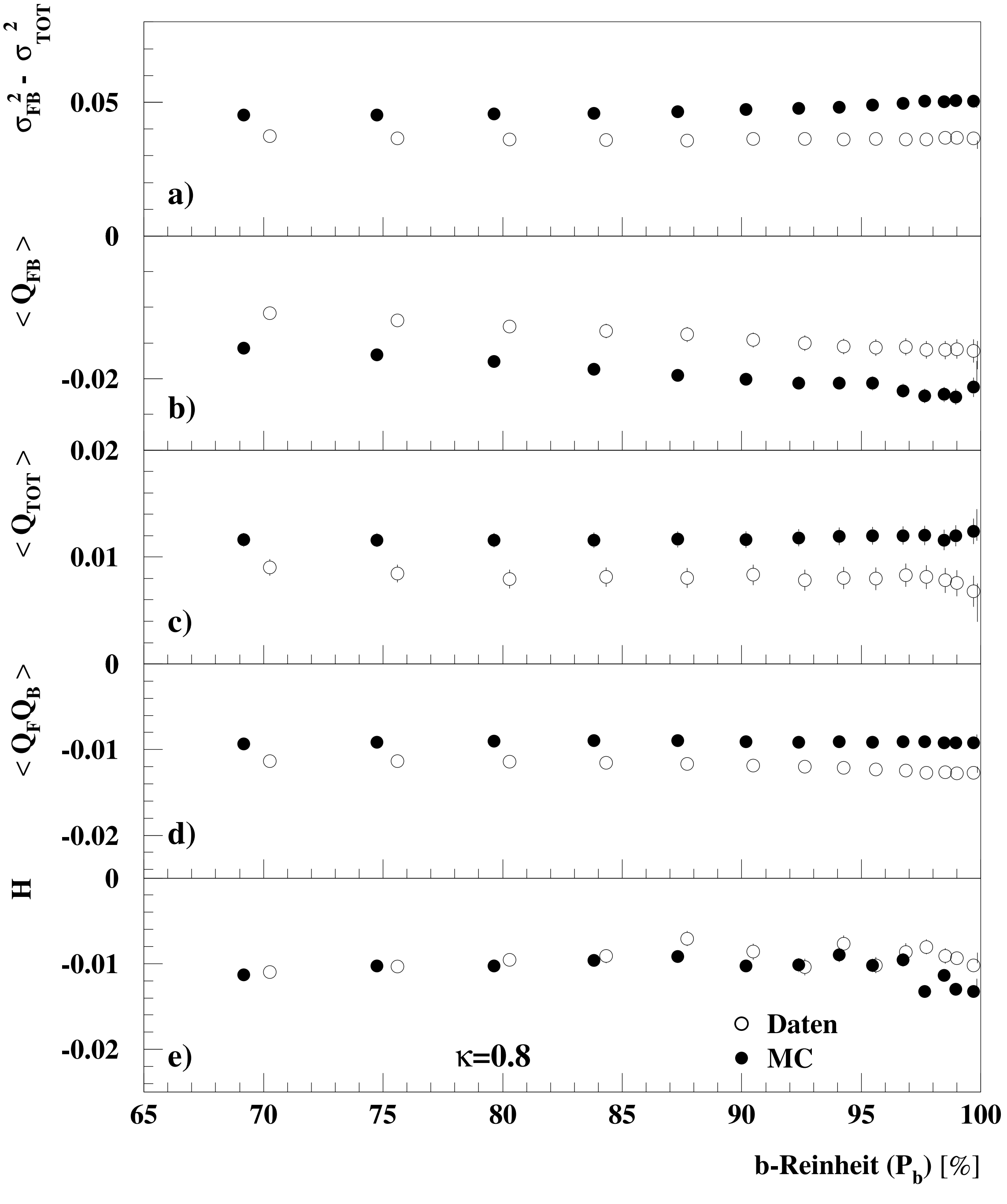


Abbildung 38: Die Variablen, die in die Bestimmung von δ_b eingehen, als Funktion der b-Reinheit für $\kappa = 0.8$. Die Resultate des Jahres 1994 sind zusammen mit ihren statistischen Fehlern im Vergleich zwischen Daten und simulierten Ereignissen gezeigt.
a) : $\sigma^2_{FB} - \sigma^2_{TOT}$, b) : $\langle Q_{FB} \rangle$, c) : $\langle Q_{TOT} \rangle$, d) : $\langle Q_F Q_B \rangle$, e) : $\mathcal{H}$.

me zu erkennen ist, ist der Anteil an hadronischen Wechselwirkungen in der Simulation nicht optimal an die Daten angepaßt. Diese Diskrepanz, wenn auch reduziert, spiegelt sich in allen anderen Observablen, die einen E_{f}-Anteil besitzen, wieder. Die mittlere Ladungssumme wird mit den simulierten Ereignissen bestimmt. Denn sie trägt nur zu dem numerisch kleinen $\mathrm{MC}_{\mathrm{cor}}$-Term bei, und dort sollen sich beide E_{f}-Anteile aufheben.

Im oberen Bildabschnitt (Abb.38 a)) ist die Observable $\sigma_{FB}^2 - \sigma_{TOT}^2$ gezeigt. Zur δ_{b}-Bestimmung wird nur das Daten Resultat verwendet und Unterschiede zur Simulation sind nicht von Bedeutung. Der E_{f}-Anteil geht quadratisch in die Größe ein und ist deswegen reduziert. Die hauptsächliche Diskrepanz zwischen Daten und Simulation kommt daher, daß unterschiedliche Ladungsseparationen den beiden Ereignissätzen zugrunde liegen.

Im zweiten Bildabschnitt (Abb.38 b)) sind die Resultate des mittleren Ladungsflusses verglichen. Das Datenergebnis geht in die Bestimmung von δ_{b}, wie schon erwähnt, nur quadratisch ein. Die Diskrepanz ist von der Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung unabhängig und stammt von Unterschieden in den zugrunde liegenden Ladungsseparationen und Asymmetriewerten.

Die Observable $\langle Q_F Q_B \rangle$ wird der Vollständigkeit halber in Abb.38 d) gezeigt. Sie geht weder direkt in die δ_{b}-Bestimmung noch in die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks ein. Wie jedoch schon angedeutet, beinhaltet sie den interessanten Beitrag der Hemisphären-Hemisphären Korrelation. Allerdings enthält sie sowohl einen quadratischen E_{f}- und δ_{f}-Anteil. Wie schon anhand der anderen Observablen gezeigt wurde, stimmen diese Beiträge zwischen Daten und Simulation nicht überein.

In der Größe $\mathcal{H}$, die hauptsächlich der Hemisphären-Hemisphären Korrelation entspricht, zeigt sich eine gute Übereistimmung zwischen Daten und Simulation. Nur im Bereich ganz hoher b-Reinheiten, die aufgrund der limitierten Statistik für eine Bestimmung der b-Asymmetrie nicht in Frage kommen, werden größere Unterschiede deutlich. Für die anderen Jahre der Datennahme zeigt sich ein analoges Bild. Unterschiede zwischen den Jahren sind allerdings zu erwarten, da sich der Detektor und damit gleichzeitig die Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung in Laufe der Zeit verändert hat. Die gute Reproduktion der Observable $\mathcal{H}$ zeigt, daß der Term $\mathrm{MC}_{\mathrm{cor}}$ ohne Probleme mithilfe der Simulation bestimmt werden kann.

7. Die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks

Die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks stützt sich ganz auf den Zusammenhang mit dem mittleren Ladungsfluß

$$\langle Q_{FB}\rangle = \sum_{Flavour\ \mathrm{f}} \eta_{\mathrm{f}}\delta_{\mathrm{f}}P_{\mathrm{f}}A_{FB}^{\mathrm{f}\bar{\mathrm{f}}}\,,$$

der in Kap.6.1 als Gl.9 hergeleitet wurde. Die Bestimmung der Ladungsseparationen für die unterschiedlichen Quarkflavour und deren Winkelabhängigkeit wurde in Kap.6. ausführlich beschrieben.

Aufgrund der Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts und damit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ist es von Vorteil den Akzeptanzbereich in unterschiedliche Bins einzuteilen. Bei der hier vorgestellten Messung wurden vier Intervalle bezüglich des Polarwinkels der Thrustachse ($\theta_{\vec{T}}$) gewählt: $35° - 50°$,$50° - 65°$, $65° - 75°$ und $75° - 85°$. Diese sind danach ausgesucht, daß sich pro Bin etwa die gleiche Statistik ergibt. Der mittlere Ladungsfluß pro Intervall ist für das Jahr 1994 in Abhängigkeit von der zugehörigen b-Reinheit für einen Gewichtungsparameter $\kappa = 0.8$ in Abb.39 gezeigt.

Im Winkelbereich von $75° - 85°$ ist der Absolutwert von $\langle Q_{FB}\rangle$ recht klein, was da-

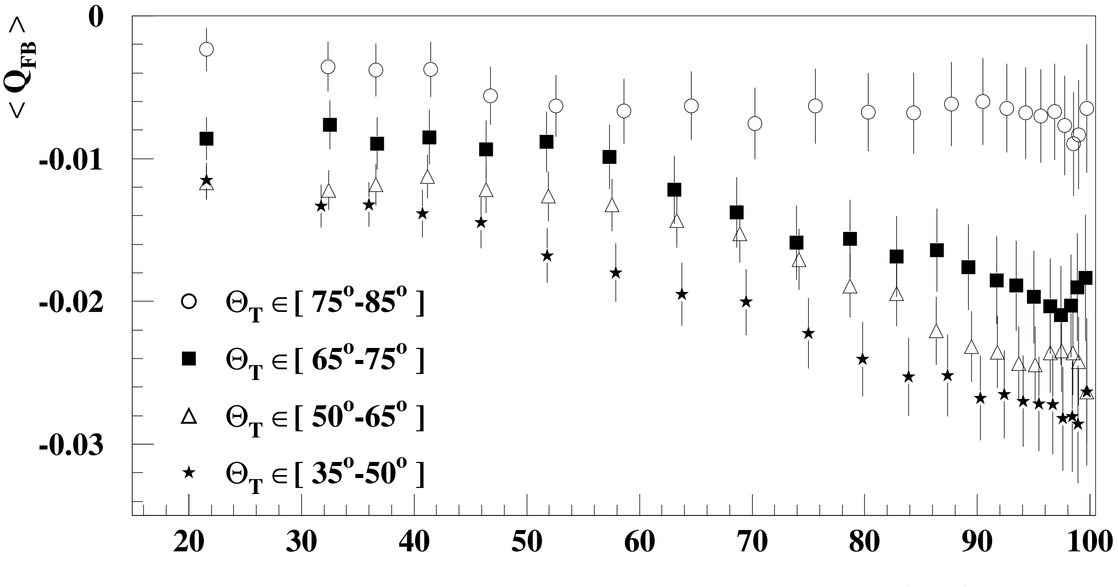


Abbildung 39: Der mittlere Ladungsfluß ist für die vier Winkelbereiche in Abhängigkeit von der b-Reinheit gezeigt. Es sind die Ergebnisse des Jahres 1994 für $\kappa = 0.8$ samt statistischen Fehlern eingetragen.

mit zusammenhängt, daß hier die Asymmetrie ebenfalls gering ist. Im Gegensatz dazu steigt die Asymmetrie hin zu kleinen Polarwinkeln an, was sich direkt im Verhalten des Ladungsflusses zeigt.

Der statistische Fehler der Asymmetriebestimmung konnte, durch getrenntes Aufstellen und Analysieren der obigen Gleichung für die vier Winkelbereiche, um etwa 10% verkleinert werden. Der Gewinn kommt durch den großen Absolutwert und somit kleinen relativen Fehler des mittleren Ladungsflusses bei kleinen Polarwinkeln zustande.

7.1 Die Bestimmung der Reinheiten

Wichtig für die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks ist die genaue Kenntnis der Flavourzusammensetzung ($\Rightarrow P_\mathrm{f}$). An erster Stelle steht dabei die Bestimmung von b-Effizienz und Reinheit, wie sie schon in Kap.5.2 ausführlich beschrieben ist. Die gewählte Methode stützt sich vorwiegend auf die Daten. Allerdings gehen die Effizienzen für leichte und c-Quarks, die ihrerseits nur mithilfe simulierter Ereignisse berechnet werden können, in die Formel ein (siehe Gl.7 Kap.5.2). Unsicherheiten im Anteil dieser Ereignisse verändern demnach die b-Effizienz und damit verknüpft auch die b-Reinheit und erfordern detailierte systematisch Studien (siehe Kap.7.4). Die verschiedenen Effizienzen sind in Abb.40 als Funktion der b-Reinheit gezeigt.

Durch Konstruktion treffen sich alle Punkte bei einer Effizienz von 100%. Der Anteil

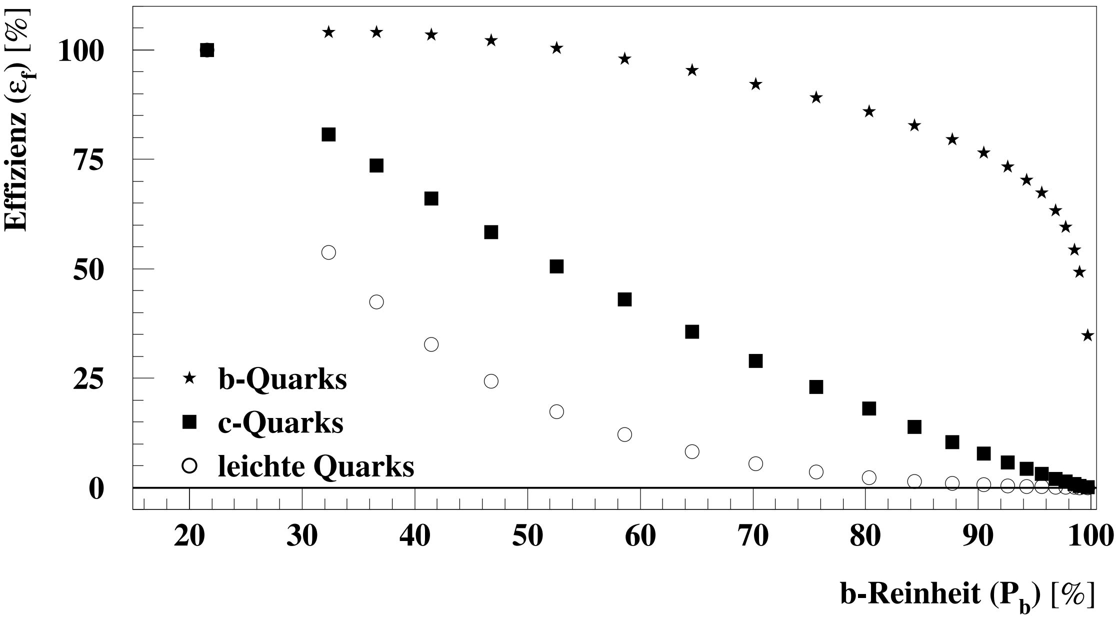


Abbildung 40: Die Effizienzen von leichten, c- und b-Quarks als Funktion der b-Reinheit. Für b-Quarks wurden die Ergebnisse vorwiegend mit den Daten des Jahres 1994 bestimmt. Für leichte und c-Quarks wurden die entsprechenden simulierten Ereignisse verwendet.

D-Meson	Produktionsraten	Lebensdauer [ps]
D^0	0.600	0.415 ± 0.004
D^+	0.233±0.027	1.057 ± 0.015
D_s	0.102±0.029	0.447 ± 0.017
Λ_c	0.063±0.028	0.206 ± 0.012

Tabelle 18: Messungen von Produktionsraten und Lebensdauern der D-Mesonen.

an Ereignissen mit leichten Quarks nimmt sehr schnell mit wachsender b-Reinheit ab. Hierbei sind die unterschiedlichen Flavour im Verhalten kaum zu unterscheiden und in den Rechnungen immer zusammengefaßt.

Der c-Quark Anteil zeigt dagegen ein linear abnehmendes Verhalten. Deutlich zu erkennen ist, daß c-Ereignisse auch nach hartem Schnitt in die b-tagging Variable (also hoher b-Reinheit) selektiert werden. Sie machen etwa 80% des Untergrunds bei einer b-Reinheit von 92% aus. Aufgrund der gegensätzlichen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von c-Quarks im Vergleich zu b-Quarks, muß deswegen gerade der Anteil an c-Ereignissen besonders detailiert studiert werden. So wurden zum Beispiel die Lebensdauern und Produktionsraten von D-Mesonen in den simulierten Ereignissen den aktuellen Messung (siehe Tab.18) angepaßt [6].

Die Reinheiten von leichten und c-Quarks sind in Abb.41 gezeigt. In Kap.5.2 wurde beschreiben, daß sie für alle Flavour nach Gl.8 berechnet werden und sich zu eins addieren.

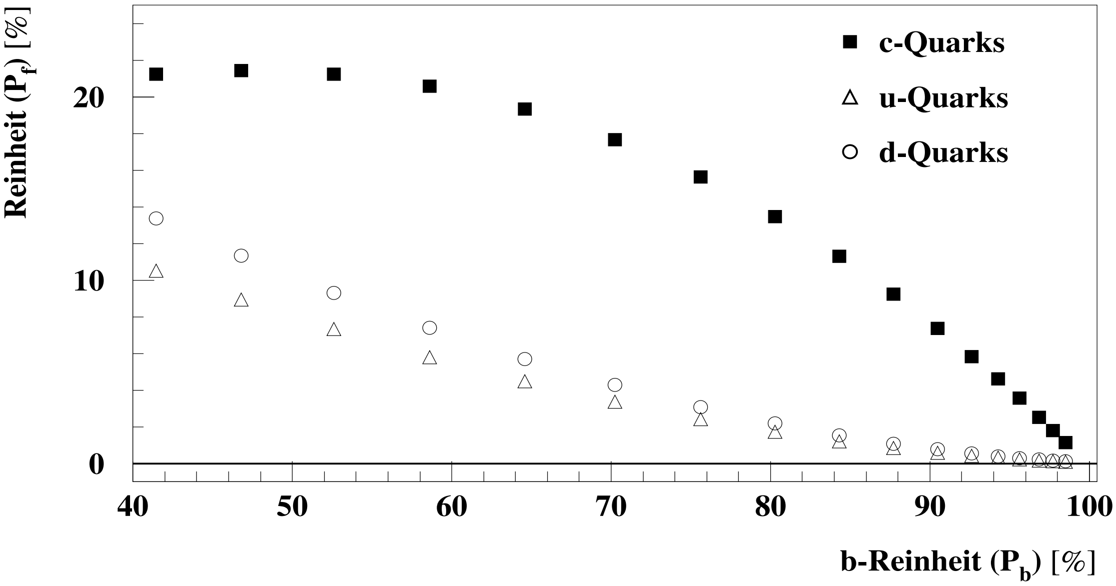


Abbildung 41: Die Reinheiten von u-, d- und c-Quarks als Funktion der b-Reinheit. Es sind die Resultate des Jahres 1994 gezeigt. (Die s-Reinheit ist von der d-Reinheit nicht zu unterscheiden und deswegen nicht eingezeichnet.)

Die s-Reinheit ist kaum von der d-Reinheit zu unterscheiden und der Klarheithalber nicht eingetragen. Bei der gewählten Bestimmungsmethode, werden die Reinheiten für leichte und c-Quarks zuerst mithilfe der simulierten Eregnisse bestimmt und anschliessend korrigiert. So werden Unterschiede in der b-Effizienz und Reinheit zwischen Daten und Simulation berücksichtigt. Die Rate an c- und b- Ereignissen in hadronischen Zerfällen wird mit $R_{\mathrm{c}} = 0.1720$ und $R_{\mathrm{b}} = 0.2158$ auf den jeweiligen STANDARD-MODELL-Wert gesetzt.

Alle Reinheiten und Effizienzen wurden zur Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks getrennt für die vier unterschiedlichen Winkelintervalle berechnet. Für die b-Reinheit, wie sie sich für das Jahr 1994 ergibt, können die Variationen in Abb.39 abgelesen werden. Sie entsprechen genau den Unterschieden der eingetragenen Meßpunkte in x-Achsenrichtung. Man erkennt, daß es sich um keine konstante Verschiebung der b-Reinheiten zueinander bei unterschiedlichen Winkelbereichen handelt, sondern um eine Variation, die von dem Schnitt in der b-tagging Variable selber abhängt. Unterschiede sind unter anderem deswegen zu erwarten, weil zum Beispiel die Qualität des b-tagging im Vorwärtsbereich aufgrund der limitierten Akzeptanz des VD-Detektors abnimmt. In allen anderen Abbildungen wird die b-Reinheit gemittelt über den gesamten Winkelbereich gezeigt.

Da der Anteil an Untergrundereignissen bei einer b-Reinheit von 92% jedoch klein ist, haben Unterschiede aufgrund der verschiedenen Winkelbereiche nur geringen Einfluß und werden nicht illustriert. Sie werden jedoch bei der Bestimmung der b-Asymmetrie berücksichtigt.

7.2 Die Bestimmung der η-Faktoren

Wie schon in Kap.4.3 erwähnt wurde, ist der Akzeptanzbereich für Ereignisse auf Polarwinkel der Thrustachse von 35° bis 85° beschränkt. Da die differentielle Asymmetrie von diesem Winkel abhängt, muß allein aufgrund des limitierten Bereichs ein Korrekturfaktor angebracht werden. Werden Masseneffekte und Gluonabstrahlung in erster Näherung vernachlässigt, kann der Korrekturterm wie folgt berechnet werden:

$$\eta_1^{\mathrm{f}} \;=\; \frac{8}{3} \frac{\int_0^1 \epsilon_{\mathrm{f}}(\cos\theta_x)\cos\theta_X \;d\cos\theta_X}{\int_0^1 \epsilon_{\mathrm{f}}(\cos\theta_x)(1+\cos^2\theta_x)\;d\cos\theta_x}\,. \tag{1}$$

Dabei ist $\epsilon_{\mathrm{f}}(\cos\theta_x)$ die winkelabhängige Selektionseffizienz für die verschiedenen Quarkflavour.

Wird die Thrustachse zugrunde gelegt ($x = T$), werden zwar QCD-Effekte nicht mitberücksichtigt, aber der Korrekturterm beinhaltet Einflüsse der Ereignisselektion.

Für das b-Quark kann η_1^{b} sowohl mit Daten, als auch mit simulierten Ereignissen berechnet werden. Ein Vergleich beider Ergebnisse wird zur Abschätzung von systematischen Unsicherheiten herangezogen (siehe Kap.7.4).

Verzichtet man auf die Vergleichsmöglichkeit mit dem Datenresultat, kann als Referenzrichtung auch die Quarkachse vor Gluonabstrahlung verwendet werden ($x = \mathrm{q}$). In diesem Fall werden der limitierte Winkelbereich und Effekte der Selektion, aber auch zum Teil Beiträge durch Gluonabstrahlung berücksichtig.

Harte Gluonabstrahlung kann dazu führen, daß Ereignisse, mit ursprünglich kleinem Polarwinkel der Ereignisachse, trotzdem in der Analyse selektiert werden, da diese zu größeren Polarwinkel geschoben wird. Teilchen, die in tote Bereiche des Detektors nahe der Strahlröhre geflogen sind und damit nicht detektiert werden konnten, können den gleichen Effekt verursachen.

Will man den gesamten Effekt von Gluonabstrahlung miteinbringen, muß auf eine andere Definition des Korrekturfaktors zurückgegriffen werden:

$$\eta_2^{\mathrm{f}} = \frac{Q_{FB}^{\mathrm{f}}}{\delta_{\mathrm{f}} A_{FB}^{\mathrm{f},gen}} . \tag{2}$$

Diese kann allerdings nur mithilfe von simulierten Ereignissen bestimmt werden. Sie beinhaltet auch den Anteil aufgrund des limitierten Winkelbereichs und den Verschmierungen in der Bestimmung der Ereignisachse. Um den statistischen Fehler des Korrekturfaktors zu verkleinern, wurde in der Simulation, unter der Annahme eines Vorwärts-Rückwärts-symmetrischen Detektors, die Asymmetrie $A_{FB}^{\mathrm{f},gen}$ für alle Quarkflavour künstlich auf 0.75 erhöht. Mit den unter diesen Bedingungen simulierten Daten werden die anderen Größen, die in die Formel eingehen, bestimmt.

In Tab.19 sind die Ergebnisse der unterschiedlichen Definitionen des Korrekturfaktors für das Jahr 1994 bei einer b-Reinheit von etwa 92% zusammengestellt. Dadurch sind die großen statistischen Fehler für leichte und c-Quarks zu erklären.

Die Resultate für die η_1^x Definitionen sind für alle Quarkflavour in guter Übereinstimmung und durch die Konstruktion des Korrekturterms nicht vom Gewichtungsparamter κ abhängig.

Das letzte Ergebnis für b-Quarks ist mit Daten ermittelt worden, dabei wurde für die Effizienzbestimmung Gl.7 aus Kap.5.2 angewandt. Zum Vergleich dazu ist das entsprechende Resultat der simulierten Ereignisse, wobei die gleiche Methode zur Berechnung der Effizienz verwendet wurde, darüber angegeben. Die letzten beiden Ergebnisse finden bei den systematischen Studien Verwendung und sind in guter Übereinstimmung mit den anderen Werten.

Flavour	η_1^T	η_1^{q}	$\eta_2(\kappa = 0.8)$
d	0.908 ± 0.034	0.930 ± 0.035	0.954 ± 0.105
u	0.897 ± 0.038	0.912 ± 0.039	0.980 ± 0.066
s	0.901 ± 0.033	0.917 ± 0.034	0.918 ± 0.075
c	0.883 ± 0.010	0.892 ± 0.010	0.961 ± 0.040
b	0.927 ± 0.002	0.932 ± 0.002	0.926 ± 0.006
b(MC)	0.926 ± 0.001		
b(Daten)	0.930 ± 0.001		

Tabelle 19: Vergleich zwischen den unterschiedlichen Definitionen η_1 und η_2 für das Jahr 1994.

$\theta_{\vec{T}}$	$\eta_2^{\mathrm{d}}(\kappa = 0.8)$	$\eta_2^{\mathrm{u}}(\kappa = 0.8)$	$\eta_2^{\mathrm{s}}(\kappa = 0.8)$	$\eta_2^{\mathrm{c}}(\kappa = 0.8)$	$\eta_2^{\mathrm{b}}(\kappa = 0.8)$
$75^\circ - 85^\circ$	0.46 ± 0.01	0.47 ± 0.01	0.46 ± 0.01	0.47 ± 0.02	0.45 ± 0.01
$65^\circ - 75^\circ$	0.83 ± 0.01	0.80 ± 0.01	0.83 ± 0.01	0.82 ± 0.02	0.81 ± 0.01
$50^\circ - 65^\circ$	1.10 ± 0.01	1.11 ± 0.01	1.11 ± 0.01	1.10 ± 0.01	1.09 ± 0.01
$35^\circ - 50^\circ$	1.27 ± 0.01	1.27 ± 0.01	1.27 ± 0.01	1.27 ± 0.01	1.27 ± 0.01

Tabelle 20: Die Winkelkorrektur η_2^{f} ist für die vier Winkelbereiche bei $\kappa = 0.8$ gegeben. Es sind die Resultate für alle Quarkflavour ohne b-Anreicherung für die simulierten Ereignisse von 1994 aufgelistet.

Bei der Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks werden die Ergebnisse der η_2-Definition verwendet, weil dort alle Korrekturen enthalten sind. Innerhalb der statistischen Fehler zeigen die Resultate keine Abhängigkeit von κ. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Jahren sind gering und werden berücksichtigt. Ebenso wird die Abhängigkeit vom Winkelbereich und von der b-Reinheit, die im Gegensatz dazu nicht groß ist, miteinbezogen.

Für die verschiedenen Quarkflavour, wobei diese sich kaum unterscheiden, sind die η_2 Werte in Tab.20 gegeben. Die Ergebnisse sind für $\kappa = 0.8$ für die vier Winkelbereiche ohne b-Anreicherung berechnet. Deutlich sind die Veränderungen aufgrund der differentiellen Asymmetrie zu erkennen.

Der Anteil der Korrektur aufgrund von Gluonabstrahlung läßt sich über den Quotienten η_2/η_1^T für b-Quarks abschätzen. Im Rahmen der Statistik ist dieser Wert mit eins verträglich. Das bedeutet, daß die QCD-Effekte schon in der Meßmethode enthalten sind. Dieses ist auch zu erwarten, denn die Ladungsseparationen sollten diese Beiträge berücksichtigen. Im Weiteren wird deswegen keine Korrektur aufgrund von Gluonabstrahlung angebracht.

7.3 Die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks

7.3.1 Die Ergebnisse auf der Z^0-Resonanz

Getrennt für die vier Winkelbereiche wird ein χ^2 unter Verwendung von Gl.9 aus Kap.6.1 aufgestellt:

$$\chi^2 = \frac{\left(Q_{FB}^{Daten} - \sum\limits_{Flavour\ \mathrm{f}} \eta_\mathrm{f}\delta_\mathrm{f}P_\mathrm{f}A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}\right)^2}{(\sigma Q_{FB}^{Daten})^2 + \sigma\left(\sum\limits_{Flavour\ \mathrm{f}} \eta_\mathrm{f}\delta_\mathrm{f}P_\mathrm{f}A_{FB}^{\mathrm{f\bar{f}}}\right)^2}\,. \tag{3}$$

Dabei werden unter anderem die statistischen Fehler der η_2-Korrekturterme, der Reinheiten und Ladungsseparationen miteinbezogen. Es wird eine up/down-Quarktyp-Universalität angenommen ($A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}} = A_{FB}^{\mathrm{s\bar{s}}} = A_{FB}^{\mathrm{d\bar{d}}}$, $A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}} = A_{FB}^{\mathrm{u\bar{u}}}$) und das Verhältnis von $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$ zu $A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}$ wird dem STANDARD-MODELL entnommen.

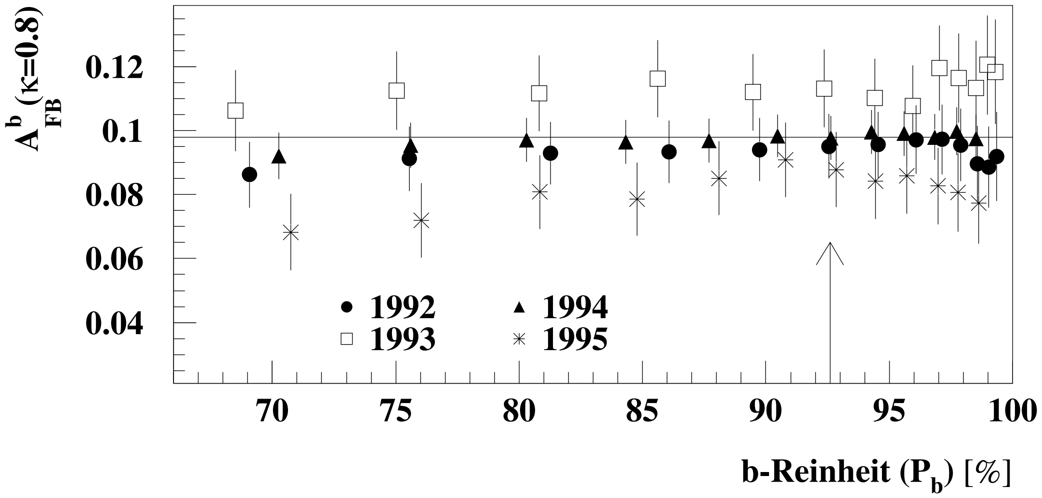


Abbildung 42: Die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse für die verschiedenen Jahre der Datennahme auf der Z^0-Resonanz als Funktion der b-Reinheit. Es sind die Resultate mit statistischen Fehlern für $\kappa = 0.8$ gezeigt. Die horizontale Linie entspricht dem kombinierten Ergebnis. Der Pfeil zeigt den gewählten Arbeitspunkt.

Die χ^2-Werte für die vier Winkelintervalle werden addiert, minimiert und es wird ein Wert für $A_{FB}^{b\bar{b}}$, der auf den kompletten Raumwinkel korrigiert ist, ermittelt. Es wurde genauer untersucht, daß die vier Einzelresultate gut übereinstimmen. Die Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks wird für einen großen Bereich von b-Reinheiten durchgeführt. Durch die b-Anreicherungsmethode sind die einzelnen Meßergebnisse dabei stark korreliert. $A_{FB}^{b\bar{b}}$ wird zusätzlich für sechs verschiedene Werte des Gewichtungsparameters κ bestimmt. Auch in diesem Fall ergeben sich hochgradig korrelierte Resultate, da die gleichen Spuren und Ereignisse in die Analyse eingehen. Eine Korrektur auf Grund des B^0-$\bar{B}^0$-Mixing ist nicht notwending, da dieses in der Messung der b-Ladungsseparation enthalten ist.

Es hat sich gezeigt, daß bei einem Arbeitspunkt von $\kappa = 0.8$ und einer b-Reinheit von etwa 92% der relative Gesamtfehler der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks minimal wird. Der Wert des Gewichtungsparameters ist schon dadurch ausgezeichnet, daß der Korrekturterm MC_{cor}, der bei der Bestimmung der b-Ladungsseparation einfließt, bei 0.8 am kleinsten ist (siehe Kap.6.3).

Die Variation der $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse für die vier Jahre der Datennahme ist für den optimalen κ-Wert von 0.8 in Abb.42 gezeigt. Für die anderen Gewichtungsparameter ergibt sich ein ganz analoges Verhalten. Der Arbeitspunkt ist durch den Pfeil angegeben, und das über die Jahre gemittelte Ergebnis für die Daten auf der Z^0-Resonanz ist durch die horizontale Linie angezeigt.

Die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse für ein Jahr der Datennahme sind über den weiten P_{b}-Bereich hinweg sehr stabil. Die Resultate der verschiedenen Jahre sind in guter Übereinstimmung und können ohne Probleme kombiniert werden. Man beachte, daß nur die statistischen Fehler eingetragen sind.

Für die vier Jahre sind die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse für die verschiedenen Werte von κ in Abb.43 bei der pro Jahrgang ausgewählten b-Reinheit gezeigt. Es sind ebenfalls nur die statistischen Fehler angegeben.

Die κ-Abhängigkeit ist für die unterschiedlichen Jahre der Datennahme geringfügig anders, was auf unterschiedliche Detektorkonfigurationen zurückgeführt werden kann. Diese haben großen Einfluß auf die Spurrekonstruktion, so daß ein verändertes κ-Verhalten nicht überrascht. Insgesamt stimmen die Ergebnisse untereinander pro Datennahmejahr gut überein.

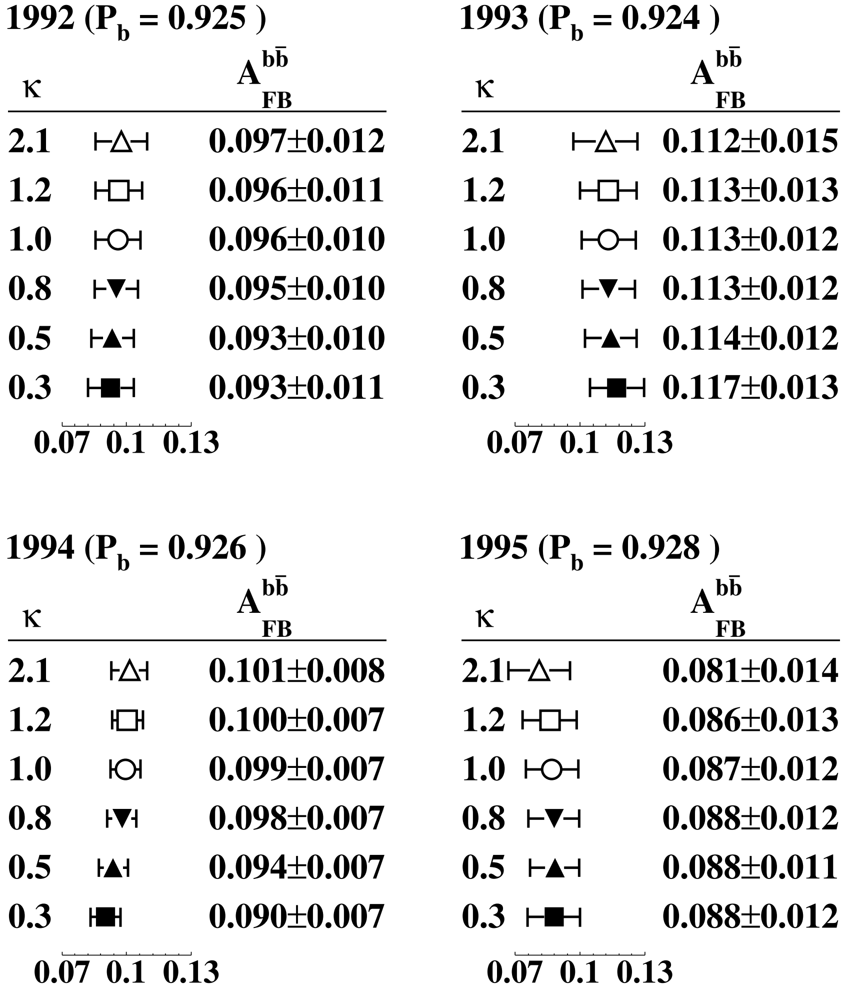


Abbildung 43: Die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse für die verschiedenen Jahre der Datennahme auf der Z^0-Resonanz als Funktion des Gewichtungsparameters κ. Für die vier Jahre ist jeweils der gewählte Arbeitspunkt bezüglich der b-Reinheit gezeigt.

7.3.2 Die Ergebnisse für die Daten unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz

Die Analyse der Daten von 1993 und 1995 unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz wird analog zur Bestimmung von $A_{FB}^{b\overline{b}}$ mit den zugehörigen *peak* Daten durchgeführt.

Die Energieabhängigkeit der unterschiedlichen Observablen wurde mithilfe von simulierten Ereignissen studiert. Hierzu standen Datensätze zur Verfügung, die die Detektorkonfiguration von 1995 wiedergeben. Wie zu erwarten war, zeigen die η-Korrekturterme und die Reinheiten der verschiedenen Quarkflavour innerhalb der statistischen Fehler keine Energieabhängigkeit in einem Bereich von 89.5 bis 93.0 GeV. Ebenfalls sind die Ladungsseparationen der verschiedenen Quarks innerhalb des betrachteten Energieintervals konstant.

Als einzige Observable ist der mittlere Ladungsfluß abhängig von der Energie und wird deswegen jeweils für die Daten unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz und getrennt für die beiden Jahre der Datennahme bestimmt. In Abb.44 ist $\langle Q_{FB} \rangle$ für $\kappa = 0.8$ als Funktion der b-Reinheit für die drei unterschiedlichen Schwerpunktsenergien des Jahres 1995 gezeigt.

Die Variation mit der Schwerpunktsenergie, die direkt mit dem Verhalten der Asymmetrie gekoppelt ist, ist deutlich zu erkennen. Zur besseren Übersicht wurden die verschiedenen Werte bezüglich der b-Reinheit etwas gegeneinander verschoben.

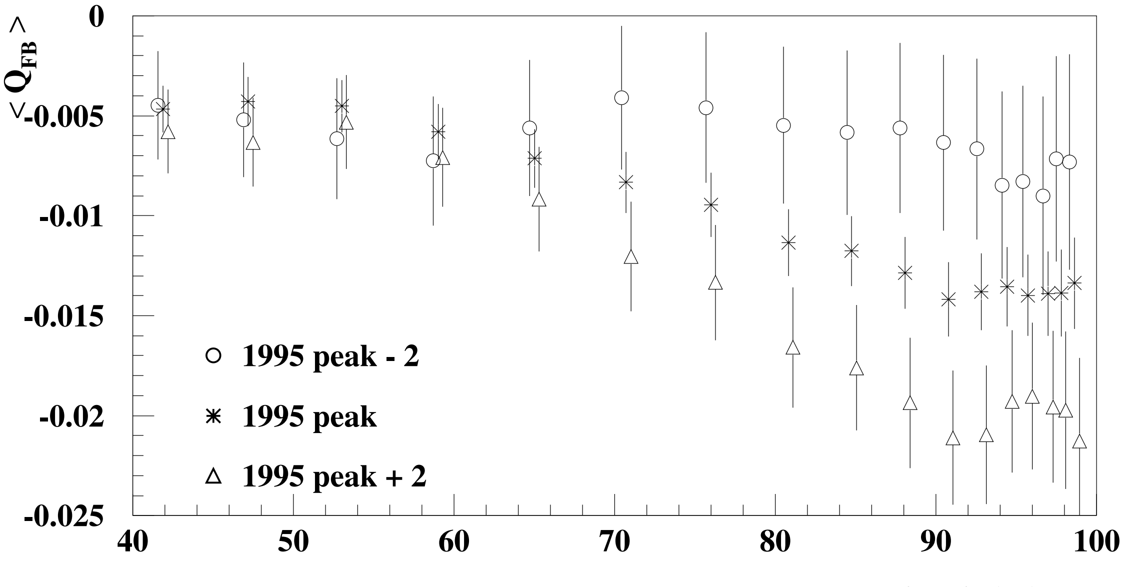


Abbildung 44: Der mittlere Ladungsfluß für $\kappa = 0.8$ ist in Abhängigkeit von der b-Reinheit gezeigt. Es sind die Resultate für die drei verschiedenen Schwerpunktsenergien des Jahres 1995 mit zugehörigen statistischen Fehlern angegeben.

Die anderen Größen, die in die Bestimmung von $A_{FB}^{b\bar{b}}$ eingehen, wurden mit den *peak* Daten oder der Simulation des zugehörigen Jahres bestimmt. So kann von der höheren Statistik, die auf der Z^0-Resonanz aufgezeichnet wurde, profitiert werden. Es wurde anhand der simulierten Ereignisse sichergestellt, daß die b-Ladungsseparation, die ebenfalls auf der Z^0-Resonanz bestimmt wurde, ohne weitere Korrekturen in der Analyse der *off-peak* Daten verwendet werden kann.

7.3.3 Zusammenstellung der Ergebnisse der Jahre 1992 bis 1995

Die erzielten Resultate für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks sind in Tab.21 zusammengestellt. Die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse zusammen mit ihrem statistischen Fehler sind nach Jahren und unterschiedlichen Schwerpunktsenergien getrennt aufgelistet.

Jahr	Ereigniszahl	$\sqrt{s}$ [GeV]	$A_{FB}^{b\bar{b}}$
1992	505380	91.28	0.095 ± 0.010
1993	65620	89.43	0.083 ± 0.026
	346739	91.22	0.113 ± 0.012
	96528	93.01	0.104 ± 0.023
1994	986579	91.20	0.098 ± 0.007
1995	60052	89.44	0.049 ± 0.026
	321947	91.29	0.088 ± 0.012
	98815	92.90	0.139 ± 0.021

Tabelle 21: Zusammenstellung aller $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse samt ihrer statistischen Fehler.

7.4 Die Untersuchung der systematischen Unsicherheiten

7.4.1 Systematische Unsicherheiten durch die b-Anreicherung

Um systematische Unsicherheiten der verschiedenen Quarkanteile (P_{f}) zu untersuchen, werden die unterschiedlichen Eingabegrößen für Gl.7 Kap.5.2 einzeln untersucht, da mit der Bestimmung der b-Effizienz die b-Reinheit aber auch alle anderen Flavouranteile festgelegt werden.

Die Raten an c- bzw. b-Ereignissen in hadronischen Z^0-Zerfällen (R_{c}, R_{b}) wurden auf die entsprechenden STANDARD-MODELL-Werte festgesetzt und im Rahmen ihrer Meßfehler verändert. Das bedeutet eine Variation von ±5% für R_{c} und ±0.5% für R_{b}. Die daraus resultierenden systematischen Unsicherheiten sind in Tab.24 angegeben. Die Abhängigkeit der $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Meßergebnisse von R_{c} und R_{b} ist annähernd linear.

Die Selektionseffizienzen von leichten und c-Quarks sind von der Detektorauflösung abhängig. Ebenso hat das Anpassungsverfahren der Auflösefunktion innerhalb des Verfahrens der b-Anreicherung Einfluß auf die Effizienzen ϵ_{uds} und ϵ_{c}. Beides wurde für die vier

Jahre der Datennahme getrennt untersucht und die zugehörige systematische Unsicherheit ist in Tab.24 eingetragen. Das verwendete Verfahren ist in [64] genauer beschrieben.

Weitere Unsicherheiten in der Bestimmung von ϵ_{uds} und ϵ_{c} wurden sorgfältig, nach einer Vorgehensweise, die in [6] vorgeschlagen wird, untersucht.

Die Selektionseffizienz für leichte und c-Quarks wird hauptsächlich durch folgende Prozesse verändert:

- Die Gluonaufspaltung in $\mathrm{c\bar{c}}$ - oder $\mathrm{b\bar{b}}$ -Paare in Ereignissen mit primären leichten Quarks führt dazu, daß eine Lebensdauerinformation in diesen Ereignissen enthalten ist. Eine Veränderung des Anteils an sogenanntem *Gluonsplitting* hat Einfluß auf die Messung der b-Effizienz und somit aller Reinheiten. Eine Variation von ±25% pro Kanal wurde als Maß für die systematische Unsicherheit angenommen.

- Der Anteil an K^0- und Λ-Teilchen verändert, da diese langlebige Teilchen sind, die Leistungsfähigkeit des b-Anreicherungsverfahrens. Die Anteile dieser Teilchen in Ereignissen mit leichten Quarks wurde jeweils um ±10% variiert.

- Um den Anteil der Detektorauflösung zu studieren, wird die Information der reinen Impaktparameter-Methode verwendet. Dabei werden sowohl die Ereigniswahrscheinlichkeiten für negative als auch für positive Impaktparameter untersucht. Die Differenz in der Anzahl an Ereignissen in Daten und Simulation, die die gleiche Selektion in der b-tagging Variable basierend auf negativen Impaktparametern erfüllen, wird herangezogen. Sie ist ein Maß für die Unsicherheit der Detektorauflösung, die zur Selektionseffizienz ϵ_{uds} in dem zugehörigen $\mathrm{b}_{\mathrm{tag}}$-Bin und der damit verknüpften b-Effizienz beiträgt.

Da der Untergrundanteil hauptsächlich aus c-Quark Ereignissen besteht, haben Prozesse, die die Selektionseffizienz ϵ_{c} verändern, einen größeren Einfluß als die eben beschriebenen Systematiken.

- Der Anteil an D-Meson Produktion in c-Ereignissen wurde, wie in [6] beschrieben, systematisch verändert. Die einzelnen Variationsbereiche sind an die Meßfehler, die in Tab.18 abgelesen werden können, angelehnt. Jede Verschiebung der D^+-, $\mathrm{D_s}$-, Λ_{c}-Beiträge wurde dabei durch den D^0-Anteil, der deswegen ohne Fehler angegeben ist, kompensiert.

- Veränderungen von ϵ_{c}, die durch Unsicherheiten in der Lebensdauerbestimmung der D-Mesonen kommen, wurden dadurch abgeschätzt, daß die korrigierten Lebensdauern im Rahmen ihrer Meßfehler (siehe Tab.18) variiert wurden.

- Der Einfluß des mittleren skalierten Impulses $\langle X_E \rangle$ von D-Mesonen wurde untersucht. Dazu wurden die Ereignisse derart gewichtet, daß eine Verschiebung von ±2%, das entspricht der Meßgenauigkeit, entstand. Der derzeitige Wert wird mit $\langle X_E \rangle = 0.484 \pm 0.008$ [6] angegeben. Diese Messung wurde auf Gluonsplitting korrigiert, das heißt, sie beinhaltet keine Ereignisse in denen ein Gluon ein $\mathrm{c\bar{c}}$ -Paar erzeugt hat. In den systematischen Studien wurden deswegen zuerst nur die zwei schnellsten D-Mesonen, unter der Annahme, daß diese von den primären Quarks stammen und nicht aus einer Gluonaufspaltung, berücksichtigt. Zur Sicherheit wurden in einer weiteren Untersuchung die sechs schnellsten D-Mesonen miteinbezogen, so daß der Anteil an Gluonaufspaltungen mitgenommen wurde. Beide Ansätze führten im Rahmen der statistischen Unsicherheiten zu vergleichbaren Variationen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks.

- Das Verzweigungverhältnis $\mathrm{D}\rightarrow\mathrm{K}^0\mathrm{X}$ hängt von dem jeweiligen primären D-Meson ab (siehe Tab.22). Die Ereignisse wurden, angelehnt an die Meßfehler eines jeden Kanals, gewichtet, um die systematische Unsicherheit abzuschätzen.

D-Meson	BR($\mathrm{D}\rightarrow\mathrm{K}^0\mathrm{X}$) [%]
D^0	42 ± 5
D^+	59 ± 7
$\mathrm{D_s}$	39 ± 28
$\sum$ D	46 ± 6

Tabelle 22: Messungen der $\mathrm{D}\rightarrow\mathrm{K}^0\mathrm{X}$ Verzweigungsverhältnisse in c-Ereignissen.

- Die geladene Multiplizität in c-Quark Ereignissen wurde im Rahmen der Meßfehler der inklusiven topologischen Verzweigungsverhältnisse variiert. Wie in Tab.23 gezeigt liegen Werte für D^0, D^+ und $\mathrm{D_s}$ vor [78].

D-Meson	geladene Zerfallsmultiplizität
D^0	2.56 ± 0.04 ± 0.03
D^+	2.38 ± 0.04 ± 0.05
$\mathrm{D_s}$	2.69 ± 0.31 ± 0.11
$\sum$ D	2.53 ± 0.06

Tabelle 23: Messungen der geladenen Zerfallsmultiplizität in c-Ereignissen.

7.4.2 Systematische Unsicherheiten durch den η-Faktor

In Kap.7.2 wurden verschiedene Definitionen eines η-Korrekturterms eingeführt, die unterschiedliche Beiträge enthalten. Zur Bestimmung des $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Endergebnisses wurde immer η_2 verwendet, weil dort alle möglichen Anteile miteinbezogen werden. Zur Abschätzung von systematischen Unsicherheiten aufgrund des eingeschränkten Winkelbereichs und der Selektion selbst eignet sich allerdings die η_1-Definition. Wie schon erwähnt kann dieser Faktor für b-Quarks für Daten und für simulierte Ereignisse bestimmt werden. Ein maximaler Unterschied von 0.5% über alle Jahre der Datennahme zwischen diesen beiden Resultaten bei einer b-Reinheit von etwa 92% wurde als systematische Unsicherheit angenommen. Für leichte und c-Quarks besteht dieser Vorteil nicht. In diesem Fall wurde für den systematischen Einfluß die Differenz zwischen $\eta_1^{\mathrm{f}\neq\mathrm{b}}$ und $\eta_2^{\mathrm{f}\neq\mathrm{b}}$ in der Simulation studiert. Die gefundene Abweichung von maximal 5% wurde als systematischer Fehler berücksichtigt.

Die experimentelle Auflösung der Thrustachsen-Bestimmung, bei einem Schnitt im Winkelbereich, führt dazu, daß Ereignisse trotz zu kleinem Polarwinkel der tatsächlichen Ereignisachse in den Akzeptanzbereich fallen. Der damit verknüpfte Einfluß auf die Asymmetriemessung wurde mit simulierten Ereignissen studiert und ist vernachlässigbar.

7.4.3 Systematische Unsicherheiten durch die Ladungsseparation für leichte und c-Quarks

Wie schon in Kap.6. beschrieben wurde, läßt sich die systematische Unsicherheit aufgrund der Ladungsseparationsbestimmung für leichte und c-Quarks in drei Teile gliedern:

1. Die Präzision der lokalen Anpassungsmethode.

2. Die Unsicherheiten in der Wahl der Monte Carlo Parameter.

3. Die Auswahl der Datenverteilungen, die in die Anpassung einfließt.

Die Präzision der Approximation wurde im Mittel zu kleiner als 0.5% pro Ladungsseparation ermittelt und im gleichen Maße variiert. Es kam zu keiner nennenswerten Verschiebung des Endresultats.

Der zweite Effekt wurde dadurch untersucht, daß für 50 verschiedenen Sätze von Modellparametern, die das χ^2-Kriterium erfüllen, ein $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ -Ergebnis nach Gl.9 aus Kap.6.1 bestimmt wurde. An dieser Stelle sei nochmal darauf hingewiesen, daß die statistischen Fehler der Eingabedaten vergrößert wurden, um sowohl zusätzliche systematische Fehler der Daten, als auch Unzulänglichkeiten in der Beschreibung durch Monte Carlo Modelle zu berücksichtigen. Für diese Studien wurde der Referenzdatensatz Nummer 13 verwendet und die zugehörige systematische Unsicherheit ist gering.

Der letzte Beitrag wurde dadurch untersucht, daß 13 verschiedene Sätze, die unterschiedliche Kombinationen von Datenverteilungen beinhalten, zur Anpassung verwendet wurden. Für jeden Datensatz wurde ein $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Wert bestimmt. Die Schwankung ist in der gleichen Größenordnung wie die Variation aufgrund der unterschiedlichen Modellparameter Einstellungen.

Die Ladungsseparationen müssen mit einer Akzeptanzmatrix, die den Einfluß des Detektors berücksichtigt, gefaltet werden. Zusätzlich wird eine lineare Korrektur angebracht, die Effekte aufgrund der Selektion beinhaltet. Variationen in beiden Anteilen der Akzeptanzkorrektur haben keinen nennenswerten Einfluß auf das Ergebnis der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks.

Im Verlauf der Analyse werden weitere Korrekturen, die z.B die Veränderung mit der b-Reinheit und Winkelabhängigkeiten berücksichtigen, an die Ladungsseparationen für leichte oder c-Quarks angebracht. Diese Faktoren wurden mit simulierten Ergebnissen bestimmt. Die jeweiligen statistischen Unsicherheiten fliessen in den statistischen Fehler der $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Bestimmung ein. Analog wird im Falle der Korrekturterme für die b-Ladungsseparation verfahren, soweit diese ebenfalls mit simulierten Ereignissen bestimmt wurden.

Beitrag	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}} \times 10^2$ *peak*	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}} \times 10^2$ *peak* $-$ 2	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}} \times 10^2$ *peak* + 2
Ladungsseparation $\delta_{\mathrm{u,d,s,c}}$	±0.014	±0.011	±0.017
η_2-Korrkekturterm	±0.037	±0.024	±0.045
$R_{\mathrm{b}} \mp 0.5\%$	±0.001	±0.001	±0.001
$R_{\mathrm{c}} \pm 5\%$	±0.042	±0.016	±0.060
Hemis.-Hemis.-Korrelation	±0.110	±0.076	±0.160
Hadronische Wechselwirkung	±0.014	±0.089	±0.050
$A_{FB}^{c\bar{c}}/A_{FB}^{b\bar{b}}$(STANDARD-MODELL)	±0.002	±0.015	±0.060
Detektorauflösung (uds,c)	±0.071	±0.029	±0.170
Gluon splitting $g \rightarrow c\bar{c}$	±0.005	±0.002	±0.008
Gluon splitting $g \rightarrow b\bar{b}$	±0.006	±0.002	±0.010
K^0,Λ Variation	∓0.020	∓0.006	∓0.027
D^+ Anteil in $c\bar{c}$	±0.032	±0.013	±0.049
$\mathrm{D_s}$ Anteil in $c\bar{c}$	±0.003	±0.003	±0.005
Λ_{c} Anteil in $c\bar{c}$	∓0.022	∓0.008	∓0.038
D^0,D^+,$\mathrm{D_s}$,Λ_{c} Lebensdauer	±0.010	±0.004	±0.015
$\langle X_E \rangle$ (Fragmentation)	∓0.028	∓0.007	∓0.042
D Zerfallsmultiplizität	∓0.015	∓0.004	∓0.019
BR($\mathrm{D} \longrightarrow \mathrm{K}^0 X$)	±0.020	±0.006	±0.030
totaler systematischer Fehler	± 0.16	± 0.13	± 0.27

Tabelle 24: Zusammenfassung der systematischen Unsicherheiten und ihr Einfluß auf die $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Messungen getrennt nach Daten auf, unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz.

7.4.4 Systemetische Unsicherheiten durch Detektoreffekte

Der Hemisphären-Hemisphären-Korrelationsterm $\langle S_{\mathrm{f}} S_{\bar{\mathrm{f}}} \rangle$ wird hauptsächlich durch den Term $\mathcal{H}$ ausgedrückt (siehe Kap.6.3) . Für alle Jahre der Datennahme wurde der Unterschied zwischen dem Ergebnis mit Daten und mit simulierten Ereignissen in dem betrachteten Bereich der b-Reinheit von etwa 92% untersucht. Eine maximale Differenz von 20% wurde gefunden, und der Term $\mathrm{MC_{cor}}$, der in die Bestimmung der b-Ladungsseparation eingeht, wurde entsprechend variiert, um den systematischen Fehler anzugeben.

Im Laufe der Analyse wurde festgestellt, daß der Beitrag der hadronischen Wechselwirkung in der Simulation die Daten nicht optimal beschreibt. Um den damit verbundenen systematischen Einfluß zu studieren, wurden in den simulierten Ereignissen die Spuren je nach Ladung derart skaliert, daß sich eine mittlere Ladungssumme $\langle Q_{TOT} \rangle$ ergibt, die dem Datenresultat entspricht. Die komplette Analyse wurde wiederholt, und die Differenz der resultierenden $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Ergebnisse wurde als Abschätzung für die systematische Unsicherheit aufgrund von hadronischer Wechselwirkung genommen.

Bei der Ableitung des Zusammenhangs zwischen mittlerem Ladungsfluß und den Asymmetrien der einzelnen Quarkflavour, wird ein Detektor angenommen, der in der

Materialverteilung symmetrisch ist. Die Materialasymmetrie ($\Rightarrow A^{det}$) mit zugehörigem Fehler ($\Rightarrow \Delta A^{det}$) wird mithilfe von rekonstruierten hadronischen Wechselwirkungen auf Daten selber bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von $0.02 \pm 0.17\%$, der in der Simulation gut reproduziert wird. Der systematische Einfluß auf die Messung des mittleren Ladungsfluß kann über folgende Formel abgeschätzt werden:

$$\Delta\langle Q_{FB}\rangle = \Delta A^{det} \cdot \langle Q_{TOT}\rangle$$

Der zugehörige systematische Fehler auf die $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Bestimmung ist kleiner als 10^{-4}.

7.4.5 Systematische Unsicherheiten durch weitere Effekte

In der Bestimmung von $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ wurde angenommen, daß sowohl die Asymmetrien für down-typ Quarks identisch sind, wie auch die für up-typ Quarks. Das Verhältnis von $A_{FB}^{\mathrm{c\overline{c}}}$ zu $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ wurde aus der STANDARD-MODELL-Vorhersage genommen und hängt von der Schwerpunktsenergie ab. Für die Analyse der Daten auf der Z^0-Resonanz wurde eine Variation des Verhälnisses von 2% als systematische Unsicherheit angenommen. Für die Daten unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz wurde aufgrund des funktionalen Zusammenhangs von $A_{FB}^{\mathrm{c\overline{c}}}/A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ eine Veränderung von 10% in Betracht gezogen.

Eine Zusammenstellung aller systematischen Unsicherheiten und ihr Einfluß auf die $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Bestimmung ist in Tab.24 gegeben. Hier sind die kombinierten Ergebnisse für die *peak* und *off-peak* Daten angegeben.

Alle systematischen Studien wurden für jedes Jahr der Datennahme durchgeführt. Bei der Kombination der Resultate wurden die Fehler der Hemisphären-Hemisphären-Korrelation, der hadronischen Wechselwirkung, des η_2-Faktors und Veränderung des Verhälnisses $A_{FB}^{\mathrm{c\overline{c}}}/A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ als vollständig korreliert betrachtet. Die systematischen Unsicherheiten der Detektorauflösung wurden sowohl zwischen den Jahren 1992 und 1993 als auch zwischen den Jahren 1994 und 1995 voll korreliert, aber sonst als unkorreliert angesehen. Das liegt an den VD-Modifikationen, die zwischen 1993 und 1994 vorgenommen wurden. Die bisher erwähnten Fehler sind für die Analyse spezifisch.

Die anderen Beiträge, die ebenfalls korreliert sind, werden gemäß der Prozedur behandelt, die in [6] beschrieben wird. Bei der Mittelung mit anderen LEP-Resultaten erfahren sie eine gesonderte Behandlung, während die für die Analyse spezifischen Fehler als unkorreliert angenommen werden können.

7.5 Die Zusammenfassung aller Meßergebnisse

Zur Übersicht werden an dieser Stelle die Resultate zusammengefaßt und Tab.21 noch einmal aufgelistet.

Jahr	Ereigniszahl	$\sqrt{s}$ [GeV]	$A_{FB}^{b\bar{b}}$
1992	505380	91.28	0.095 ± 0.010
1993	65620	89.43	0.083 ± 0.026
	346739	91.22	0.113 ± 0.012
	96528	93.01	0.104 ± 0.023
1994	986579	91.20	0.098 ± 0.007
1995	60052	89.44	0.049 ± 0.026
	321947	91.29	0.088 ± 0.012
	98815	92.90	0.139 ± 0.021

Kombiniert man diese Meßergebnisse unter Berücksichtigung der korrelierten und gemeinsamen Fehler, erhält man für die drei mittleren Schwerpunktsenergien, die von Lep in den Jahren 1992 bis 1995 geliefert wurden, folgende Resultate:

$$
\begin{aligned}
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (89.55\ \text{GeV}) &= 0.068 \pm 0.018(\text{stat.}) \pm 0.0013(\text{syst.}) \\
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (91.26\ \text{GeV}) &= 0.0982 \pm 0.0047(\text{stat.}) \pm 0.0016(\text{syst.}) \\
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (92.94\ \text{GeV}) &= 0.123 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.0027(\text{syst.})
\end{aligned}
$$

Die mittleren Schwerpunktsenergien sind von der Lep *electroweak working group* empfohlen. Sie entsprechen allerdings nicht exakt den mittleren Energien, die sich aufgrund der Selektion dieser Analyse ergeben. Die erzielten Resultate wurden gemäß des Standard-Modells und der Verschiebung der Schwerpunktsenergien korrigiert.

Die Energieabhängigkeit der $A_{FB}^{b\bar{b}}$-Endresultate ist in Abb.45 gezeigt. Es sind die totalen Fehler eingezeichnet. Die Standard-Modell-Vorhersage wurde mithilfe des Programms Zfitter [29] mit $M_Z = 91.187\,\text{GeV/c}^2$; $m_t = 175\,\text{GeV/c}^2$; $M_H = 300\,\text{GeV/c}^2$; $\alpha_s(M_Z^2) = 0.119$ und $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$, berechnet. Sie ist als Kurve eingezeichnet und in hervorragender Übereinstimmung mit den Meßergebnissen.

Der Verlauf der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks mit steigender Schwerpunktsenergie ist nicht auf den schwachen Mischungswinkel sensitiv, deswegen werden die drei Resultate - unterhalb, auf und oberhalb der Z^0-Resonanz - kombiniert:

$$
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (91.26\ \text{GeV}) = 0.0987 \pm 0.0044(\text{stat.}) \pm 0.0016(\text{syst.})\ .
$$

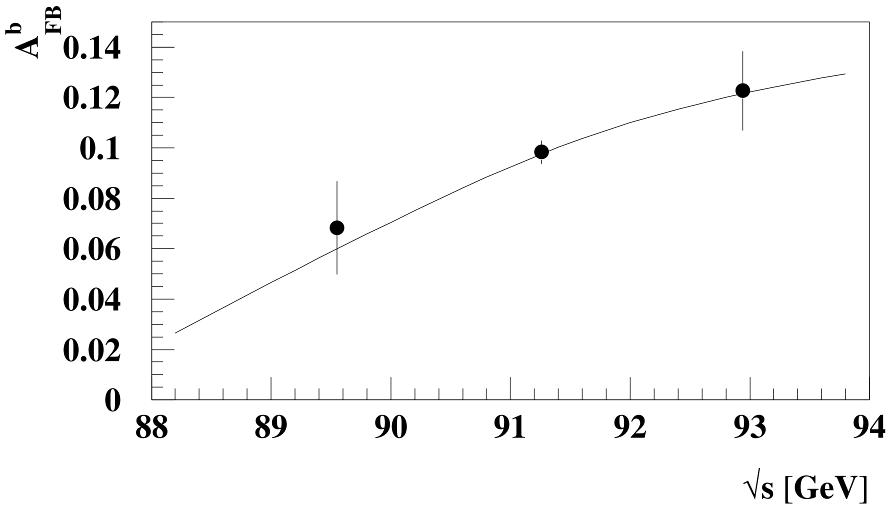


Abbildung 45: Die Energieabhängigkeit der Endresultate für $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$ im Vergleich mit der Standard-Modell-Vorhersage. Es sind die totalen Fehler eingetragen.

Mithilfe der Korrekturen, die in Tab.2 in Kap.2.6 aufgelistet sind, läßt sich nun ein Wert für die Polasymmetrie bestimmen, der alle selektierten Ereignisse der Jahre 1992 bis 1995 beinhaltet:

$$A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}} \quad = \quad 0.1012 \quad \pm 0.0047 \,.$$

Es muß keine zusätzliche Qcd-Korrektur angebracht werden, da diese schon in der Meßmethode enthalten ist. Die gemeinsamen Fehler werden bei der Kombination der Resultate berücksichtigt. Der totale Fehler wird durch den statistischen Fehler, der etwa doppelt so groß wie der systematische Fehler ist, dominiert. Der systematische Fehler setzt sich aus vielen unterschiedlichen Anteilen zusammen. Es läßt sich jedoch kein Beitrag finden, der die gesamte Systematik dominiert und zu Verzerrungen führen könnte.

8. Resultate

8.1 Die Bestimmung des schwachen Mischungswinkels

Die Polasymmetrie, die hier noch einmal gegeben wird,

$$A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}} = 0.1012 \pm 0.0047 \ .$$

kann nun mit Hilfe von Gl.25 bis Gl.27 aus Kap.2.6 in einen Wert für den effektiven Mischungswinkel übersetzt werden:

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}} = 0.23186 \pm 0.00083 \, .$$

Dieser liegt in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von [91]

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}} = 0.23157 \pm 0.00018 \, .$$

Wie schon erwähnt, tragen die $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Resultate für die Daten unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz fast ausschließlich durch ihre Statistik zum Gesamtergebnis bei. Der Zentralwert wird maßgeblich durch das *peak*-Resultat bestimmt.

Wird die Polasymmetrie alleine mit den Daten auf der Z^0-Resonanz ermittelt, ergibt sich:

$$A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}} \, (peak) = 0.1007 \pm 0.0049 \ .$$

Aus diesem Wert resultiert

$$\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}} \, (peak) = 0.23195 \pm 0.00088$$

als Ergebnis für den effektiven Mischungswinkel. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Zentralwert nur gering verschoben ist im Vergleich zu dem Resultat, das mit allen Daten bestimmt wurde. Der Gesamtfehler konnte jedoch durch Hinzunahme der *off-peak* Daten um etwa 6% verkleinert werden.

8.2 Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks im Vergleich mit anderen Experimenten

Eine Zusammenstellung der $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Messungen, die den Wissensstand auf den Winterkonferenzen von Anfang März 1999 wiedergibt, ist in Abb.46 gezeigt [79].

Es werden die LEP-Resultate für zwei verschiedene Analysemethoden, zum einen die Jetladungstechnik, zum anderen die b-Anreicherung aufgrund der semileptonischen Zerfälle, verglichen [80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87]. Die Analysen, die rekonstruierte D-Mesonen verwenden, liefern zwar auch Ergebnisse für $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$, die jedoch nicht diese Genauigkeit erreichen können [89, 90]. Alle in Abb.46 gezeigten Resultate der vier LEP-Experimente sind in guter Übereinstimmung. Die unterschiedlichen Analysemethoden liefern vergleichbare Ergebnisse und Präzisionen.

Der rechts angegebene Wert entspricht dem $A_{FB}^{\mathrm{b\overline{b}}}$-Resultat, das von den Experimenten in Publikationen oder Konferenzbeiträgen bereitgestellt wird. Es handelt sich zum

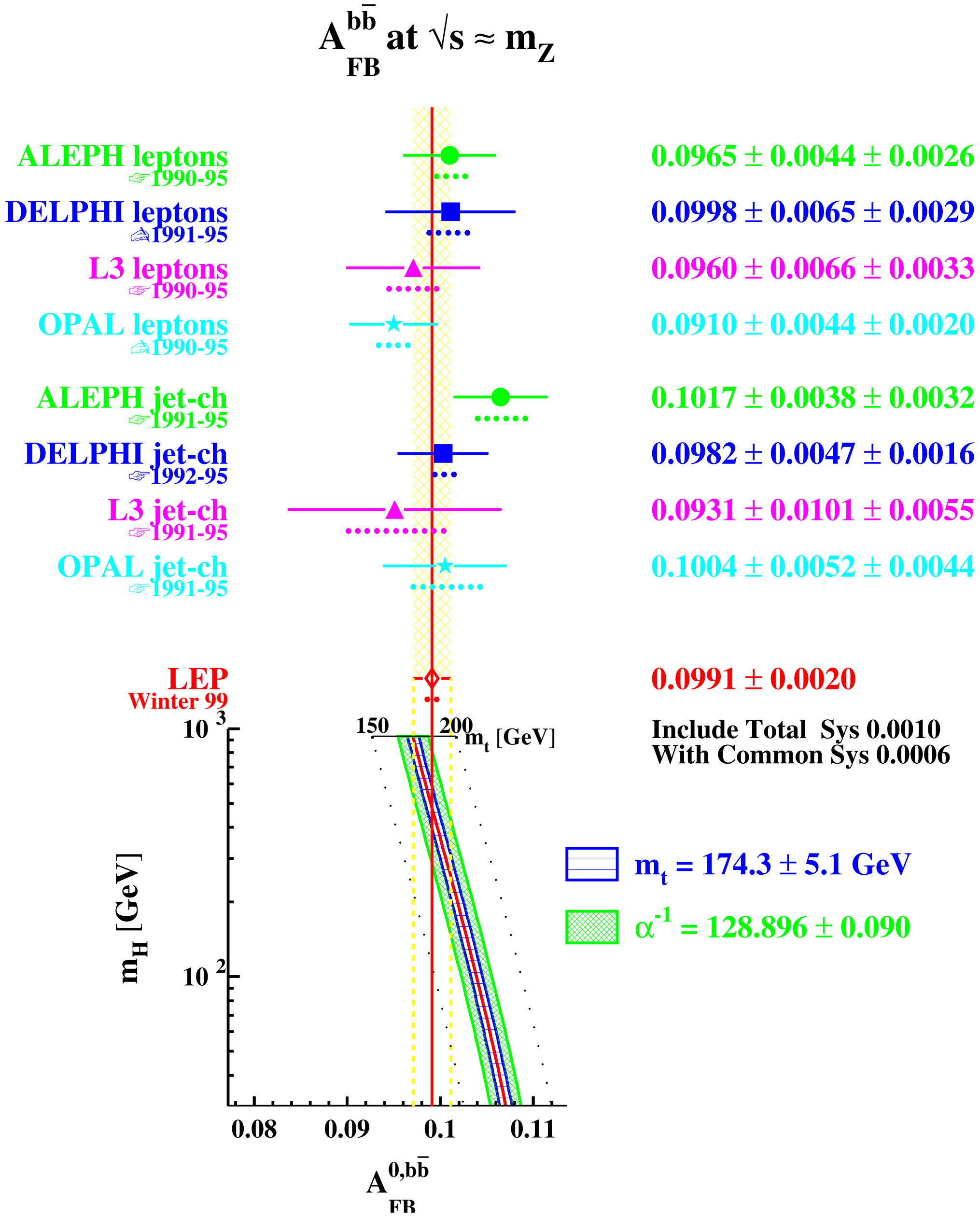


Abbildung 46: Die Ergebnisse der LEP-Experimente zur b-Asymmetrie auf Z^0-Resonanz. Die Zahlenwerte entsprechen den Werten, die von den Experimenten veröffentlicht wurden. Die Punkte geben die Werte der Polasymmetrie wieder. Der gemittelte Wert ist durch eine vertikale Linie samt totalem Fehler eingezeichnet. Im unteren Bildabschnitt ist die Abhängigkeit der Polasymmetrie von der Higgs-Masse zusammen mit Unsicherheiten aufgrund der top-Massen- und α Bestimmung gezeigt.

Teil um vorläufige Ergebnisse [1]. In einigen Fällen beinhaltet der eingetragene Wert *peak* und *off-peak* Daten, in den meisten Fällen jedoch nur die Daten auf der Z^0-Resonanz alleine. Das Ergebnis der hier vorgestellten Analyse ist unter **DELPHI jet-ch** eingetragen und beinhaltet nur die *peak* Daten. Nimmt man die Daten unter- und oberhalb der Z^0-Resonanz hinzu, ergibt sich:

$$A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (91.26\ \mathrm{GeV}) \quad = \quad 0.0987 \pm 0.0044(\mathrm{stat.}) \pm 0.0016(\mathrm{syst.})\ .$$

Dieser Wert kann nun mit dem entsprechenden ALEPH jet-ch -Resultat verglichen werden, da dort auch die gesamte Statistik miteinbezogen ist. Bei einer Bewertung der in Abb.46 angegebenen Zahlenwerte ist demnach Vorsicht geboten.

Die eingetragenen Punkte, die die zugehörige Polasymmetrie widerspiegeln und somit alle nötigen Korrekturen, wie z.B. die QCD-Korrektur beinhalten, haben dieses Problem nicht. Sie sind von allen Experimenten für den gesamten Datensatz (*peak* und *off-peak*), der links im Bild angegeben ist, bestimmt worden.

Es zeigt sich, daß das in dieser Arbeit vorgestellte Ergebnis für $A_{FB}^{0,\mathrm{b\bar{b}}}$ das präziseste Resultate ist. Das liegt zum einem an der hervorragenden Qualität der b-Anreicherung. Sie ermöglicht es, eine hohe b-Reinheit bei guter b-Effizienz zu erreichen, und dadurch den Anteil an Untergrundereignissen und deren Einfluß gering zu halten. Zum anderen konnte der systematische Fehler, aufgrund der Ladungsseparationen für leichte und c-Quarks und die damit verknüpfte Unsicherheit in den Fragmentationsmodellen, durch die ausgefeilte Technik der lokalen Anpassung sehr genau bestimmt werden.

Der LEP-Mittelwert ist als vertikale Linie mit zugehörigem totalem Fehlerband sichtbar gemacht. Im unteren Bildabschnitt ist der Zusammenhang zwischen Polasymmetrie und Higgs-Masse eingezeichnet und mit dem LEP-Mittelwert verglichen. Eingetragen sind zusätzlich die Fehler aufgrund der direkten top-Massen Bestimmung und den Rechnungen bzw. Extrapolationen für $1/\alpha$. Das kombinierte LEP-Resultat für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks besitzt eine hervorragende Präzision von etwa 2% und hat großen Einfluß auf die Bestimmung von $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}}$. Der Gesamtfehler wird bei fast allen Einzelergebnissen durch den statistischen Fehler dominiert.

Die kombinierten LEP- und SLD-Resultate sowohl für $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$ als auch für $A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}$ sind in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie in Abb.47 gezeigt [91]. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage, die mithilfe des Programms ZFITTER mit $M_{\mathrm{Z}} = 91.187\,\mathrm{GeV/c^2}$; $m_{\mathrm{t}} = 175\,\mathrm{GeV/c^2}$; $M_{\mathrm{H}} = 300\,\mathrm{GeV/c^2}$; $\alpha_s(M_{\mathrm{Z}}^2) = 0.119$ und $\alpha(M_{\mathrm{Z}}^2) = 1/128.896$, berechnet wurde, ist jeweils als Kurve eingetragen. Man erkennt, daß die Ergebnisse mit hoher Präzision die STANDARD-MODELL-Vorhersage bestätigen. Die Werte sind im Einzelnen:

$$\begin{array}{lcllcl}
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (89.55\ \mathrm{GeV}) & = & 0.0569 \pm 0.0078; & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}\ (89.55\ \mathrm{GeV}) & = & -0.037\ \pm 0.017 \\
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (91.26\ \mathrm{GeV}) & = & 0.0972 \pm 0.0021; & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}\ (91.26\ \mathrm{GeV}) & = & 0.0648 \pm 0.0044 \\
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}\ (92.94\ \mathrm{GeV}) & = & 0.1128 \pm 0.0069; & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}\ (92.94\ \mathrm{GeV}) & = & 0.138\ \pm 0.016
\end{array}$$

Die in der hier vorgestellten Analyse erzielten Resultate sind zum besseren Vergleich ebenfalls eingezeichnet (siehe auch Abb.45). Sie liegen in gute Übereinstimmung mit den kombinierten Weltmittelwerten für $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$. Auch sie bestätigen, wenn auch mit geringerer Genauigkeit, die Vorhersage des STANDARD-MODELLS.

---

[1] Diese sind in Abb.46 durch das Symbol der schreibenden Hand angezeigt.

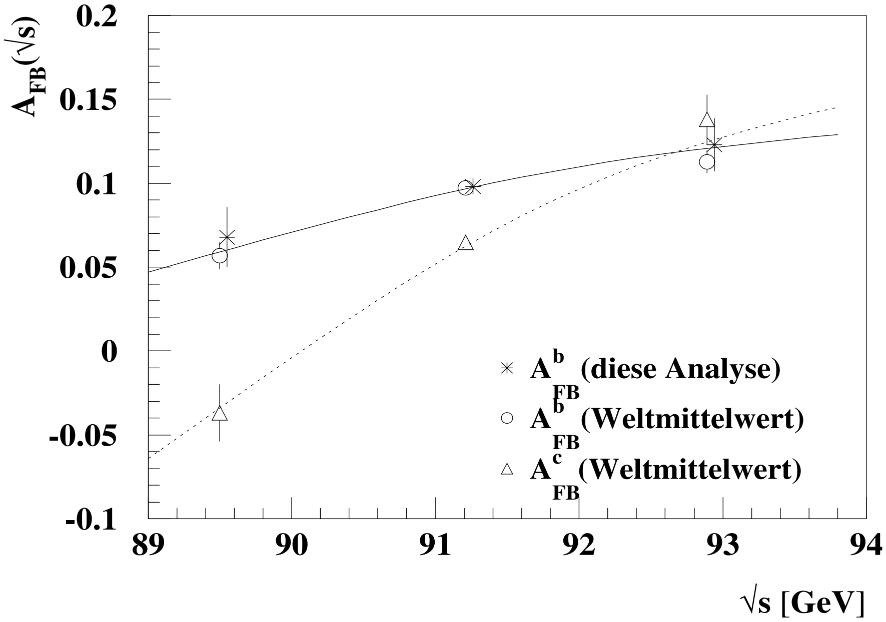


Abbildung 47: Die Energieabhängigkeit des kombinierten Lep- und Sld-Resultats für $A_{FB}^{b\bar{b}}$ und $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Die Standard-Modell-Vorhersage mit $M_Z = 91.187\,\mathrm{GeV/c^2}$; $m_t = 175\,\mathrm{GeV/c^2}$; $M_H = 300\,\mathrm{GeV/c^2}$; $\alpha_s(M_Z^2) = 0.119$ und $\alpha(M_Z^2) = 1/128.896$ ist jeweils als Kurve eingetragen. Das in der hier vorgestellten Analyse erreichte Ergebnis ist zum Vergleich eingezeichnet.

8.3 Der schwache Mischungswinkel - ein Vergleich verschiedener Messungen

Eine Zusammenstellung der $\sin^2\theta^l_{\mathrm{eff}}$-Ergebnisse, ebenfalls von den Winterkonferenzen Anfang März 1999, ist in Abb.48 gezeigt. Im oberen Bildabschnitt sind die verschiedenen Ergebnisse, die hauptsächlichdazu beitragen $\sin^2\theta^l_{\mathrm{eff}}$ festzulegen, eingezeichnet. Man erkennt, daß es sich ausschließlich um Messungen der verschiedenen Asymmetrie-Observablen handelt. Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung der unterschiedlichen Ergebnisse, die mit totalem Fehler angegeben sind. Der Wert gemittelt über die Lep- und Sld-Messungen ist als vertikale Linie eingetragen. Eine sehr gute Präzision des Endergebnisses von 0.08% konnte erzielt werden.

Die beiden genauesten Ergebnisse werden von der b-Asymmetrie Messung bei Lep, die das in dieser Arbeit erzielte Resultat enthält, und der Messung von A_{LR} bei Sld geliefert [92, 93]. Es zeigt sich eine Diskrepanz von 1.8σ zwischen beiden Resultaten, was einer 10% Wahrscheinlichkeit für eine solches Auftreten entspricht.

Im unteren Bildabschnitt ist die Abhängigkeit von $\sin^2\theta^l_{\mathrm{eff}}$ von der Higgs-Masse gezeigt. Es wird deutlich wie groß der Einfluß einer präzisen Bestimmung von $\sin^2\theta^l_{\mathrm{eff}}$ auf die Angabe eines erlaubten Higgs-Massen-Bereichs ist.

Als Fehlerband sind die Anteile der direkten top-Massen Bestimmung, der α_s-Messung und Berechnung des Beitrags von $\Delta\alpha_{\mathrm{had}}$ [2] eingezeichnet. Man beachte, daß die Unsicher-

---

[2] Dieser Beitrag bestimmt hauptsächlich den Fehler in der Bestimmung der Feinstrukturkonstanten α (siehe Kap.2.6). Er entspricht dem Wert $1/\alpha^{(5)} = 128.878 \pm 0.090$.

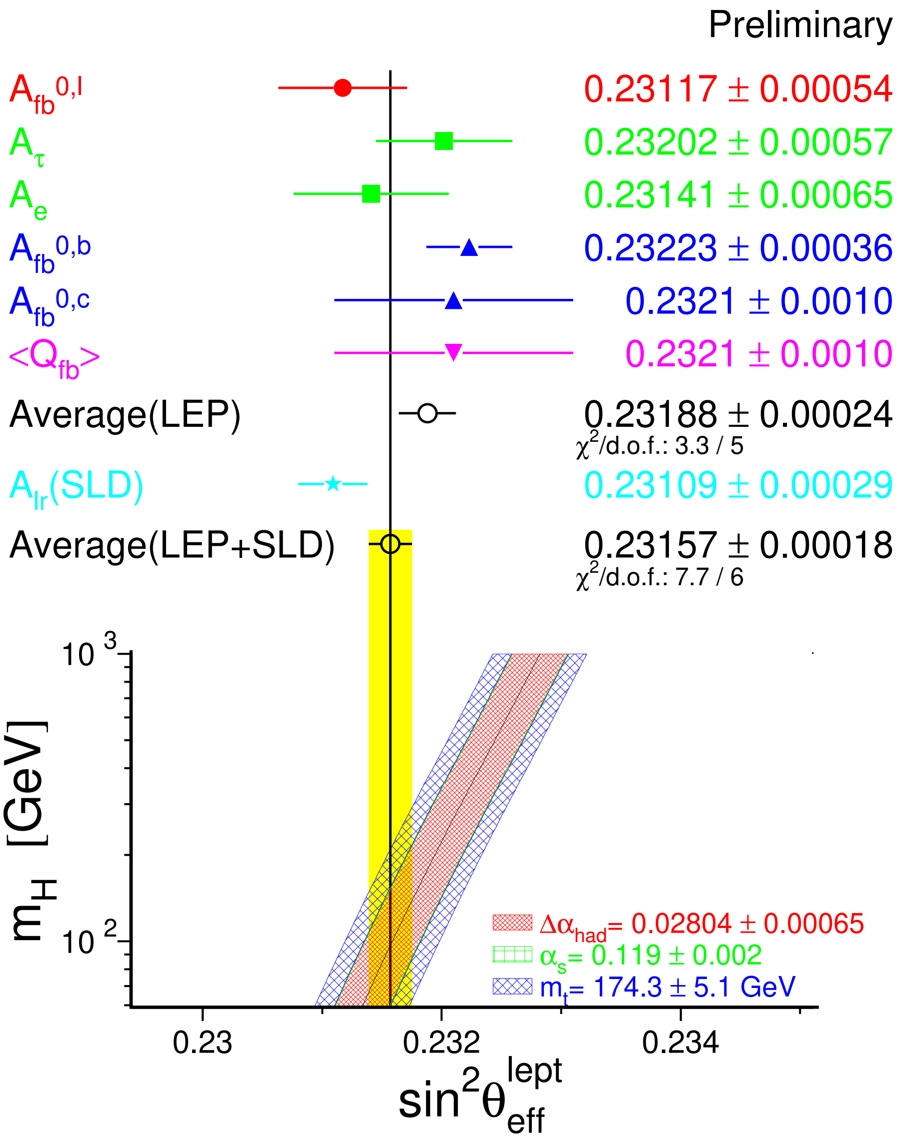


Abbildung 48: Die Ergebnisse zur $\sin^2\theta^{\rm l}_{\rm eff}$-Bestimmung. Es sind die LEP- und die SLD-Resultate gezeigt. Der Mittelwert ist im oberen Bildabschnitt durch eine vertikale Linie gekennzeichnet, während im unteren Bild zusätzlich der totale Fehler als Band eingetragen ist. Die $\sin^2\theta^{\rm l}_{\rm eff}$-Abhängigkeit von der Higgs-Masse zusammen mit systematischen Unsicherheiten ist im unteren Bild eingezeichnet.

heit von $\Delta\alpha_{\rm had}$ einen Fehler von 0.00023 bezogen auf das $\sin^2\theta^{\rm l}_{\rm eff}$-Ergebnis liefert, der mittlerweile größer als der experimentelle Fehler ist.

Der eingetragene Mittelwert bevorzugt ein vergleichsweise leichtes Higgs. Würde das SLD-Ergebnis nicht miteinbezogen, würde die zu erwartende Masse des Higgs-Teilchens deutlich höher liegen.

8.4 Diskussion der Meßergebnisse

Will man Aussagen über die Kopplungen des Z^0-Bosons an die schweren Quarks machen, reicht die Messung der zugehörigen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie nicht aus. Denn diese Observable kann nur den Quotienten aus Vektor- zu Axialvektorkopplung festlegen. Außerdem ist sie vorwiegend sensitiv auf die initialen Kopplungen des Elektrons an das Z^0. Nimmt man jedoch die Messungen der Raten an c- bzw. b-Ereignissen in hadronischen Z^0-Zerfällen (R_c bzw. R_b) hinzu, kann im Rahmen des Standard-Modells die Kopplungsstruktur des Z^0-Bosons an c- und b-Quarks getestet werden.

Die kombinierten Endergebnisse, wie in Kap.8.2 und Kap.8.3 gezeigt, werden von der Lep *electroweak working group* bestimmt [91]. In einem komplexen Verfahren werden die Einzelresultate unter Berücksichtigung von gemeinsamen und spezifischen Fehlerquellen gemittelt. Es werden teilweise Korrekturen, z.B. aufgrund von unterschiedlichen mittleren Schwerpunktsenergien innerhalb der einzelnen Analysen, angebracht, damit die Resultate tatsächlich gemittelt werden können. Falls nötig wird eine Qcd-Korrektur angebracht, um vergleichbare Resultate zu erhalten. Korrelationen und Abhängigkeiten der Ergebnisse untereinander werden berücksichtigt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind in allen weiteren Berechnungen und den daraus resultierenden Ergebnissen mitberücksichtig.

In einer Anpassung an die Lep-Daten werden in einem 12-Parameter-Fit die Polasymmetrien für b- und c- Quarks wie auch deren Verhältnisse von Partialbreite zu totaler hadronischer Breite ($\Rightarrow R^0_\mathrm{b} = \Gamma_{\mathrm{b\bar{b}}}/\Gamma_\mathrm{had}$; $R^0_\mathrm{c} = \Gamma_{\mathrm{c\bar{c}}}/\Gamma_\mathrm{had}$) bestimmt:

$$\begin{aligned}
R^0_\mathrm{b} &= 0.21678 \pm 0.00076 \\
R^0_\mathrm{c} &= 0.1705 \quad \pm 0.0048 \\
A^{0,\mathrm{b\bar{b}}}_{FB} &= 0.0992 \pm 0.0021 \\
A^{0,\mathrm{c\bar{c}}}_{FB} &= 0.0707 \pm 0.0043\,.
\end{aligned}$$

Alle notwendigen Korrekturen der Asymmetrie-Werte und Partialbreiten wurden angebracht. Das χ^2/d.o.f ergibt sich zu 44/(86 -12). Die zugehörige Korrelationsmatrix ist in Tab.25 gegeben.

	R^0_b	R^0_c	$A^{0,\mathrm{b\bar{b}}}_{FB}$	$A^{0,\mathrm{c\bar{c}}}_{FB}$
R^0_b	1.00	-0.14	-0.04	0.04
R^0_c	-0.14	1.00	0.08	-0.06
$A^{0,\mathrm{b\bar{b}}}_{FB}$	-0.04	0.08	1.00	0.11
$A^{0,\mathrm{b\bar{b}}}_{FB}$	0.04	-0.06	0.11	1.00

Tabelle 25: Die Korrelationsmatrix für die vier elektroschwachen Meßgrößen für den 12 Parameter-Fit.

	R_{b}^0	R_{c}^0	$A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}}$	$A_{FB}^{0,\mathrm{c\overline{c}}}$	$\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$	$\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$
R_{b}^0	1.00	-0.13	-0.04	0.03	-0.03	0.03
R_{c}^0	-0.13	1.00	0.06	-0.05	0.02	-0.03
$A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}}$	-0.04	0.06	1.00	0.11	0.03	0.00
$A_{FB}^{0,\mathrm{c\overline{c}}}$	0.03	-0.05	0.11	1.00	0.00	0.03
$\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$	-0.03	0.02	0.03	0.00	1.00	0.16
$\mathcal{A}_{\mathrm{c}}$	0.03	-0.03	0.00	0.03	0.16	1.00

Tabelle 26: Die Korrelationsmatrix für die sechs elektroschwachen Meßgrößen für den 14 Parameter-Fit.

Werden die SLD-Ergebnisse für R_{b}, $\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$ und $\mathcal{A}_{\mathrm{c}}$ mit hinzugenommen, können in einer Anpassung mit 14 Parametern folgende Ergebnisse ermittelt werden:

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{b}}^0 &= 0.21680 \pm 0.00073 \\ R_{\mathrm{c}}^0 &= 0.1694 \quad \pm 0.0038 \\ A_{FB}^{0,\mathrm{b\overline{b}}} &= 0.0991 \pm 0.0020 \\ A_{FB}^{0,\mathrm{c\overline{c}}} &= 0.0712 \pm 0.0043 \\ \mathcal{A}_{\mathrm{b}} &= 0.908 \pm 0.027 \\ \mathcal{A}_{\mathrm{c}} &= 0.651 \pm 0.030\,. \end{aligned}$$

Das zugehörige χ^2/d.o.f ist 48/(94 -14) und die vollständige Korrelationmatrix ist in Tab.26 gezeigt.

In diesem Zusammenhang kann gleichzeitig das Verzweigungsverhältnis b → l bestimmt werden:

$$\mathrm{BR}(\mathrm{b} \rightarrow l) = 0.1077 \pm 0.0020\,,$$

wobei der größte Anteil des Fehlers von der Abhängigkeit des semileptonischen Zerfallsmodells herrührt.

Die Hinzunahme der SLD-Messungen für $\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$ und $\mathcal{A}_{\mathrm{c}}$ ist insofern von Interesse, da diese Größe nur sensitiv auf die Kopplungen des finalen Quarks an das Z^0-Boson sind. Im Gegensatz dazu beinhalten die Asymmetrie-Resultate bei LEP zusätzlich immer einen Anteil der Kopplungen des initialen Elektrons an das Z^0.

In einer 18-Parameter-Anpassung an die LEP- und SLD-Daten, können die Asymmetrien für b- und c-Quarks getrennt für die drei mittleren Schwerpunktsenergien bestimmt werden. Hierbei handelt es sich nicht, wie bei den obigen Ergebnissen, um Resultate für die Polasymmetrien. Es ergeben sich folgende Werte:

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{b}}^0 &= 0.21681 \pm 0.00073 \\ R_{\mathrm{c}}^0 &= 0.1693 \quad \pm 0.0038 \end{aligned}$$

$$\begin{array}{rlrl}
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}(89.55\mathrm{GeV}) = & 0.0569 \pm 0.0078 & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}(89.55\mathrm{GeV}) = & -0.037 \ \ \pm 0.017 \\
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}(91.26\mathrm{GeV}) = & 0.0972 \pm 0.0021 & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}(91.26\mathrm{GeV}) = & 0.0648 \pm 0.0044 \\
A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}(92.94\mathrm{GeV}) = & 0.1128 \pm 0.0069 & A_{FB}^{\mathrm{c\bar{c}}}(92.94\mathrm{GeV}) = & 0.138 \ \ \pm 0.015
\end{array}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_{\mathrm{b}} &= 0.907 \pm 0.027 \\
\mathcal{A}_{\mathrm{c}} &= 0.651 \pm 0.030 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{b} \rightarrow l) &= 0.1078 \pm 0.0021 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{b} \rightarrow \mathrm{c} \rightarrow l) &= 0.0814 \pm 0.0025 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{c} \rightarrow l) &= 0.0965 \pm 0.0032 \\
\overline{\chi} &= 0.1178 \pm 0.0046 \\
f(\mathrm{D}^{+}) &= 0.234 \pm 0.016 \\
f(\mathrm{D_s}) &= 0.119 \pm 0.025 \\
f(\mathrm{c_{Baryon}}) &= 0.085 \pm 0.022 \\
\mathrm{P}(\mathrm{c} \rightarrow \mathrm{D}^{*+}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{D}^{*+} \rightarrow \pi^{+}\mathrm{D}^{0}) &= 0.1657 \pm 0.0053\,.
\end{aligned}$$

Das zugehörige χ^2/d.o.f ist 46/(94 -18). Auf die Wiedergabe der kompletten Korrelationsmatrix wird an dieser Stelle verzichtet. Für die $A_{FB}^{\mathrm{b\bar{b}}}$-Messungen ergeben sich nur kleine Korrelationen mit anderen Messungen. Im Bereich des direkten semileptonischen Zerfalls und Kaskadenzerfalls sind die Korrelationen deutlich höher. Ebenfalls sind sie groß für die Messungen der D-Meson Anteile.

In Abb.49 ist im linken Bild $A_{FB}^{0,\mathrm{c\bar{c}}}$ gegen $A_{FB}^{0,\mathrm{b\bar{b}}}$ als vorläufiges Ergebnis der Winterkonferenzen von Anfang März 1999 eingezeichnet. Die Resultate basieren auf den kombinierten LEP- und SLD-Messungen. Die Konturen der 68% und 95% Sicherheitswahrscheinlichkeiten sind ebenfalls eingetragen. Die Vorhersage des STANDARD-MODELLS ist zum Vergleich gegeben. Die top-Masse wurde im Rahmen der Meßfehler und die Higgs-Masse im Bereich 300^{+700}_{-210} variiert. Die Pfeile sind jeweils in Richtung steigender Masse eingezeichnet. Im rechten Abschnitt der gleichen Abbildung ist R_{c}^0 gegen R_{b}^0 in analoger Weise gezeigt. Hier ist nur die top-Massen Variation eingetragen, da eine Veränderung der Higgs-Masse keinen Einfluß auf die Raten hat. Die Meßergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den STANDARD-MODELL-Vorhersagen.

In Abb.50 sind die Kopplungsterme $\mathcal{A}_{\mathrm{c}}$ gegen $\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$ im linken Bild als vorläufiges Ergebnis aufgetragen. Bei LEP können diese Größen nicht direkt bestimmt werden, wie es bei SLD der Fall ist. Allerdings lassen sie sich aus den zugehörigen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien von c- und b-Quarks extrahieren. Dazu muß der Kopplungsterm $\mathcal{A}_{\mathrm{e}}$ z.B. aus der Analyse der leptonischen Daten bei LEP mit hinzugenommen werden. Im rechten Bildabschnitt sind die effektiven Axialvektor- und Vektorkopplungen ($\Rightarrow \mathrm{g_{Vb}},\mathrm{g_{Ab}}$), die in einer anderen Anpassung bestimmt wurden [91], die hier nicht weiter ausgeführt wird, in einer Ebene dargestellt.

Die 68% und 95% Sicherheitswahrscheinlichkeiten sind für die kombinierten LEP- und SLD-Messungen eingezeichnet. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage ist ebenfalls gegeben. m_{t} und M_{H} wurden wie oben beschrieben variiert und nach der gleichen Konvention eingezeichnet, allerdings sind die Veränderungen kaum zu erkennen. Auch in diesem Fall bestätigen die Resultate die STANDARD-MODELL-Vorhersage in hervorragender Weise.

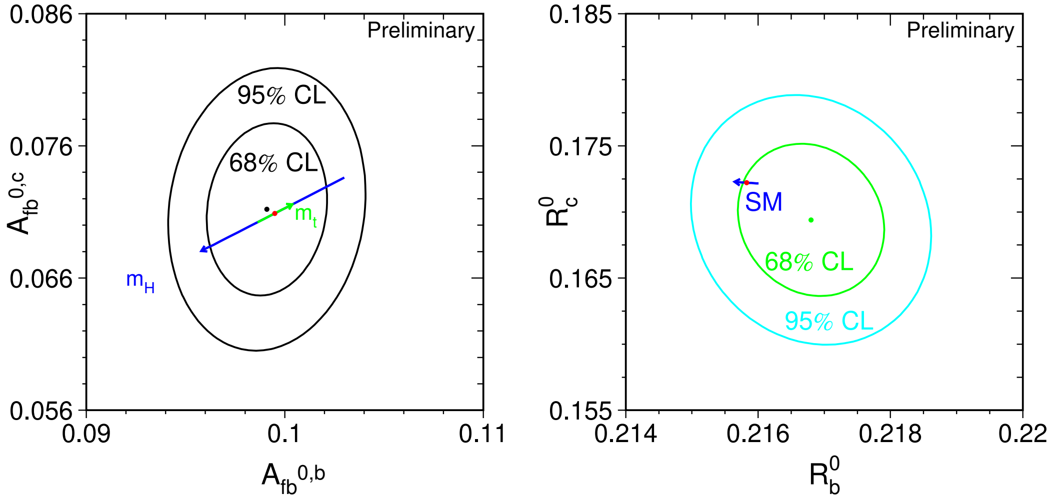


Abbildung 49: Die 68% und 95% Umrisse für die kombinierten LEP- und SLD-Ergebnisse zu den Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien und Raten von c- und b-Quarks. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage als Funktion der top- und Higgs-Masse ist ebenfalls eingezeichnet. m_{t} wurde im Rahmen der Meßfehler und M_{H} im Bereich von 300^{+700}_{-210} verändert.

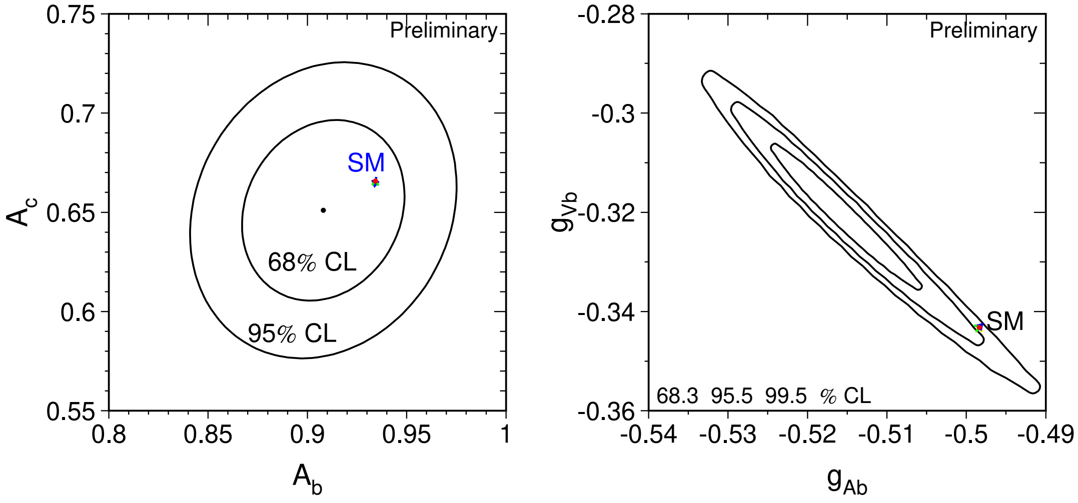


Abbildung 50: Die 68% und 95% (bzw. 99%) Umrisse für die kombinierten LEP- und SLD-Ergebnisse zu den Messungen der Kopplungsfaktoren $\mathcal{A}_{\mathrm{c}}$ und $\mathcal{A}_{\mathrm{b}}$ im linken Bild und für g_{Vb} und g_{Ab} im rechten Bild. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage als Funktion der top- und Higgs-Masse ist ebenfalls eingezeichnet. m_{t} wurde im Rahmen der Meßfehler und M_{H} im Bereich von 300^{+700}_{-210} verändert.

In Abb.51 und Abb.52 ist eine Zusammenstellung von verschiedenen Meßgrößen gegeben. Über die schwachen Korrekturen sind diese unterschiedlich sensitiv sowohl auf die top-Masse als auch auf die Higgs-Masse. Im Gegensatz zur quadratischen Abhängigkeit von m_{t} ist der Zusammenhang mit M_{H} , der in den einzelnen Bildern illustriert ist, nur logarithmisch. Man erkennt deutlich, daß die größte Sensitivität von der Messung

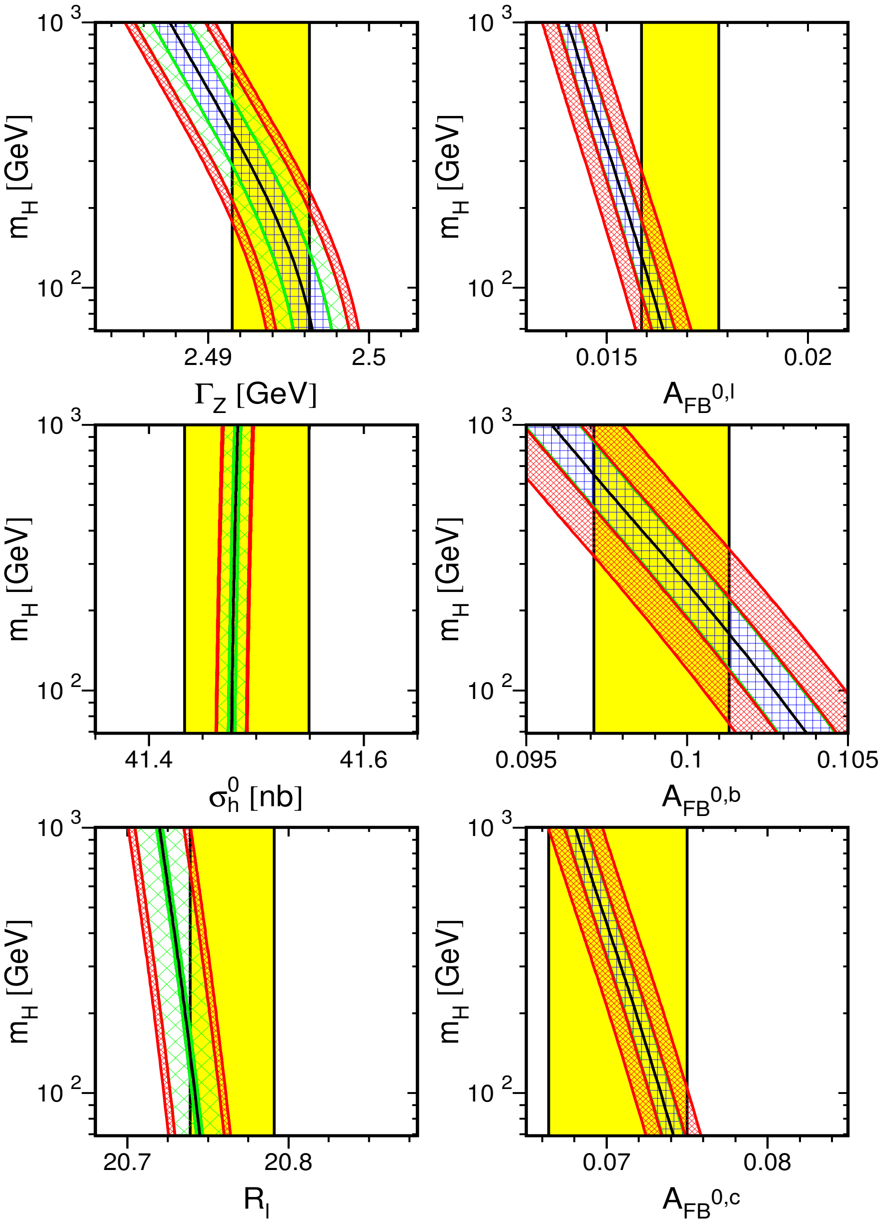


Abbildung 51: Die Sensitivität verschiedener Meßgrößen auf M_{H} ist gezeigt. Dazu ist die Higgs-Masse als Funktion der jeweiligen Observable gezeigt. Die Messung mit totalem Fehler ist als graues Band eingetragen. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage mit zugehörigem Fehler ist ebenfalls eingezeichnet.

der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrievon b-Quarks herkommt. Allerdings haben auch die Messungen der W-Masse und Breite des Z^0-Bosons Einfluß auf die Eingrenzung von $M_{\rm H}$.

Das Meßergebnis zusammen mit dem Gesamtfehler ist jeweils als vertikales Band eingezeichnet. Die Vorhersage des STANDARD-MODELLS ist als Kurve eingetragen. Es wurden Unsicherheiten aufgrund der direkten top-Massen Bestimmung, der α_s-Messung und Berechnung des Beitrags von $\Delta\alpha_{\rm had}$ gesondert eingezeichnet.

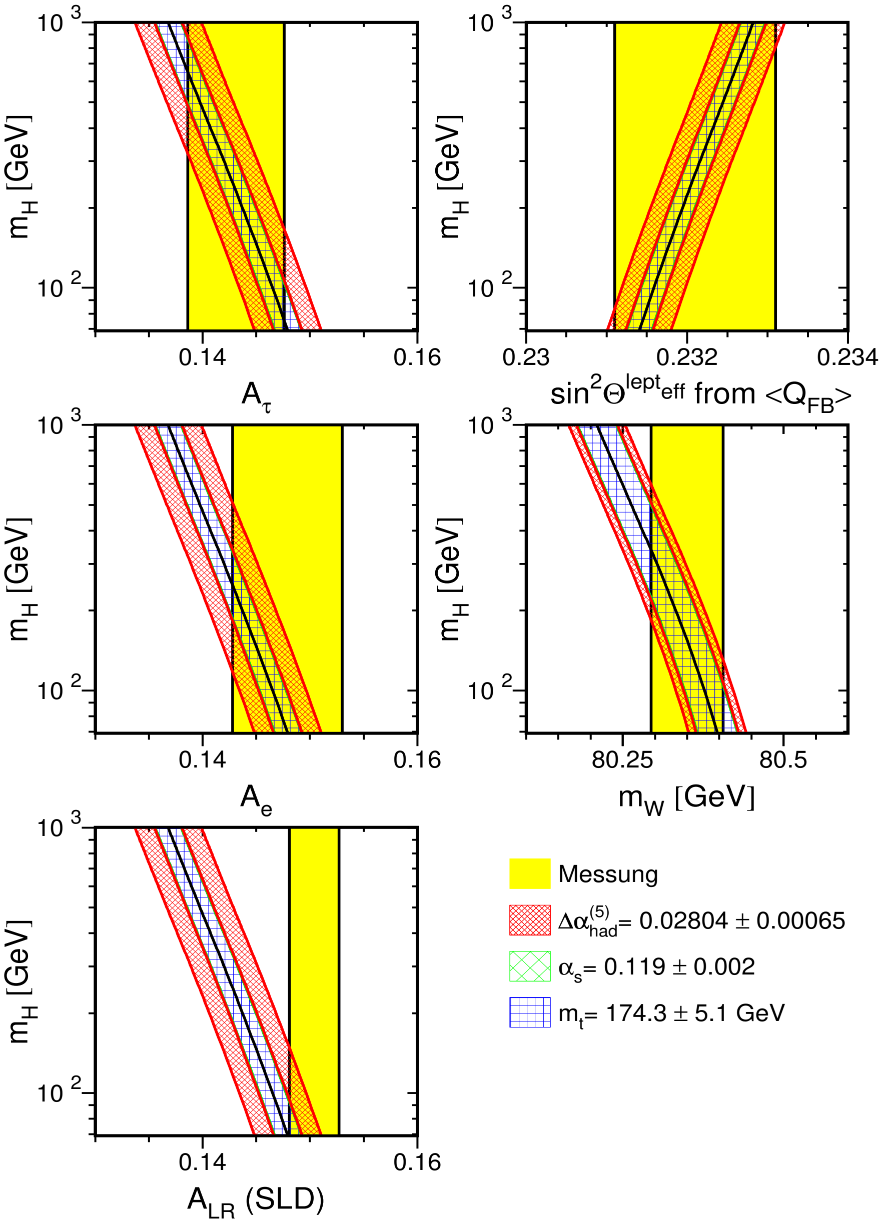


Abbildung 52: Die Sensitivität weitere Meßgrößen auf $M_{\rm H}$ ist gezeigt. Dazu ist die Higgs-Masse als Funktion der jeweiligen Observable gezeigt. Die Messung mit totalem Fehler ist als graues Band eingetragen. Die STANDARD-MODELL-Vorhersage mit zugehörigem Fehler, wie rechts unten im Bild beschrieben, ist ebenfalls eingezeichnet.

Nimmt man alle zur Verfügung stehenden Resultate zusammen, kann der Versuch gestartet werden, innerhalb des STANDARD-MODELLS die Masse des Higgs einzugrenzen. Dazu verwendet man nicht nur LEP- und SLD-Messungen. Sondern zusätzlich werden M_{W}-Resultate von UA2 [94], CDF [95] und D0 [96], m_{t}-Ergebnisse von CDF [97] und D0 [98] und Messungen des Verhältnisses des neutralen und geladenen Neutrino-Nukleon Stroms von CCFR und NUTEV [99] miteinbezogen. Durch die logarithmische Abhängigkeit wird die Bestimmung jedoch erschwert.

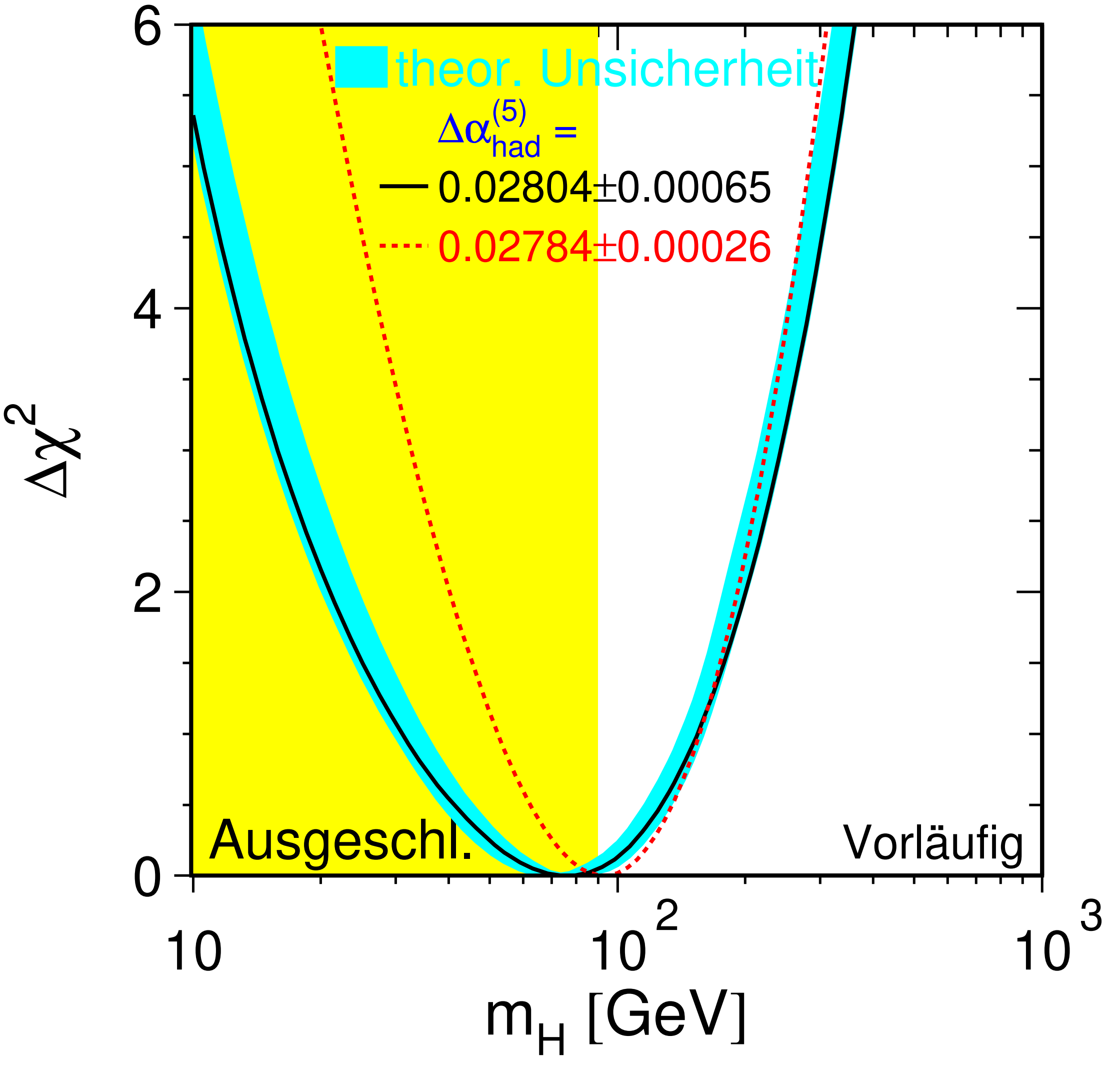


Abbildung 53: $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\mathrm{min}}$ als Funktion von M_{H} . Die durchgezogene Kurve ist das Resultat einer Anpassung an alle Daten. Das Band gibt die theoretischen Unsicherheiten wieder. Der vertikale graue Bereich zeigt die 95% Ausschlußgrenze aus der direkten Higgs-Suche.

Betrachtet wird die ermittelte Größe $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\text{min}}$, die gegen M_{H} in Abb.53 aufgetragen ist. Die durchgezogene Kurve entspricht der STANDARD-MODELL-Vorhersage, die mithilfe des Programms ZFITTER berechnet wurde. Das dunklere Band zeigt die theoretischen Unsicherheiten der Berechnungen. Die gestrichelte Kurve entspricht einer anderen Rechnung mit $1/\alpha = 128.905 \pm 0.036$ (siehe Kap.2.6) und verringert den Fehler der Higgs-Massenbestimmung um etwa 30%. Das vertikale Band gibt den Massenbereich an, der durch die direkte Suche schon ausgeschlossen ist. Die daraus resultierende untere Grenze liegt etwa bei 90 GeV [100] und wird in der Anpassung nicht berücksichtigt. Der Zentralwert der Higgs-Masse verschiebt sich nach oben, wenn die Resultate der direkten Suche miteinbezogen werden. In der Anpassung an alle zur Verfügung stehenden Daten erhält man [101]:

$$M_{\text{H}} = 76^{+79}_{-45} \,,$$

mit einen χ^2 von $15/15$.

Werden nur die LEP-Ergebnisse hinzugezogen, wobei die Bestimmung der W-Masse alleine mithilfe der LEP-II Daten ermittelt wird, ergibt sich:

$$M_{\text{H}} = 60^{+121}_{-34} \,,$$

mit einem χ^2 von $4/9$.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Seit dem Start des LEP-Beschleunigers wurde das neutrale Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, das Z^0, im großer Zahl produziert. Mit dem DELPHI Detektor konnten in den Jahren 1992 bis 1995 etwa 3.5 Millionen hadronische Z^0-Zerfälle aufgezeichnet werden. Davon wurden an die 2.5 Millionen Ereignisse bei Energien nahe der Z^0-Resonanz für die vorgestellt Analyse selektiert.

Eine Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks wurde durchgeführt. Mithilfe einer erweiterten Impaktparameter-Methode konnten b-Quark Ereignisse angereichert werden. Zur Bestimmung von $A_{FB}^{b\bar{b}}$ wurde eine Jetladungstechnik angewandt. Die b-Ladungsseparation wurde aus den Daten selber bestimmt, während die Ladungsseparationen für leichte und c-Quarks mithilfe von Fragmentationsmodellen berechnet wurde, die präzise an die Daten angepaßt wurden.

Die Daten werden als Funktion des Polarwinkels, der mittels der Thrustachse bestimmt wurde, bei einer b-Reinheit von 92% analysiert. Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks wird für die vier verschiedene Jahre der Datennahme gemessen. Systematische Einflüsse des Detektors und der Monte Carlo Beschreibung wurden, nach Jahr getrennt, detailiert studiert. Die Größenordnung der einzelnen Fehlerquellen konnte abgeschätzt werden.

Die Kombination dieser unabhängigen Ergebnisse bei den unterschiedlichen Schwerpunktsenergien - unterhalb-, auf und oberhalb der Z^0-Resonanz -, bei denen LEP betrieben wurde, führt zu folgenden Resultaten:

$$\begin{aligned}
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (89.55\ \text{GeV}) &= 0.068 \pm 0.018(\text{stat.}) \pm 0.0013(\text{syst.}) \\
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (91.26\ \text{GeV}) &= 0.0982 \pm 0.0047(\text{stat.}) \pm 0.0016(\text{syst.}) \\
A_{FB}^{b\bar{b}}\ (92.94\ \text{GeV}) &= 0.123 \pm 0.016(\text{stat.}) \pm 0.0027(\text{syst.})\,.
\end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der gemeinsamen Fehler können diese Ergebnisse kombiniert werden:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}\ (91.26\ \text{GeV}) = 0.0987 \pm 0.0044(\text{stat.}) \pm 0.0016(\text{syst.})\ .$$

Werden QED Korrekturen und Korrekturen aufgrund von Photonaustausch angebracht, kann aus dem erzielten Resultat die Polasymmetrie bestimmt werden:

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.1012 \ \pm 0.0047\,.$$

Die Methode der Jetladung korrigiert automatisch auf Effekte aufgrund von Gluonabstrahlungen und B^0-$\bar{B}^0$-Mixing.

Das erzielte Ergebnis für die Polasymmetrie kann, ohne starke modellabhängige Annahmen zu machen, in einen Wert für den effektiven schwachen Mischungswinkel umgerechnet werden:

$$\sin^2\theta^{\mathrm{l}}_{\mathrm{eff}} \quad = \quad 0.23186 \pm 0.00083\,.$$

Beide erzielten Endresultate sind in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standard-Modells sowie mit den Ergebnissen anderer Experimente.

Nimmt man weitere Lep- und Sld-Daten hinzu, können in einer Anpassung mit 18 Parametern viele elektroschwache Größen im Bereich der Physik mit schweren Quarks bestimmt werden ($\chi^2/\mathrm{d.o.f} = 46/(94\ \text{-}18)$):

$$\begin{array}{rcl}
R^0_{\mathrm{b}} & = & 0.21681 \pm 0.00073 \\
R^0_{\mathrm{c}} & = & 0.1693 \;\; \pm 0.0038 \\
A^{\mathrm{b\overline{b}}}_{FB}(89.55\mathrm{GeV}) = \;\; 0.0569 \pm 0.0078 & & A^{\mathrm{c\overline{c}}}_{FB}(89.55\mathrm{GeV}) = -0.037 \;\; \pm 0.017 \\
A^{\mathrm{b\overline{b}}}_{FB}(91.26\mathrm{GeV}) = \;\; 0.0972 \pm 0.0021 & & A^{\mathrm{c\overline{c}}}_{FB}(91.26\mathrm{GeV}) = \;\; 0.0648 \pm 0.0044 \\
A^{\mathrm{b\overline{b}}}_{FB}(92.94\mathrm{GeV}) = \;\; 0.1128 \pm 0.0069 & & A^{\mathrm{c\overline{c}}}_{FB}(92.94\mathrm{GeV}) = \;\; 0.138 \;\; \pm 0.015 \\
\mathcal{A}_{\mathrm{b}} & = & 0.907 \pm 0.027 \\
\mathcal{A}_{\mathrm{c}} & = & 0.651 \pm 0.030 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{b} \;\rightarrow\; l) & = & 0.1078 \pm 0.0021 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{b} \;\rightarrow\; \mathrm{c} \;\rightarrow\; l) & = & 0.0814 \pm 0.0025 \\
\mathrm{BR}(\mathrm{c} \;\rightarrow\; l) & = & 0.0965 \pm 0.0032 \\
\overline{\chi} & = & 0.1178 \pm 0.0046 \\
f(\mathrm{D}^+) & = & 0.234 \pm 0.016 \\
f(\mathrm{D_s}) & = & 0.119 \pm 0.025 \\
f(\mathrm{c_{Baryon}}) & = & 0.085 \pm 0.022 \\
\mathrm{P}(\mathrm{c} \;\rightarrow\; \mathrm{D}^{*+}) \times \mathrm{BR}(\mathrm{D}^{*+} \;\rightarrow\; \pi^+\mathrm{D}^0) & = & 0.1657 \pm 0.0053\,.
\end{array}$$

Berücksichtigt man noch weitere zur Verfügung stehende Resultate anderer Experimente, kann innerhalb des Standard-Modells die Masse des Higgs eingegrenzt werden. Man erhält einen vergleichsweise kleinen Wert von:

$$M_{\mathrm{H}} \quad = \quad 76^{+79}_{-45}\,,$$

mit einen χ^2 von 15/15 . Da die verschiedenen Observablen über die schwachen Korrekturen allerdings nur logarithmisch von der Higgs-Masse abhängen, ist die Festlegung noch nicht sehr stark. Die direkte Suche nach dem Higgs-Boson schließt eine Masse, die tiefer als etwa 90 GeV liegt, mit 95% Sicherheitswahrscheinlichkeit aus.

Die Datenanalyse der Lep-I Phase ist so gut wie abgeschlossen. Fast alle Ergebnisse zur elektroschwachen Physik mit schweren Quarks, darunter auch die hier vorgestellten, sind veröffentlicht. Ziel ist es Analysen die bislang noch vorläufig sind, bis Ende des Jahres zu beenden. Dies gilt z.B. für die Bestimmung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quarks mithilfe semileptonischer Zerfälle von Delphi und Opal.

Bei DELPHI gibt es noch Bestrebungen $A_{FB}^{\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}$ unter Verwendung aller zur Verfügung stehenden Informationen, z.B. Ladung am sekundären Vertex, Jetladung und transversaler sowie absoluter Impuls von identifizierten Leptonen, zu bestimmen [102]. Allerdings ist es fraglich, ob die zu erwartende Genauigkeit wesentlich über der Präzision der hier vorgestellten Messung liegen wird. Da dieser neue Ansatz mit den beiden anderen DELPHI Messungen, Jetladung und semileptonische Zerfälle, korreliert sein wird, ist seine Auswirkung auf den LEP-Mittelwert für $A_{FB}^{\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}$ und seine Präzision wahrscheinlich gering.

Es ist also kaum zu erwarten, daß die bei LEP erzielte Genauigkeit von $A_{FB}^{0,\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}$ von 2% noch stark zu verbessern ist. Anzumerken bleibt, daß die verschiedenen Messungen der b-Asymmetrie eindeutig vom statistischen Fehler dominiert sind. Die Resultate der verschiedenen LEP-Experimente und der unterschiedlichen Analysemethoden liegen in guter Übereinstimmung und bestätigen in hervorragender Weise die STANDARD-MODELL-Vorhersage.

Neue Ergebnisse auf dem Gebiet der b-Asymmetrie und dadurch verknüpfte Verbesserungen in der Genauigkeit der $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}}$-Bestimmungen können demnach in naher Zukunft nur durch die entgültige Veröffentlichung der noch vorläufigen Ergebnisse erreicht werden. Es bleibt abzuwarten, wie sich der 1.8σ Unterschied im $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}}$-Resultat zwischen dem LEP-Wert, der sich auch aus $A_{FB}^{0,\mathrm{b}\overline{\mathrm{b}}}$ bestimmt, und der A_{LR}-Messung von SLD entwickelt.

Wie schon erwähnt beträgt der theoretische Fehler von $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}}$ 0.00023 aufgrund der Unsicherheiten in der α-Bestimmung. In naher Zukunft soll die Feinstrukturkonstante bei niedrigen Energien im Bereich zwischen 2 und 5 GeV neu vermessen werden. Das erhoffte präzise Resultat wird die Unsicherheit in der $\sin^2\theta_{\mathrm{eff}}^{\mathrm{l}}$- aber auch der M_{H}-Bestimmung stark reduzieren.

Die Suche nach dem Higgs geht weiter. Noch in diesem Jahr versucht LEP eine Schwerpunktsenergie von 200 GeV zu erreichen. Dadurch wird das Limit dieses Beschleunigers ausgeschöpft. Eine genauere Bestimmung von M_{W}, im Laufe der nächsten Jahre, hilft in der Eingrenzung des erlaubten Higgs-Massenbereichs.

Die Zukunft am CERN gehört dem LHC mit seinen Experimenten. Er besitzt alle Möglichkeiten das Higgs, aber auch Teilchen, die durch SUSY-Theorien prognostiziert werden, direkt nachzuweisen.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literatur

[1] J.C.Maxwell,*Treatise on Electricity and Magnetism* 2 Bde New York Dover 1954 (Nachdruck 3. Aufl. 1891)

[2] S.L.Glashow, Nucl.Phys.**22** (1961) 579.

[3] S.Weinberg, Phys.Rev.Lett.**19** (1967) 1264.

[4] A.Salam, *Elementary Particle Theory*, Proc. 8^{th} Nobel Symposium (1968) 367.

[5] I.Aitchison & A.Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, A.Hilger LTD (1982)

[6] The LEP Collaborations, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/99-15, Genf 1999
The LEP Collaborations, Nucl.Inst.Meth.**A378** (1996) 101.

[7] Z.Kunszt, P.Nason, *QCD* Z Physics at LEP, Vol.1 373-453, CERN 89-08, Genf 1989.

[8] The Particle Data Group, C.Caso et al., Euro.Phys.J.**C3** (1998) 1. The Particle Data Group, R.M. Barnett et al., Phys.Rev.**D54** (1996) 1.

[9] SK Collaboration,Phys.Rev.Lett.**81** (1998) 1562.

[10] P.W..Higgs, Phys.Rev.Lett.**12** (1964) 132.
P.W..Higgs, Phys.Rev.Lett.**13** (1964) 508.
P.W..Higgs, Phys.Rev.Lett.**145** (1966) 145.

[11] A.Sirlin, Phys.Rev.**D22** (1980) 971.
W.J.Marciano & A.Sirlin, Phys.Rev.**D22** (1980) 2695.
W.J.Marciano & A.Sirlin, Nucl.Phys.**B189** (1981) 442.

[12] M.Kobayashi & T.Maskawa, Progr.Theor.Phys.**49** (1973) 652.

[13] S.L.Glashow, J.Iliopoulos & L.Maiami, Phys.Rev.**D2** (1970) 1285.

[14] L.Wolfenstein, Phys.Rev.Lett.**51** (1983) 1945.

[15] A.Ali, *CP Violation and Prospects at B Factories and Hadron Colliders*, DESY 99-049, (1999), hep-ph/9904427.

[16] M.Consoli, W.Hollik, *Electroweak radiative corrections for Z Physics*, Z Physics at LEP, Vol.1 7-54, CERN 89-08, Genf 1989.
G.Burgers, F.Jegerlehner, *Δr,or the relation between the electroweak couplings and the weak vector boson masses*, Z Physics at LEP, Vol.1 55-88, CERN 89-08, Genf 1989.
M.Böhm, W.Hollik, *Forward-backward asymmetries*, Z Physics at LEP, Vol.1 203-234, CERN 89-08, Genf 1989.

[17] T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm.**82** (1994) 74.

[18] X.Artru & G.Mennessier, Nucl.Phys.**B70** (1974) 93.

[19] B.Anderson et al., Zeit.Phys.**C20** (1983) 317.
D.A.Morris, Nucl.Phys.**B313** (1989) 634.

[20] K.Hamacher & M.Weierstall,*The Next Round of Hadronic Generator Tuning Heavily Based on Identified Particle Data*, WU B 95-07,Wuppertal 1995, DELPHI Note 95-80, Genf 1995
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z.Phys.**C73** (1996) 11.

[21] C.Peterson et al., Phys.Rev.**D27** (1983) 105.

[22] G.Marchesini & B.R.Webber, Nucl.Phys.**B238** (1984) 1.
G.Marchesini & B.R.Webber, Nucl.Phys.**B310** (1988) 461.
G.Marchesini et al., Comp.Phys.Comm.**67** (1992) 465.

[23] B.R.Webber, Nucl.Phys.**B238** (1984) 492.

[24] D.Bardin et al., *Electroweak Working Group Report*, Reports of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonance, 7-162, Cern 95-03, Genf 1995.

[25] F.A.Berends & R.Kleis, Nucl.Phys.**B177** (1981) 237.
F.A.Berends, R.Kleis & S.Jadach, Nucl.Phys.**B202** (1982) 63.
F.A.Berends, R.Kleis & S.Jadach, Comp.Phys.Comm.**29** (1983) 185.

[26] W.Wetzel, Zeit.Phys.**C11** (1981) 117.
W.Wetzel, Nucl.Phys.**B227** (1983) 1.

[27] M.Martinez et al., *Precision Tests of the Electroweak Interaction at the Z Pole*, CERN-EP/98-27, Genf 1998.

[28] F.A.Behrends & R.Kleiss, Nucl.Phys.**B177** (1981) 237.
F.A.Behrends et al., Nucl.Phys.**B202** (1982) 63.
F.A.Behrends et al., Comp.Phys.Comm.**29** (1983) 185.
D.Bardin, Phys.Lett.**B229** (1989) 405.
W.Beenacker et al., *Proc. of the Ringberg Workshop on Radiative Corrections for* e^+e^- *Collisions*, ed. J.H.Kühn 1989.

[29] D.Bardin et al., *ZFITTER: An Analytical Program for Fermion Pair Production in* e^+e^- *Annihilation*, CERN-TH 6443, Genf 1992.

[30] D.Abbaneo et al., Euro.Phys.J.**C4-2** (1998) 185.

[31] S.Eidelmann & F.Jegerlehner, Zeit.Phys.**C67** (1995) 585.

[32] M.Davier et al., Phys.Lett.**B419** (1998) 419.

[33] M.Steinhauser, Phys.Lett.**B429** (1998) 158.

[34] A.Djouadi et al., Zeit.Phys.**C46** (1990) 411.

[35] DELPHI Collaboration, P.Aarnio et al., Nucl.Instr.Meth.**A303** (1991) 233.

[36] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Nucl.Instr.Meth.**A378** (1996) 57.

[37] N.Bingefors et al., Nucl.Instr.Meth.**A328** (1993) 447.

[38] P.Chochula et al., Nucl.Instr.Meth.**A412** (1998) 304.

[39] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., *Cross Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmeries from the* Z^0 *Runnning of LEP* (1998) in Vorbereitung

[40] W.Adam et al., Nucl.Instr.Meth.**A343** (1994) 68.
E.G.Anassontizis et al., Nucl.Instr.Meth.**A323** (1992) 351.
W.Adam et al., Nucl.Instr.Meth.**A338** (1994) 284.
DELPHI RICH Collaboration, Nucl.Instr.Meth.**A371** (1996)

[41] V.Bocci et al., Nucl.Instr.Meth.**A362** (1995) 361.
V.Bocci et al., *Basic Concepts and Architectural Details of the DELPHI Trigger System*, CERN/ECP 94-18, Genf 1994.

[42] G.Delavallade & J.P.Vanuxem, *The LTD: a Fastbus time digitizer for LEP detectors*, CERN/EP 86-23, Genf 1986.

[43] R.Brun & J.Zoll, *ZEBRA User Guide*, CERN Program Library 1994.

[44] G.Smith, *DELPHI Slow Controls G64 Microcomputers Skeleton Program* DELPHI 94-13/DAS-150, Genf 1994.

[45] Yu. Belokopytov et al., *The DELPHI Database Description: Calibration & Detector Status File*, DELPHI 93-4/PROG 194, Genf 1993.
Yu.Belokopytov & V.Perevozchikov, *CARGO Database Management Package*, DELPHI 93-5/PROG 195, Genf 1993.

[46] DELPHI Collaboration, *DELPHI event generation and detector simulation*, Reference manual DELPHI 87-97 PROG 100, User guide DELPHI 87-96 PROG 99, Genf 1987.

[47] DELPHI Collaboration, *Fast simulation for DELPHI*,Reference manual DELPHI 87-27/PROG 72, User guide DELPHI 87-26/PROG 71, Genf 1987.

[48] J.E.Campagne, R.Zitoun, Zeit. Phys.**C43** (1989) 469.
J.E.Campagne, R.Zitoun, *Proceedings of Brighton workshop on radiative corrections*, Sussex, July 1989

[49] F.A.Behrends, W.Hollik and R.Kleiss, Nucl.Phys.**B304** (1988) 712.

[50] S.Jadach et al., *The* **KORALZ** *Monte Carlo*, Z Physics at LEP, Vol. 3 CERN 89-08, Genf 1989.

[51] L. Lönnblad, Comp.Phys.Comm.**71** (1992) 15.

[52] W.Neumann, Dissertation, WUB-DIS 97-11 Bergische Univ.-GH, Wuppertal 1997.

[53] F.Carena & G.Gopal,*CARGO User Manual*, DELPHI 86-28/PROG 46, Genf 1986.

[54] Yu.Belokopytov et al., *DELPHI Detector Description Application Package User Manual*, DELPHI 90-37/PROG 154, Genf 1990.

[55] DELPHI Collaboration, *DELPHI data analysis program DELANA User's Guide*, DELPHI 89-44/PROG 137, Genf 1989.

[56] D.Bertrand, L.Pape, *TANAGRA track analysis and graphics package*, DELPHI 87-95/PROG 98, Genf 1987.

[57] D.Wicke, *A New Algorithm for Solving Tracking Ambiguities*, DELPHI 98-163 PROG 236 TRACK 92, Genf 1998.

[58] P.Billoir, Nucl.Instr.Meth **B225** (1984) 352.

[59] V.Perevozchikov & N. Smirnov, *PHDST Package Description*, DELPHI 92-118/PROG 189, Genf 1992.

[60] Tz.Spassoff, *DELPHI ShortDST Content*, DELPHI 97-146/PROG 221, Genf 1997.
Tz.Spassoff, *DELPHI Extended ShortDST Content*, DELPHI 97-147/PROG 222, Genf 1997.

[61] Tz.Spassoff, *DELPHI MiniDST Content*, DELPHI 97-145/PROG 220, Genf 1997.

[62] G.Borisov & C.Mariotti, Nucl.Instr.Meth**A372** (1996) 181.
G.Borisov & C.Mariotti, DELPHI 97-16 PHYS 672 , Genf 1997.

[63] ALEPH Collaboration, D.Buskulic et al., Phys.Lett.**B313** (1993) 535.

[64] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Z.Phys.**C65** (1995) 555.
DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Z.Phys.**C66** (1995) 323.
DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Z.Phys.**C70** (1996) 531.
DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., CERN-EP/98-180, Genf 1998.

[65] G.Borisov & C.Mariotti, DELPHI 97-95 PHYS 717 , Genf 1997.

[66] R.D. Field & R.P. Feynman, Nucl.Phys.**B136** (1978) 1.
A.Ali et al., Phys.Lett.**B93** (1980) 155.
P.Hoyer et al., Nucl.Phys.**B161** (1979) 349.

[67] EMC Collaboration, J. Ashman et al., Z.Phys.**C52** (1991) 361.
J.-P. Albanese et al., Phys.Lett.**B144** (1984) 302.
J.P. Berge et al., Nucl.Phys.**B184** (1981) 13.

[68] SLD Collaboration, K. Abe et al., SLAC-PUB-7395, (1997), hep-ex/9702009.

[69] DELPHI Collaboration, P.Abreu et al., Z.Phys.**C65** (1995) 569.
DELPHI Collaboration, DELPHI 95-87/PHYS 522, Genf 1995, Beitrag zur EPS Konferenz, Brüssel 1995.

[70] U. Flagmeyer, Diplomarbeit, WUD 96-25, Bergische Univ.-GH, Wuppertal (1996).

[71] V. Gibson, Proc. XXVII ICHEP Conference, Glasgow 1994, P.J. Bussey and I.G. Knowles ed..

[72] ALEPH Collaboration, *Production of K0 and Lambda in hadronic Z decays*, CERN-PPE 94-74
OPAL Collaboration, *QCD results from the study of hadronic Z decays*, CERN-PPE 94-184

[73] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Z.Phys.**C64** (1994) 361.
ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Z.Phys.**C66** (1995) 355.
OPAL Collaboration, R. Akers et al., Z.Phys.**C67** (1995) 389.
OPAL Collaboration, R. Akers et al., Z.Phys.**C63** (1994) 181.
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Nucl.Phys.bf B444 (1995) 3.

[74] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z.Phys.**C65** (1995) 587.
ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Z.Phys.**C69** (1996) 379.

[75] T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm.**39** (1986) 347.
T.Sjöstrand and M.Bengtsson, Comp.Phys.Comm.**46** (1987) 367.

[76] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z.Phys.**C67** (1995) 543.

[77] F. James and M. Goossens, *Minuit, Function Minimization and Error Analysis*,
Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup, **D506** (1992).

[78] MARK III Collaboration, D. Coffman et al., Phys.Lett.**B263** (1991) 135.

[79] LEP Heavy Flavour Working Group, Bereitstellung der Ergebnisse für die Winterkonferenzen März 1999.: /http://www.cern.ch/LEPEWWG/plots/.

[80] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., Phys.Lett.**B426** (1998) 217.

[81] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., CERN-EP-98-189 (1998), akzepiert von Euro.Phys.J.**C** .

[82] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., Phys.Lett.**B438** (1998) 225.

[83] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff et al., Z.Phys.**C75** (1997) 385.

[84] ALEPH Collaboration, D. Buskulic et al., Phys.Lett.**B384** (1996) 414.

[85] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., Z.Phys.**C65** (1995) 569.
DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., ICHEP'98#124, Konferenzpapier zur XXIX International Conference on High Energy Physics, Juli 23-30,1998, Vancouver, Canada.

[86] L3 Collaboration, M. Acciarri et al., Phys.Lett.**B448** (1999) 152.

[87] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z.Phys.**C70** (1996) 357.

[88] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., Phys.Lett.**B434** (1998) 415.

[89] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., hep-ex9903074 akzepiert von Euro.Phys.J.**C** .

[90] OPAL Collaboration, G. Alexander et al., Z.Phys.**C73** (1997) 379.

[91] The LEP Collaborations, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, 1999 winter conferences, Genf 1999 (in Vorbereitung).

[92] SLD Collaboration, K. Abe et al., Phys.Rev.Lett.**78** (1997) 2075.

[93] SLD Collaboration, K. Baird, ICHEP'98, Vortrag auf der XXIX International Conference on High Energy Physics, Juli 23-30,1998, Vancouver, Canada.

[94] UA2 Collaboration, J. Alitti et al., Phys.Lett.**B276** (1992) 354.

[95] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys.Rev.Lett.**65** (1990) 2243.
CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys.Rev.**D43** (1991) 2070.
CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys.Rev.Lett.**75** (1995) 11.
CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys.Rev.**D52** (1995) 4784.

[96] D0 Collaboration, S. Abachi et al., Phys.Rev.Lett.**77** (1996) 3309.

[97] A.Heinson, *Recent Results on the Top Quark from the Tevatron Collider Experiments*, Vortrag auf der EW Konferenz Moriond, 14-21.3.1999

[98] D0 Collaboration, B. Abbott et al., Phys.Rev.**D58** (1998) 052001.

[99] CCFR/NuTeV Collaboration, K. McFarland et al., Euro.Phys.J.**C1** (1998) 509.

[100] L.DiLella, *Experimental Summary*, Vortrag auf der EW Konferenz Moriond, 20.3.1999

[101] Private Mitteilung Martin Grünewald.

[102] Klaus Münich, Dissertation an der BUGH-Wuppertal, in Vorbereitung.

Danksagung

Die Experimente in der Elementarteilchenphysik von heute können von Einzelnen weder durchgeführt, noch ausgewertet werden. Ihr Gelingen basiert auf der Zusammenarbeit von vielen hundert Mitarbeitern. Das Experiment DELPHI bildet da keine Ausnahme. Die Arbeit in einem solchen multikulturellen Umfeld bringt neben vielen interessanten und erfolgreichen Stunden auch schon mal kleinere Schwierigkeiten mit sich.

Das über die Jahre hinweg ein durchweg positiver Eindruck zurück bleibt, ist nicht zuletzt das Verdienst von Prof. Dr. J. Drees, dem mein Dank an erster Stelle gilt. Nach einer Orientierungsphase ermöglichte er mir die Durchführung dieser Doktorarbeit. Neben dem nun über vier Jahre andauernden Aufenthalt am CERN, konnte ich Dank seiner Unterstützung an nationalen und internationalen Schulen und Konferenzen teilnehmen.

In Wuppertal führt er eine Arbeitsgruppe, die sich durch eine kollegiale und freundschaftliche Atmosphäre auszeichnet. Etliche Mitglieder haben das Wuppertaler Büro am CERN zeitweise in ein Tollhaus verwandelt und mir den anschließenden Abschied aufgrund der zum Teil knoblauch-geschwängerten Luft nicht zu schwer gemacht.

Mein Dank gilt auch den „Apparatschis“ , die mir bei meiner VFT-Tätigkeit mit Rat und Information zur Seite standen. Herr Prof. Dr. K.-H. Becks hat mich ohne Zögern unter seine Fittiche genommen, dafür möchte ich mich bedanken.

Einmal bei der Hardware angelangt, gilt mein Dank allen, die mit der Betreuung der FCB beschäftigt waren oder sind. Darin eingeschlossen sind ebenfalls Mitarbeiter des HEPHY und DELPHI-Kollegen, deren Passion die Datenauslese ist. Durch gute Zusammenarbeit und hilfreiche Unterstützung haben sie mir diesen interessanten Anteil meiner Arbeit erleichtert und verschönert. Besonders hervorheben möchte ich hierbei Dr. H. Wahlen, der stets zum angeregten Gespräch bereit war und von dessem Wissen ich profitieren konnte.

Wie kein anderer hat Dr. K. Hamacher Anteil am Zustandekommen dieser Arbeit. Auf seine ihm eigene Weise verstand er es, mich voranzutreiben und anzustacheln. Bis in die letzte Phase des Zusammenschreibens hinein, fand er Zeitlücken, um mit mir zu diskutieren und durchaus förderliche, wenn auch nicht immer leicht verdauliche, Kritik zu üben.

Bedanken möchte ich mich für viele lehrreiche Erfahrungen auf fachlichem und privatem Gebiet bei den Mitstreitern der Asymmetriegruppe und der elektroschwachen Arbeitsgruppe, von denen ich stellvertretend für alle W. Neumann, P. Antilogus, A. Passeri, T. Baroncelli, M. Elsing und „last but not least“ K. Mönig, nennen möchte.

Genossen habe ich zahlreiche Gespräche und muntere Diskussionen, bei Tee-, Kuchen-, Eis- und anderen Pausen. Mein Dank gilt all den Begleiterinnen und Begleitern.

Für den starken Rückhalt und die fortlaufende Unterstützung während der gesamten Zeit danke ich meiner Familie. Wer vermag den Einfluß meines Bruders Stefan auf meine Ausbildungslaufbahn abzuschätzen?

Zum Schluß möchte ich meinem Ehemann Georg Dank sagen! Mit nicht endender Geduld und fachlichem Sachverstand wurde er zu meinem heftigsten und geliebtesten Kritiker nicht nur dieser Arbeit. Er half mir Durststrecken zu überstehen, Höhenflüge ohne Bruchlandung zu beenden und Schwierigkeiten sowie Zweifel auszuräumen.