



FACHBEREICH PHYSIK  
BERGISCHE UNIVERSITÄT  
GESAMTHOCHSCHULE WUPPERTAL

**Präzisionsmessung der  
Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  
von  $b$ –Quarks**

**Bestimmung des  
elektroschwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$**

**Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades  
von  
Klaus Münich**

**WUB–DIS 2001–2  
Wuppertal, Juni 2001**



# Abstract

A novel method is used to measure the  $b$  quark forward-backward asymmetry at the  $Z$  pole on a sample of 2,636,000 hadronic events collected with the DELPHI detector in 1992 to 1995. An enhanced impact parameter tag is applied to the data to obtain a high purity  $b$  sample. For each event hemisphere the charge of the corresponding quark or anti-quark is determined using a neural network tag which combines in an optimal way the full available charge information from the vertex charge, the jet charge and from identified leptons and hadrons. The probability to identify  $b$  quarks and anti-quarks correctly is calibrated on the data themselves comparing the rates of double hemisphere tagged like-sign and unlike-sign events. The  $b$  quark forward-backward asymmetry is determined from the differential asymmetry taking small corrections due to hemisphere correlations and background contributions into account. The result is:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}(91.26 \text{ GeV}) = 0.0931 \pm 0.0034(\text{stat.}) \pm 0.0015(\text{syst.}) \pm 0.0039(\text{inst.})$$

The effective weak mixing angle is deduced from the measurement to be:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1 = 0.23287 \pm 0.00095$$



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	3
2.1.1	Die elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	4
2.1.2	Die starke Wechselwirkung . . . . .	6
2.1.3	Die Parameter des Standardmodells . . . . .	8
2.2	Die Fermionpaarproduktion bei Energien im Bereich der $Z$ -Resonanz . . . . .	8
2.3	Die Strahlungskorrekturen . . . . .	11
2.3.1	Die QCD-Strahlungskorrekturen . . . . .	12
2.3.2	Die QED-Strahlungskorrekturen . . . . .	12
2.3.3	Die schwachen Strahlungskorrekturen . . . . .	13
2.4	Die Fragmentation . . . . .	16
2.4.1	Die Independent-Fragmentation . . . . .	17
2.4.2	Die Cluster-Fragmentation . . . . .	17
2.4.3	Die String-Fragmentation . . . . .	18
2.5	Die Eigenschaften schwerer Hadronen . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>24</b>
3.1	Der DELPHI-Detektor . . . . .	25
3.1.1	Detektoren zur Spurrekonstruktion . . . . .	26
3.1.2	Detektoren zur Kalorimetrie . . . . .	28
3.1.3	Detektoren zur Teilchenidentifikation . . . . .	29
3.2	Die DELPHI-Analysekette . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Die Analysetechniken</b>	<b>33</b>
4.1	Die Selektion hadronischer Ereignisse . . . . .	33
4.2	Der primäre Vertex . . . . .	36

4.3	Die sekundären Vertizes . . . . .	36
4.4	Das Rewichten der Simulation . . . . .	36
4.5	Die Identifikation von $b$ -Ereignissen . . . . .	37
4.5.1	Die Impaktparameter-Methode . . . . .	37
4.5.2	Die verbesserte Impaktparameter-Methode . . . . .	38
4.5.3	Die Bestimmung der Effizienz und der Reinheit . . . . .	42
4.6	Die Teilchenidentifikation . . . . .	44
4.6.1	Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Cherenkov-Strahlung . . . . .	44
4.6.2	Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der spezifischen Ionisation $\frac{dE}{dx}$ . . . . .	46
4.6.3	Die Identifikation von neutralen Pionen . . . . .	46
4.6.4	Die Identifikation von Leptonen . . . . .	47
4.7	Das Programmpaket BSAURUS . . . . .	49
4.7.1	Vorwärtsgerichtete Netzwerke . . . . .	49
4.7.2	Die Spurselektion von BSAURUS . . . . .	51
4.7.3	Die Jetrekonstruktion von BSAURUS . . . . .	51
4.7.4	Die Hemisphäreneinteilung von BSAURUS . . . . .	51
4.7.5	Die Spur- und Hemisphärenqualität . . . . .	52
4.7.6	Die Bestimmung des sekundären Vertex durch BSAURUS . . . . .	53
4.7.7	Die Variable $flav_{\text{hem}}$ des Produktions-Flavour-Netzwerks . . . . .	54
4.8	Die Quarkladungsidentifikation . . . . .	68
4.8.1	Die selektierten Mengen . . . . .	68
4.8.2	Die Identifikationswahrscheinlichkeiten der Quarkladung . . . . .	70
4.8.3	Die Hemisphärenkorrelation . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Die Asymmetriemessung</b> . . . . .	<b>79</b>
5.1	Die Asymmetriemessung . . . . .	79
5.2	Die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie . . . . .	82
5.3	Die QCD-Korrektur . . . . .	84
5.4	Die Anpassung an die Meßdaten . . . . .	87
5.5	Ein unerwarteter Effekt . . . . .	91
5.5.1	Der $b_{\text{tag}}$ -Effekt, ein Überblick . . . . .	92
5.5.2	Die Anreicherung der $b$ -Quarkereignisse . . . . .	94
5.5.3	Die Einflüsse von BSAURUS . . . . .	95
5.5.4	Die Messung der Wahrscheinlichkeit $w_c$ . . . . .	95
5.5.5	Die Bewertung des $b_{\text{tag}}$ -Effekts . . . . .	97
5.6	Die systematischen Unsicherheiten . . . . .	98

<b>6 Die Resultate und die Interpretation</b>	<b>105</b>
6.1 Die Resultate . . . . .	105
6.2 Der Vergleich mit weiteren Messungen . . . . .	106
6.3 Der Vergleich mit der Vorhersage des Standardmodells . . . . .	109
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>113</b>
<b>A Das <math>\chi^2</math></b>	<b>115</b>
<b>B Die Abbildungen zum <math>b_{\text{tag}}</math>-Effekt</b>	<b>117</b>
<b>C Die Aufdatierung für die Sommerkonferenzen 2001</b>	<b>129</b>
C.1 Die Änderungen der Analyse . . . . .	130
C.2 Die Änderungen der Fehlerbetrachtung . . . . .	131
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>132</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>135</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>136</b>



# Einleitung

Seit langem beschäftigen sich die Menschen mit dem Verständnis der Welt und dem Aufbau der Materie. In der Antike waren es die Naturphilosophen, die verschiedene Gedankenexperimente durchspielten, ohne diese jedoch überprüfen zu können. Die Entwicklung der Physik und des Wissens über den Aufbau und die Wechselwirkungen der Materie nahm einen rasanten Verlauf, seit Experimente durch Theorien beschrieben werden und andererseits Theorien experimentell überprüft werden. In der modernen Physik ist ein Vorgehen wie es die Naturphilosophen betrieben nicht mehr denkbar. Alle physikalischen Theorien müssen durch Experimente überprüfbar sein.

Am europäischen Forschungszentrum CERN bei Genf ist ein Umfeld entstanden, in dem eine Vielzahl von Physikern aus aller Welt sowohl auf experimentellen als auch auf theoretischen Gebieten Hand in Hand zusammenarbeiten. Das bislang größte am CERN betriebene Experiment ist der große Elektron-Positron-Beschleuniger LEP, mit den vier Teilchendetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Eine Gruppe der Universität Wuppertal arbeitet von Beginn an aktiv bei der DELPHI-Kollaboration mit.

LEP wurde von 1989 bis 1995 bei Schwerpunktenenergien von ca. 91 GeV, bei der die Anihilation des Elektron-Positron-Paares mit der anschließenden Erzeugung eines  $Z$ -Bosons dominiert, als „ $Z$ -Fabrik“ betrieben. Das  $Z$ -Boson hat eine Ruhemasse von 91.2 GeV. Der große Wirkungsquerschnitt der  $Z$ -Resonanz hat es ermöglicht, mehrere Millionen  $Z$ -Ereignisse zu messen, die für Präzisionsmessungen auf dem Gebiet der elektroschwachen Wechselwirkung verwendet wurden. Seit Ende des Jahres 1995 wurde die Schwerpunktenenergie schrittweise bis 209 GeV im Jahre 2000 erhöht. Diese LEP-2 genannte Phase verschob die bei LEP betriebene Physik der Präzisionsmessungen bei Schwerpunktenenergien im Bereich der  $Z$ -Resonanz zu Studien über die geladenen  $W$ -Bosonen, die Suche nach neuen Teilchen und weiteren Wechselwirkungsmodellen.

Ein fundamentaler Parameter der elektroschwachen Theorie ist der elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$ , der im wesentlichen die Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$  der elektroschwachen Wechselwirkung miteinander verknüpft. Mit Hilfe hadronischer  $Z$ -Ereignisse kann der elektroschwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  auf zwei grundsätzlich verschiedenen Wegen bestimmt werden. Einerseits gibt es mit polarisierten Elektron-Positron-Strahlen (z.B. beim SLC in Stanford USA) die Möglichkeit,  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  über die Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR}$  zu messen. Bei LEP wurde  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  über die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien gemessen. Diese beiden Meßprinzipien führen speziell für  $b$ -Quarkereignisse

zu leicht unterschiedlichen Ergebnissen. Durch die präzisen Resultate der abschließenden Analysen wurde dieser Unterschied immer signifikanter und ist heute eine der wenigen unverstandenen Diskrepanzen der elektroschwachen Präzisionsmessungen. Gleichzeitig beginnen diese Resultate die Allgemeingültigkeit des Standardmodells zur theoretischen Beschreibung der Natur in Frage zu stellen. Ob Erweiterungen der theoretischen Beschreibung der Meßergebnisse notwendig werden, oder ob es bei den Experimenten bisher noch unbekannte systematische Effekte gibt, beschäftigt die Hochenergiephysiker gegenwärtig sehr intensiv.

Die vorliegende Arbeit trägt zu dieser interessanten Diskussion mit der Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  bei. Es werden hadronische  $Z$ -Ereignisse verwendet, die mit dem DELPHI–Detektor in den Jahren 1992 bis 1995 aufgenommen wurden. Mit einer neu entwickelten Methode werden mit Hilfe von neuronalen Netzwerken  $b$ - und  $\bar{b}$ -Quarks in den Ereignissen identifiziert. Die Flugrichtungen der identifizierten Quarks werden verwendet, um die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und damit den fundamentalen Parameter  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$ , der über das Standardmodell mit der  $b$ -Asymmetrie verknüpft ist, zu messen. Die statistische Signifikanz dieser neue Analysemethode ist wesentlich besser als die der bisherigen Messungen. Nach Abschluß der noch weiterlaufenden Studien der systematischen Fehler werden ähnlich große Unsicherheiten wie in vergleichbaren Messungen erwartet. Dann wird diese Analyse mit einem großen Gewicht in die Bestimmung des Weltmittelwertes von  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und damit von  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  eingehen.

# Die Theorie

Die Beschreibung der beobachteten Welt fußt heute auf zwei theoretischen Ansätzen, die unterschiedliche physikalische Aspekte beschreiben. Einerseits gibt es das Standardmodell der Elementarteilchen, das wiederum mehrere Modelle beinhaltet, die die Wechselwirkungen der elektroschwachen und der starken Kraft beschreiben. Das Standardmodell beschreibt physikalische Eigenschaften bei kleinen Entfernungen, was gleichbedeutend mit großen Energiedichten ist, wie sie an Beschleunigerexperimenten und kurz nach dem Urknall vorkommen.

Auf der anderen Seite gibt es die allgemeine Relativitätstheorie. Sie beinhaltet Gravitation und liefert Vorhersagen bei astronomischen Skalen. Für die Beschreibung der Wechselwirkungen von Elementarteilchen kann die Gravitation vernachlässigt werden. Die Stärke der Gravitationskraft ist viele Größenordnungen geringer als die der elektroschwachen und starken Kräfte.

Die folgenden Unterkapitel beschreiben das Standardmodell, die Fermionpaarproduktion bei Energien im Bereich der  $Z$ -Resonanz, die Strahlungskorrekturen, die Fragmentation und die Eigenschaften schwerer Hadronen.  $e^+e^-$ -Annihilationen bei Schwerpunktenenergien von 91 GeV zeigen die asymmetrische Natur des  $Z$ -Zerfalls, dessen theoretische Aspekte hier beschrieben werden. Effekte aufgrund höherer Ordnungen der Störungstheorie werden durch die Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Die Fragmentation verwendet phänomenologische Ansätze, um von der durch störungstheoretische Modelle dominierten Phase der Partonevolution zu den instabilen und stabilen Hadronen zu gelangen. Die Zerfälle der schweren Hadronen besitzen topologische Eigenschaften, die für die hier vorgestellte Analyse von Bedeutung sind.

## 2.1 Das Standardmodell

Die im Standardmodell zusammengefaßten Modelle der elektroschwachen und starken Kraft werden durch Eichtheorien beschrieben. Die Eigenschaften der Eichtheorien werden durch die Eigenschaften der diesen Theorien zugrundeliegenden Symmetriegruppen definiert. Das Standardmodell basiert auf der Symmetriegruppe  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ , wobei die Aspekte der starken Wechselwirkung durch die Symmetriegruppe  $SU(3)$  und die der elektroschwachen Wechselwirkung durch die Symmetriegruppe  $SU(2) \otimes U(1)$  bestimmt werden. Die unabhängigen Gruppengeneratoren werden dabei als physikalische

Eichbosonen identifiziert, die die Kräfte zwischen den elementaren Teilchen vermitteln. Bosonen sind Teilchen mit ganzzahligem Spin. Die elementaren Fermionen, Teilchen mit halbzahligem Spin, kommen als linkshändige Dubletts und als rechtshändige Singletts vor. Sie bestehen aus Leptonen ( $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu$  und  $\nu_\tau$ ), die elektroschwach wechselwirken, und aus Quarks ( $u, d, s, c, b$  und  $t$ ), die sowohl an der starken als auch an der elektroschwachen Wechselwirkung teilnehmen. Die Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die elementaren Fermionen und deren Quantenzahlen.

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

Tabelle 2.1: Die elementaren Fermionen und deren Quantenzahlen  $I$  (schwacher Isospin),  $Y$  (Hyperladung) und  $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$  (elektrische Ladung).

### 2.1.1 Die elektroschwache Wechselwirkung

In den 60er Jahren entwickelten S. L. Glashow, S. Salam und A. Weinberg ein Modell [1–3], das in der Lage ist, sowohl die elektromagnetische als auch die schwache Wechselwirkung gemeinsam zu beschreiben. Es basiert als Eichtheorie auf dem Produkt aus  $SU(2)$  und  $U(1)$ . Die unabhängigen Gruppengeneratoren werden als die masselosen Eichbosonen  $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$  und  $B_\mu$  interpretiert. Diese koppeln mit den Kopplungskonstanten  $g$  bzw.  $g'$  an die Fermionen, wobei an der  $SU(2)$ -Kopplung nur die linkshändigen Fermionkomponenten (Index L in Tabelle 2.1) teilnehmen.

Die beobachtbaren Bosonen  $W^+, W^-, Z$  und  $A$  der elektroschwachen Theorie sind Mischzustände aus den masselosen Bosonen  $W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3$  und  $B_\mu$ :

$$\begin{aligned}
 W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \\
 Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W \\
 A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W .
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Hierbei ist  $\theta_W$  der Weinbergwinkel, ein freier Parameter, der das Mischungsverhältnis der Eichbosonen  $W_\mu^3$  und  $B_\mu$  für die Bildung der beobachtbaren Austauschbosonen  $Z$  und  $A$

bestimmt. Mit den Kopplungskonstanten  $g$  und  $g'$  ist der Weinbergwinkel verknüpft:

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} . \quad (2.2)$$

Das neutrale Bosonfeld  $A$  ist masselos und gehorcht selbst der  $U(1)$ -Eichsymmetrie. Es beschreibt das Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung, das Photon. Die elektromagnetische Kopplung  $e$  ergibt sich aus den ursprünglichen Kopplungen:

$$\begin{aligned} e &= \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ e &= g \sin \theta_W \\ e &= g' \cos \theta_W . \end{aligned} \quad (2.3)$$

Im Gegensatz zu den  $W^\pm$ -Bosonen koppelt das Austauschteilchen des neutralen schwachen Stromes,  $Z$ , nicht ausschließlich an linkshändige Teilchen. Zur Beschreibung dieser Kopplung werden die Vektor- und Axialvektorkopplungskoeffizienten  $v_f$  und  $a_f$  eingeführt, die durch den Term  $(v_f - a_f \cdot \gamma_5)$  an der Kopplung des  $Z$ -Bosons teilnehmen.

Die massiven Austauschbosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z$  erhalten ihre Masse durch die Kopplung an ein komplexes skalares Teilchenfeld, das sogenannte Higgs-Feld  $\Phi$ , welches durch spontane Symmetriebrechung einen nichtverschwindenden Vakuumerwartungswert  $\Phi_{\min}$  hat:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1^+ + i\Phi_2^+ \\ \Phi_1^0 + i\Phi_2^0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

$$\Phi_{\min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} . \quad (2.5)$$

Die geladenen  $W^\pm$ -Bosonen und das neutrale  $Z$ -Boson erhalten durch die Kopplung an das Higgs-Feld die Massen:

$$m_W = \frac{gv}{2} = \frac{ev}{2 \sin \theta_W} \quad (2.6)$$

$$m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{\cos \theta_W} = \frac{ev}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} . \quad (2.7)$$

Drei von vier Freiheitsgraden des Higgs-Feldes gehen durch die Massenerzeugung verloren. Der verbleibende Freiheitsgrad äußert sich in der Existenz eines physikalischen Spin-0-Teilchens  $H$ . Das Higgs-Teilchen ist derzeit noch nicht nachgewiesen. Seine Masse kann von der Theorie zu 7 GeV bis 2000 GeV eingegrenzt werden [4, 5]. Bei LEP wurde durch direkte Suchen 115 GeV als Higgsmasse [6, 7] und als obere Grenze 206 GeV gemessen [8].

In der Theorie mit ungebrochener Symmetrie besitzen die Fermionen keine Masse. Ähnlich wie bei den Eichbosonen entstehen die Fermionmassen durch eine Kopplung an das Higgs-Feld. Diese Kopplung muß jedoch künstlich in Form einer Yukawa-Kopplung in die Theorie

eingeführt werden. Hierdurch ergeben sich weitere neun Parameter der schwachen Wechselwirkung. Ferner zeigt sich, daß die Masseneigenzustände von drei der sechs Quarks ( $d$ -,  $s$ - und  $b$ -Quark) nicht mit den Eigenzuständen ( $d'$ -,  $s'$ - und  $b'$ -Quark) identifiziert werden können, die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Die Quark-eigenzustände  $d'$ ,  $s'$  und  $b'$  ergeben sich aus den masselosen Zuständen durch eine unitäre Transformation [9]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Die Mischungsmatrix  $U$  wird Cabibbo–Kobayashi–Maskawa–Matrix (CKM–Matrix) genannt. Sie wird durch drei reelle Eulerwinkel und eine reelle Phase dargestellt. Würden die Quarks nicht durch die CKM–Matrix mischen, so wären Zerfälle zwischen verschiedenen Generationen (siehe Tabelle 2.1) wie beispielsweise der Zerfall eines  $b$ -Quarks in ein leichteres  $c$ -Quark verboten.

In Abbildung 2.1 sind die fundamentalen Wechselwirkungen der elektroschwachen Theorie durch ihre Feynmandiagramme dargestellt. Diese sind:

- Die Abstrahlung eines Photons oder  $Z$ -Bosons durch ein Fermion,
- Der Übergang eines Leptons in sein Antineutrino unter Abstrahlung eines  $W^\pm$ -Bosons, sowie der analoge Prozeß unter Beteiligung zweier Quarks unterschiedlichen Flavours,
- Zerfall eines ungeladenen Eichbosons in zwei geladene  $W$ 's, wie er bei LEP2 gemessen wird.

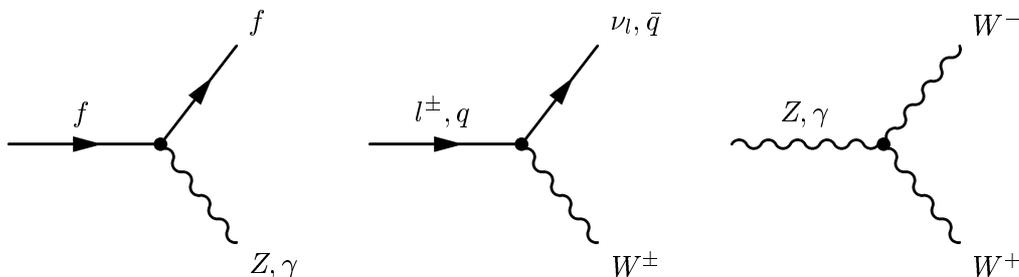


Abbildung 2.1: Die fundamentalen Feynmandiagramme der elektroschwachen Theorie.

Neben diesen bekannten Kopplungen wurde in der zweiten Ausbaustufe des LEP-Beschleunigers nach Kopplungen gesucht, die nicht vom Standardmodell vorhergesagt werden.

### 2.1.2 Die starke Wechselwirkung

Die Grundlagen der starken Wechselwirkung wurden 1964 von M. Gell-Mann und G. Zweig mit deren Quarkmodell [10] gelegt, welches alle Hadronen aus Quarks zusammensetzt. Die Quarks tragen einen weiteren Freiheitsgrad, der Farbe genannt wird und eine von drei Einstellungen (rot, grün, blau) haben kann. Die Antiquarks tragen Antifarben. Von

den Farbfreiheitsgraden ist der Name dieser Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) abgeleitet. Nach diesem Modell sind Baryonen aus drei Quarks, Antibaryonen aus drei Antiquarks und Mesonen aus je einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt. Notwendig wurde diese Beschreibung, um die Meßergebnisse des R–Verhältnisses und die Existenz der Baryonen  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$  und  $\Omega^{++}$  zu erklären, welche ohne den Freiheitsgrad Farbe das Pauli–Prinzip, welches gleiche Fermionen im gleichen Quantenzustand verbietet, verletzen würden. Die Eichbosonen der QCD, die masselosen Gluonen, werden durch die acht unabhängigen Gruppengeneratoren beschrieben, welche aufgrund der nicht–abelschen Struktur der  $SU(3)$ –Gruppe auch selbst Träger einer Farbladung sind. Dadurch kommt es zur Selbstkopplung der Gluonen analog zur  $ZW^+W^-$ –Kopplung. In Abbildung 2.2 sind die fundamentalen Prozesse der QCD

- die Abstrahlung eines Gluons durch ein Quark bzw. die Quarkpaarerzeugung durch ein Gluon
- die Selbstkopplungen von drei und vier Gluonen

durch ihre Feynmangraphen dargestellt.

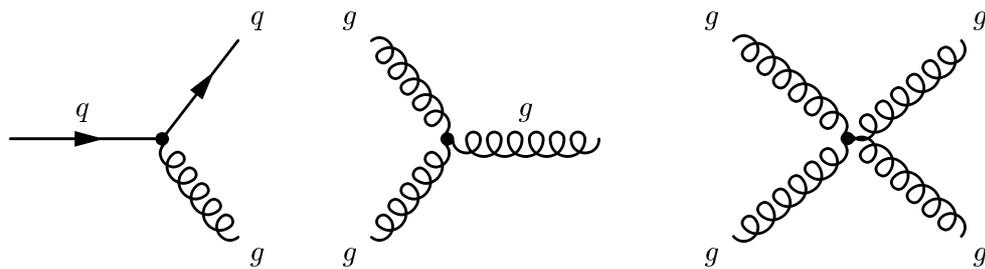


Abbildung 2.2: Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD.

In 1–Loop–Näherung läßt sich die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  als Funktion der Energieskala  $\mu$  schreiben:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \quad (2.9)$$

$\Lambda$  = Skalenparameter der QCD  
 $n_f$  = Anzahl der Quarkflavours .

Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung nimmt mit zunehmender Energie, mit kleiner werdenden Abständen, ab. Dies führt bei großen Energien zur Asymptotischen Freiheit, bei der sich die Quarks quasifrei bewegen. Bei kleinen Energien von typischen Hadronmassen kommt es zum sogenannten Confinement<sup>1</sup>, welches den Einschluß von Quarks in gebundenen Zuständen beschreibt. Das Confinement führt bei Hochenergieexperimenten zur Fragmentation.

<sup>1</sup>engl. Gefangenschaft

### 2.1.3 Die Parameter des Standardmodells

Das Standardmodell hat unter Annahme masseloser Neutrinos<sup>2</sup> 18 freie Parameter, welche experimentell bestimmt werden müssen. Einer davon, die Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , stammt aus der QCD. Die 17 weiteren kommen aus dem Gebiet der elektroschwachen Wechselwirkung. Die freien Parameter sind:

- Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$
- die neun Fermionmassen (sechs Quarkmassen; drei Leptonmassen), welche durch die Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld entstehen
- die drei Eulerwinkel und die Phase der CKM-Matrix
- die Masse des Higgs-Teilchens  $m_H$
- die Masse des  $Z$ -Bosons  $m_Z$
- die Fermi-Konstante  $G_F = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{m_W^2 \sin^2 \theta_W}$
- die Feinstrukturkonstante  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}$ .

Die drei Parameter  $G_F$ ,  $\alpha$  und  $m_Z$  werden häufig als freie Parameter gewählt, da sie sehr genau vermessen sind (relative Präzision:  $\sigma(G_F)/G_F = 10^{-5}$ ,  $\sigma(\alpha)/\alpha = 10^{-8}$  und  $\sigma(m_Z)/m_Z = 10^{-5}$ ).

Unter Berücksichtigung der Hinweise des Superkamiokande welches massive, mischende Neutrinos gemessen hat, erhöht sich die Zahl der freien Parameter um sieben auf 25. Von den sieben zusätzlichen Parametern entfallen

- drei auf die Neutrinomassen
- vier auf die Neutrino-Mischungsmatrix, die sich analog zu der CKM-Matrix auf drei reelle Eulerwinkel und eine reelle Phase aufteilen.

Mit Kenntnis dieser ursprünglich 18 Parameter lassen sich alle weiteren von der Fragmentation nicht beeinflussten Observablen im Rahmen des Standardmodells vorhersagen. Ein Vergleich dieser Vorhersagen mit Präzisionsmessungen, die von Hochenergieexperimenten durchgeführt werden, läßt Konsistenzprüfungen des Standardmodells zu.

## 2.2 Die Fermionpaarproduktion bei Energien im Bereich der $Z$ -Resonanz

Bei der Elektron-Positron-Annihilation mit einer Schwerpunktenenergie im Bereich um 91 GeV und Paarproduktion von Fermionen treten im wesentlichen die in Abbildung 2.3 gezeigten  $Z$ - und Photon-Wechselwirkungen auf. Hierbei dominiert der  $Z$ -Austausch, der um einige Größenordnungen häufiger auftritt als der Photonaustausch.

<sup>2</sup>Zusätzliche Parameter, durch die Berücksichtigung massiver Neutrinos, werden später erwähnt.

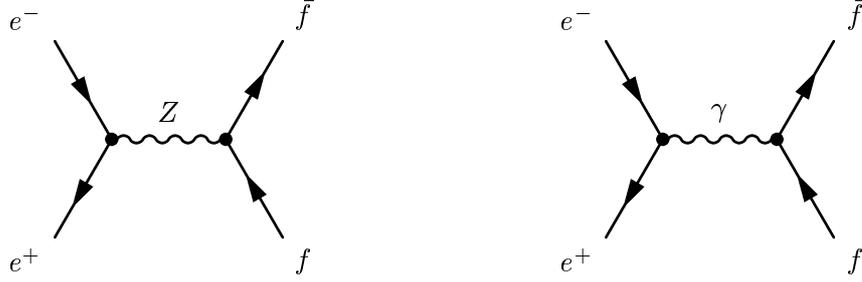


Abbildung 2.3: Die Feynmangraphen erster Ordnung zur Fermionpaarproduktion.

Für ein Elektron–Positron–Paar im Endzustand tritt zusätzlich der  $t$ -Kanal der Bhabha–Streuung auf, die die Wechselwirkung von  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  beschreibt (Abbildung 2.4). Die Bhabha–Streuung bildet für die Analysen der  $Z$ -Ereignisse einen Untergrundbeitrag, der durch verschiedene Selektionskriterien fast vollständig diskriminiert werden kann, und somit bei den folgenden theoretischen Betrachtungen vernachlässigt wird.

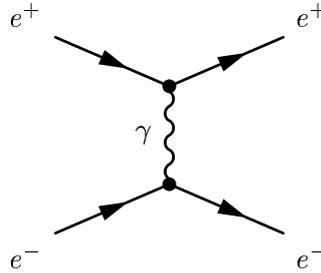


Abbildung 2.4: Der  $t$ -Kanal Feynmangraph zur Bhabha–Streuung.

Die Summation aller Endzustandspolarisationen des  $Z$ - und Photonaustausches für unpolarisierte einlaufende Elektron- und Positronstrahlen ergibt in Bornscher Näherung den differentiellen Wirkungsquerschnitt, der durch Gleichung 2.10 als Funktion der Schwerpunktenergie  $\sqrt{s}$  beschrieben wird [11, 12]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} N_c^f \sqrt{1 - 4\mu_f} \times \left\{ G_1(s)(1 + \cos^2 \theta) + 4\mu_f G_2(s) \sin^2 \theta + \sqrt{1 - 4\mu_f} G_3(s) 2 \cos \theta \right\} \quad (2.10)$$

mit:

$$N_c^f = \text{Farbfaktor: 1 für Leptonen, 3 für Quarks}$$

$$\mu_f = \frac{m_f^2}{s} \text{ mit } m_f = \text{Fermionmasse}$$

$$\theta = \text{Streurichtung des Fermions bzgl. der Einlaufrichtung des Elektrons}$$

$$\begin{aligned} G_1(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \text{Re}\chi_0(s) k_W + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4\mu_f a_f^2) k_W^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_2(s) &= Q_f^2 - 2v_e v_f Q_f \text{Re}\chi_0(s) k_W + (v_e^2 + a_e^2) v_f^2 k_W^2 |\chi_0(s)|^2 \\ G_3(s) &= \underbrace{-2a_e a_f Q_f \text{Re}\chi_0(s) k_W}_{\text{reiner } \gamma\text{-Austausch}} + \underbrace{-2a_e a_f Q_f \text{Re}\chi_0(s) k_W + 4a_e a_f v_e v_f k_W^2 |\chi_0(s)|^2}_{\text{reiner } Z\text{-Austausch}} \end{aligned}$$

$\gamma\text{-}Z\text{-Interferenz}$

$$a_f = I_3^f$$

$$v_f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$$

$$k_W = \frac{1}{(2 \sin \theta_W \cos \theta_W)^2}$$

$$\chi_0(s) = \frac{s}{s - m_Z^2 + i m_Z \Gamma_Z^0}$$

$$\Gamma_Z^0 = \sum_f N_c^f \frac{\alpha}{3} m_Z \sqrt{1 - 4\mu_f} \left( v_f^2 (1 + 2\mu_f) + a_f^2 (1 - 4\mu_f) \right)$$

wobei  $\Gamma_Z^0$  die Zerfallsbreite des  $Z$ -Bosons ist.

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich aus drei unterschiedlichen Beiträgen zusammen, die in den Termen der  $G$ -Faktoren zu erkennen sind. Zum einen gibt es die Beiträge des Photonaustausches, welche durch die  $Q_f$ -Terme dargestellt werden. Die Terme proportional zu dem Betragsquadrat des  $Z$ -Propagators  $|\chi_0(s)|^2$  beschreiben den reinen  $Z$ -Austausch, und die Terme mit  $Q_f \text{Re}\chi_0(s)$  werden durch die Interferenz des  $Z$ -Austausches mit dem Photonaustausch erzeugt. Bei einer Schwerpunktenenergie von  $\sqrt{s} = m_Z$  verschwindet der Interferenzbeitrag. Die einzelnen Fermionenzustände gehen über ihre Ladung, ihre Masse und ihre Kopplungen  $v_f$  und  $a_f$  in den differentiellen Wirkungsquerschnitt ein. Die Vektor- und Axialvektorkopplungen sind Funktionen der Ladung, der Dreikomponente des schwachen Isospins  $I_3$  und des Weinbergwinkels. Der differentielle Wirkungsquerschnitt besteht aus zwei geraden Termen bezüglich des Azimutalwinkels  $\theta$  um  $90^\circ$ , die proportional zu  $(1 + \cos^2 \theta)$  und  $\sin^2 \theta$  sind, und aus einem ungeraden Term, proportional zu  $\cos \theta$ . Dieser erzeugt ein asymmetrisches Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes bezüglich  $\theta$ . Als experimentelle Größe, die dieses Verhalten wiedergibt, läßt sich die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{f\bar{f}}$  definieren:

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (2.11)$$

mit

$$\sigma_{F(B)} = 2\pi \int_{0(-1)}^{1(0)} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos(\theta) .$$

Unter Verwendung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus Gleichung 2.10 gilt in Bornscher Näherung:

$$A_{FB}^{f\bar{f}}(s) = \frac{3}{4} \frac{G_3(s) \sqrt{1-4\mu_f}}{G_1(s) + 2\mu_f G_2(s)}. \quad (2.12)$$

Werden zusätzlich noch die Fermionmassen und die aus dem Photonaustausch stammenden Terme  $(m_Z/\Gamma_Z^0)^2$  vernachlässigt, so ergibt sich für  $\sqrt{s} = m_Z$

$$A_{FB}^{0f\bar{f}} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \quad (2.13)$$

mit dem Polarisationsparameter:

$$\mathcal{A}_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2}. \quad (2.14)$$

Die Gleichung 2.14 zeigt, daß die Polarisationsparameter und damit auch die Pol-Asymmetrie von den Vektor- und Axialvektorkopplungen abhängen. Eine Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei Energien in der Nähe des  $Z$ -Pols hat somit über die Vektor- und Axialvektorkopplungen eine Sensitivität auf den Weinbergwinkel  $\theta_W$ .

## 2.3 Die Strahlungskorrekturen

Die bisher in diesem Kapitel angegebenen Gleichungen beziehen sich auf die Bornsche Näherung, die niedrigste Ordnung einer Störungsreihe, welche in der Lage ist, im Rahmen des Standardmodells physikalische Eigenschaften der Elementarteilchen zu beschreiben. Aufgrund der hohen experimentellen Präzision der in den  $e^+e^-$ -Annihilationen beobachteten Observablen ist es möglich, Terme höherer Ordnung zu berücksichtigen. Die in den Termen höherer Ordnung auftretenden Divergenzen machen eine Neudefinition der freien Parameter erforderlich. Dieses Neudefinieren wird Renormierung genannt. Dabei wird die Struktur der Gleichungen des Bornschen Niveaus nicht verändert. Durch diese Strahlungskorrekturen entsteht ein effektives Bornsches Niveau, welches eine zusätzliche quadratische Abhängigkeit von der  $t$ -Quarkmasse  $m_t$  und eine logarithmische Abhängigkeit von der Higgsmasse  $m_H$  erhält. Aufgrund dieser Abhängigkeiten sind Präzisionsmessungen bei Schwerpunktenenergien, welche zu klein sind,  $t$ -Quarks oder auch das Higgsboson auf ihrer Massenschale zu erzeugen, in der Lage, die Masse des  $t$ -Quarks und des Higgsbosons zu messen. Eine ausführliche Diskussion der Behandlung von Strahlungskorrekturen speziell für die Fermionpaarproduktion bei Energien im Bereich der  $Z$ -Resonanz befindet sich in [11, 13]. Die On-Shell-Renormierung [14] teilt die Strahlungskorrekturen auf natürliche Weise in drei Klassen:

- QCD-Korrekturen
- QED-Korrekturen
- Schwache Korrekturen

### 2.3.1 Die QCD–Strahlungskorrekturen

Die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie wird durch Gluonabstrahlung im Endzustand des Z–Ereignisses beeinflusst. Für die schweren  $b$ – und  $c$ –Quarks sind die Korrekturen hierfür mit der Flugrichtung des Quarks als Ereignisachse in zweiter Ordnung berechnet [15]:

$$A_{FB}^{QCD} = A_{FB} \left( 1 - c_1 \frac{\alpha_s(m_Z^2)}{\pi} + c_2 \left( \frac{\alpha_s(m_Z^2)}{\pi} \right)^2 \right). \quad (2.15)$$

Die Koeffizienten  $c_1$  und  $c_2$  sind in Tabelle 2.2 angegeben. Wird als Ereignisachse die Thrustrichtung statt der Quarkrichtung verwendet, so wird eine weitere Korrektur benötigt [16]:

$$A_{FB}^{QCD} = A_{FB} \left( 1 - c_3 \frac{\alpha_s(m_Z^2)}{\pi} \right). \quad (2.16)$$

Der Koeffizient  $c_3$  ist ebenfalls in Tabelle 2.2 angegeben.

Winkeldefinition	Korrekturkoeffizienten	$m_{Quark} = 0$	$c$ –Quark	$b$ –Quark
Quarkachse	$c_1$		$0.94 \pm 0.1$	$0.8 \pm 0.1$
	$c_2$		$-4.4 \pm 0.4$	$-1.9 \pm 0.4$
Thrustachse	$c_3$	0.89	0.87	0.79

Tabelle 2.2: Die Werte der  $c_i$  Koeffizienten, die in den beiden Gleichungen 2.15 und 2.16 für die QCD–Korrektur der Asymmetrie verwendet werden [15, 16].

Auf diese aus rein theoretischen Ansätzen resultierenden QCD–Strahlungskorrekturen ist jede Analyse unterschiedlich stark sensitiv. Die Sensitivität kommt durch die jeweilige Ereignis Selektion zustande. Werden fast ausschließlich Zweijetereignisse, d.h. Ereignisse ohne harte Gluonabstrahlung selektiert, so ist die Sensitivität klein, während sie mit zunehmenden Mehrjetereignissen größer wird [17, 18]. In Kapitel 5.3 wird die Behandlung der QCD–Strahlungskorrektur unter Berücksichtigung der speziellen Sensitivität auf diese Analyse beschrieben.

### 2.3.2 Die QED–Strahlungskorrekturen

Die QED–Strahlungskorrekturen berücksichtigen Feynmandiagramme mit weiteren virtuellen und reellen Photonpropagatoren. In erster Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha)$  der QED treten die vier in Abbildung 2.5 gezeigten Anfangs<sup>3</sup>– und Endzustandsabstrahlungen<sup>4</sup> eines Photons auf. Die Einflüsse der QED–Strahlungskorrekturen sind für die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie in erster Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha)$  vollständig bekannt [19]. Zusätzlich können die

<sup>3</sup>engl. initial state radiation (ISR)

<sup>4</sup>engl. final state radiation (FSR)

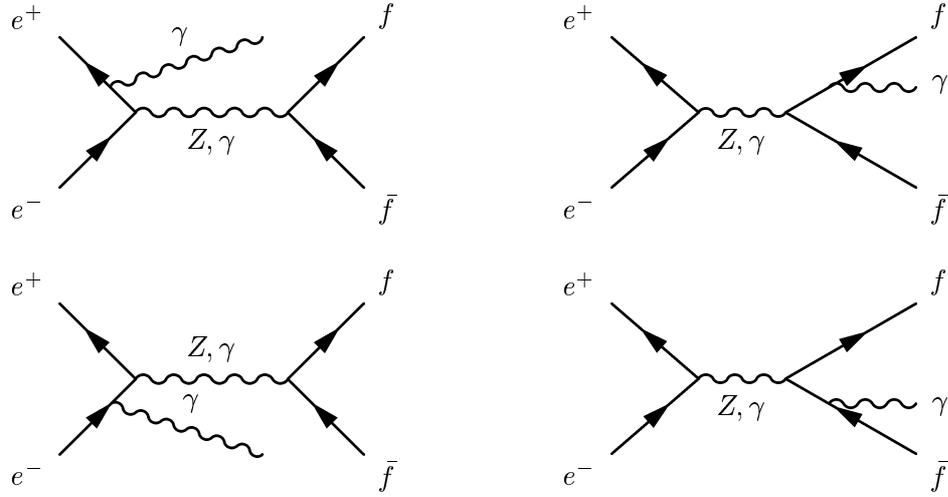


Abbildung 2.5: Die Feynmangraphen der photonischen ISR- und FSR-Korrekturen.

führenden logarithmischen Terme aller niederenergetischen Photonbeiträge [20] und die führenden logarithmischen Terme zweiter Ordnung  $\mathcal{O}(\alpha^2)$  [21] berücksichtigt werden. Da die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von der Schwerpunktenenergie abhängt, erzeugt die Anfangszustandsabstrahlung den dominanten QED-Korrekturterm, der bei Schwerpunktenenergien im Bereich der  $Z$ -Resonanz ca. 10% beträgt. Die Korrekturen der Endzustandsabstrahlung gehen mit einem Faktor

$$\left(1 - \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} Q_f^2\right) \quad (2.17)$$

mit  $Q_f =$  Fermionladung in die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ein. Das bedeutet eine Korrektur von ca. 0.17% bei Schwerpunktenenergien im Bereich der  $Z$ -Resonanz. Die Interferenzbeiträge der Anfangs- und Endzustände sind mit der Größenordnung

$$\frac{\alpha}{\pi} \frac{\Gamma_Z^0}{m_Z} \approx \frac{1}{2} \cdot 10^{-4} \quad (2.18)$$

vernachlässigbar klein. Die beschriebenen QED-Strahlungskorrekturen werden mit Hilfe des Programms ZFITTER [22] berechnet.

### 2.3.3 Die schwachen Strahlungskorrekturen

Im On-Shell-Renormierungsschema ist die Masse der  $W^\pm$ -Bosonen unter Berücksichtigung von schwachen Strahlungskorrekturen durch

$$m_W^2 = \frac{\alpha\pi}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{G_F \sin^2 \theta_W} \cdot \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (2.19)$$

definiert. Das  $\Delta r = \Delta\alpha - \cot^2 \Delta\rho + \Delta r_{Rest}$  beinhaltet verschiedene Beiträge derjenigen Feynmandiagramme, die zusätzlich innere Fermionlinien oder Linien massiver Bosonen

aufweisen. Sie werden eingeteilt in Propagatorkorrekturen, Vertexkorrekturen und Boxdiagramme, wie sie beispielhaft in den Abbildungen 2.6 bis 2.8 dargestellt sind.

Die Propagatorkorrekturen (Abbildung 2.6) bestehen aus Fermionschleifen, welche durch Paarbildung des Bosons in ein Fermion–Antifermion–Paar entstehen und mit deren Vernichtung bei gleichzeitiger Erzeugung eines weiteren Bosons endet. Durch diesen Mecha-

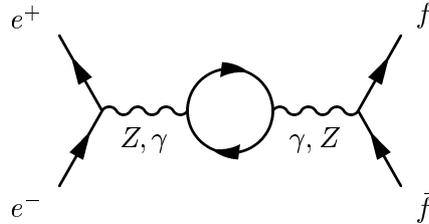


Abbildung 2.6: Der Feynmangraph zur Propagatorkorrektur.

nismus werden Korrekturen an den  $Z$ - und den Photonpropagatorterm nötig. Sie erzeugen einerseits eine energieabhängige elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha(Q^2)$  (siehe Gleichung 2.20) und andererseits führen sie zu einer  $t$ -Quarkmassenabhängigkeit der Amplitude des neutralen schwachen Stroms.

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \Delta\alpha} \quad (2.20)$$

$$\alpha(m_Z^2) = 1.064 \cdot \alpha \quad \text{für } Q^2 = m_Z^2$$

Die Vertexkorrekturen (Abbildung 2.7) bestehen aus schwachen Einschleifenkorrekturen, die von den auslaufenden Fermionen ausgehen. Diese Korrekturen erzeugen neben Bei-

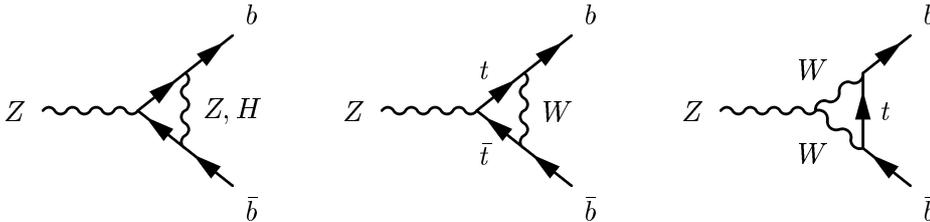


Abbildung 2.7: Die Vertexkorrekturen.

trägen, die in  $\Delta r_{Rest}$  einfließen, flavour- und energieabhängige Formfaktoren  $\sqrt{\rho_f}$  und  $k_f$ , die an die Vektor- und Axialvektorkopplungen multipliziert werden (Gleichungen 2.21, 2.22 und 2.24):

$$\bar{a}_f = \sqrt{\rho_f} I_3^f \quad (2.21)$$

$$\bar{v}_f = \sqrt{\rho_f} (I_3^f - 2Q_f k_f \sin^2 \theta_W) . \quad (2.22)$$

$\sqrt{\rho_f}$  ist ein komplexer flavourabhängiger Formfaktor, der für  $b$ -Quarks einen Zusatzterm erhält, da diese zum gleichen Isospindublett wie die  $t$ -Quarks gehören [23]:

$$\rho_b' = \rho_b - \frac{\Delta_b(m_t^2)}{a_b} \quad (2.23)$$

$$\Delta_b(m_t^2) = \frac{\alpha}{8\pi \sin^2 \theta_W} |v_{tb}|^2 \left[ \frac{m_t^2}{m_W^2} + \left( \frac{8}{3} + \frac{1}{6 \cos^2 \theta_W} \right) \log \left( \frac{m_t^2}{m_W^2} \right) \right].$$

$|v_{tb}|$  ist ein Element der Cabibbo–Kobayashi–Maskawa–Matrix.

Über die Beziehung 2.24 wird der effektive schwache Mischungswinkel  $\theta_W^{f,\text{eff}}$  definiert:

$$\sin^2 \theta_W^{f,\text{eff}} = k_f \sin^2 \theta_W. \quad (2.24)$$

Durch die Vertexkorrekturen tritt die logarithmische Higgsmassenabhängigkeit und ein weiterer Term für die  $t$ -Quarkmassenabhängigkeit der Strahlungskorrekturen auf.

Die Boxdiagramme (Abbildung 2.8) erlauben eine ähnliche Behandlung wie die Vertexkorrekturen, nur daß hierbei Terme mit den Mandelstamvariablen  $s$  und  $t$  vorkommen. Diese Korrekturen sind bei einer Schwerpunktenenergie von  $\sqrt{s} = m_Z$  von der Größenord-

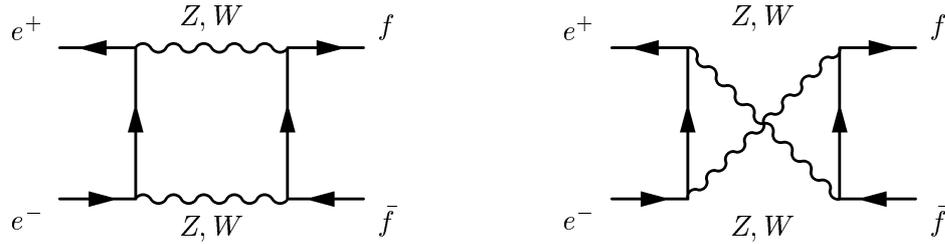


Abbildung 2.8: Die Boxdiagramme.

nung  $10^{-4}$  und können im Vergleich zu den übrigen schwachen Korrekturen vernachlässigt werden.

Somit lassen sich die schwachen Korrekturen durch die Einführung der Energieabhängigkeit der elektromagnetischen Kopplungskonstante  $\alpha(Q^2)$ , der effektiven Kopplungskonstanten  $\bar{v}_f$ ,  $\bar{a}_f$  und von  $\sin^2 \theta_W^{f,\text{eff}}$  vollständig beschreiben [24]. Die schwachen Korrekturen führen zu Unterschieden in den verschiedenen möglichen Definitionen des Weinbergwinkels auf Bornniveau. Im On-Shell-Renormierungsschema wird die Formel von Sirlin als Definition des schwachen Mischungswinkels gewählt [24], die in allen Ordnungen ihre Gültigkeit behält:

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}. \quad (2.25)$$

Alle weiteren Meßgrößen werden als Funktion von  $\alpha$ ,  $m_Z$  und  $m_W$  bei fester Wahl der  $t$ -Quarkmasse  $m_t$  und der Higgsmasse  $m_H$  dargestellt. Die relativ große Abhängigkeit des Korrekturfaktors  $\rho_b'$  von der  $t$ -Quarkmasse (Gleichung 2.23) wirkt sich nicht auf die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie aus, da diese nur auf das Verhältnis von  $\bar{a}_f$  zu  $\bar{v}_f$  sensitiv ist und sich bei diesem Verhältnis die Faktoren  $\rho_b'$  herauskürzen.

## 2.4 Die Fragmentation

Der Prozeß  $e^+e^- \rightarrow$  Hadronen wird durch vier aufeinanderfolgende Phasen dargestellt (Abbildung 2.9). Die Phase I läßt sich im Rahmen der QFD<sup>5</sup> berechnen. Das annihilie-

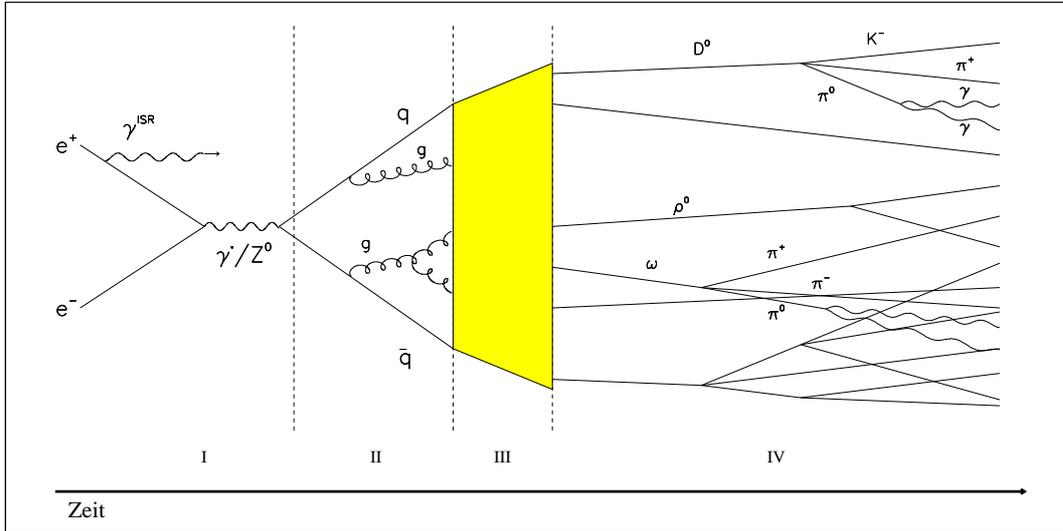


Abbildung 2.9: Die schematische Darstellung einer  $e^+e^-$ -Annihilation mit der Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand der Phase I.

rende  $e^+e^-$ -Paar produziert ein virtuelles  $\gamma$  oder  $Z$ , welches wiederum in das primäre  $q\bar{q}$ -Paar zerfällt. In der Phase II wird die weitere Entwicklung des primären  $q\bar{q}$ -Paares mit störungstheoretischen Rechnungen der QCD beschrieben. Das primäre  $q\bar{q}$ -Paar erzeugt einen Partonenschauger, indem die Partonen Gluonen abstrahlen und Gluonen sich in  $q\bar{q}$ -Paare umwandeln können. Hierfür gibt es zwei Ansätze. Bei der **Matrixelement Methode** werden bis zur gewünschten Ordnung in  $\alpha_s$  alle Übergangsmatrixelemente berechnet. Die Anzahl der Beiträge wächst sehr schnell mit der Ordnung von  $\alpha_s$ , so daß bisher nur Matrixelemente bis zur Ordnung  $\alpha_s^2$  vollständig berechnet werden konnten. Das entspricht maximal vier Partonen ( $q\bar{q}q\bar{q}$  oder  $q\bar{q}gg$ ) im Endzustand des Schauers. Bei der **Partonschauger Methode** wird die Anzahl der Beiträge eingeschränkt, indem nur die führenden  $\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)$  Terme aller Matrixelemente berücksichtigt werden. Im Mittel entstehen bei dieser Methode etwa zehn Partonen bei Energien um die  $Z$ -Masse.

Der Übergang der farbgeladenen Partonen des Schauers zu farbneutralen primären Hadronen wird Fragmentierung oder auch Hadronisierung genannt (Phase III). Weil sich diese Phase wegen der zu kleinen Energie, die zu einem großen Entwicklungsparameter  $\alpha_s$  führt, nicht mehr störungstheoretisch berechnen läßt, wurden verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt, die alle an die QCD angelehnt sind. Die Phase IV wird durch den Zerfall der kurzlebigen Hadronen gebildet. Qualitativ sind die Zerfälle recht gut verstanden. So haben Hadronen, die über die starke Wechselwirkung zerfallen, eine sehr kleine mittlere Lebensdauer  $\tau$  von ungefähr  $10^{-23}$  s, während elektromagnetisch und schwach zerfallende

<sup>5</sup>Quanten Flavour Dynamik

Hadronen eine wesentlich größere Lebensdauer von ungefähr  $10^{-16}$  s und  $10^{-12}$  s haben. Quantitative Vorhersagen lassen sich jedoch nur in wenigen Fällen treffen. Deshalb sind experimentelle Beobachtungen nötig. Das Wissen über die Fragmentierung ist im Vergleich zu den drei anderen Phasen am geringsten. Es existieren nur Informationen, die den Zustand des Ereignisses vor und nach der Fragmentation beschreiben. Das heißt, die Modelle müssen aus den Partonen, die nach dem Schauer auftreten, die primären Hadronen erzeugen.

Durch Kenntnisse über die Zerfallskanäle und -raten der primären Hadronen, die durch Analysen der meßbaren Teilchen rekonstruiert werden, können die einzelnen Modelle überprüft und deren Parameter an die Messungen angepaßt werden. Das erfolgreichste Fragmentierungsmodell, das Lund Modell, wird im Kapitel 2.4.3 ausführlich beschrieben.

### 2.4.1 Die Independent-Fragmentation

1978 entwickelten Field und Feynman die Grundlagen der Independent-Fragmentation, bei der die Partonen des Partonschauers unabhängig voneinander die primären Hadronen bilden. Es werden dabei folgende zwei Annahmen befolgt:

- Die Transversalimpulse der Hadronen sind unabhängig vom Impuls des ursprünglichen Partons.
- Es gibt eine Fragmentierungsfunktion, die eine Wahrscheinlichkeit für die Hadronproduktion und deren Impulse angibt.

Die Independent-Fragmentation wird heute nur noch selten benutzt, weil sie verglichen mit dem String-Modell einige Nachteile hat. So kann beispielsweise das als Stringeffekt bekannte Interferenz-Phänomen, daß bei 3-Jet-Ereignissen zwischen den beiden Quarks weniger Teilchen erzeugt werden als zwischen den Quarks und dem Gluon, nicht beschrieben werden.

### 2.4.2 Die Cluster-Fragmentation

Webber [25], Marchesini [26], Gottschalk [27–29] und Morris [29,30] entwickelten seit 1984 Simulationsprogramme, die eine Cluster-Fragmentation benutzen. Cluster-Modelle erzeugen aus den Gluonen des Partonschauers je ein  $q\bar{q}$  Paar. Im nächsten Schritt werden die Quarks und Antiquarks zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt. Diese zerfallen dann unter Berücksichtigung von Farb-, Spin- und Phasenraumargumenten in die primären Hadronen. Cluster-Modelle benötigen keine Fragmentierungsfunktion und kommen mit einer geringen Parameteranzahl aus. Ein detaillierter Vergleich mit experimentellen Daten zeigt jedoch einige fundamentale Probleme dieses Modells auf. So müssen beispielsweise 5 % der Gluonen Diquark-Antidiquark-Paare erzeugen, um die experimentellen Impulsverteilungen der Baryonen beschreiben zu können. Weiterhin verlangt die Beschreibung inklusiver Pion-Spektren bei hohen Impulsen die direkte Erzeugung einiger Pionen ohne den Zwischenzustand der Cluster.

### 2.4.3 Die String-Fragmentation

Seit 1980 wurde an der Lund Universität das Simulationsprogramm JETSET entwickelt, das die String-Fragmentation benutzt. Zwischen den in verschiedene Richtungen fliegenden primären Quarks bildet sich ein farbgeladener eindimensionaler Flußschlauch (String) mit transversaler Ausdehnung von ungefähr 1 fm und konstanter Energiedichte  $\kappa \approx 1\text{GeV/fm}$  aus. Die Gluonen des Partonschauers werden als Knicke im String interpretiert, die Impuls und Energie tragen. Erreicht die potentielle Energie des Strings die zur Verfügung stehende Gesamtenergie, so bricht dieser unter Bildung eines weiteren  $q'\bar{q}'$ -Paares an einer Stelle auf. Hierbei bildet sich ein String zwischen den Quarkpaaren  $q\bar{q}'$  und zwischen  $q'\bar{q}$ . Ein Quarkpaar davon wird als Meson interpretiert, während der String des anderen Quarkpaares weiter aufbrechen kann. Dieser Prozeß geht solange iterativ weiter, bis die Energie des Strings eine untere Schwelle erreicht, die durch die leichteste Hadronmasse bestimmt wird. Die Wahrscheinlichkeit, bei dem Aufbruch des Strings ein  $q'\bar{q}'$ -Paar der Masse  $m$  zu bilden, ist gegeben durch:

$$P \sim \exp\left(-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}\right) \quad (2.26)$$

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} = \text{transversale Masse}$$

$$m = \text{Quarkmasse}$$

$$p_T = \text{Impuls transversal zum ursprünglichen String .}$$

Dadurch ergibt sich für die vier leichtesten Quarks eine Auswahl der Flavours im Verhältnis  $u : d : s : c \simeq 1 : 1 : \gamma_s : 10^{-11}$ .  $\gamma_s$  ist ein Parameter für die Unterdrückung von  $s$ -Quarks relativ zu  $u$ - und  $d$ -Quarks. Er wird benötigt, weil die in Gleichung 2.26 einzusetzende  $s$ -Quarkmasse nicht genau bekannt ist. Standardmäßig ist  $\gamma_s$  auf 0.3 gesetzt. Die schweren  $c$ -,  $b$ - und  $t$ -Quarks werden in der Fragmentation stark unterdrückt (Gleichung 2.26), so daß sie fast nur primär erzeugt werden. Die Transversalimpulse des neuen  $q'\bar{q}'$ -Paares müssen sich wegen der eindimensionalen Struktur des Strings lokal kompensieren. Sie sind unabhängig von dem Quarkflavour und werden durch eine gaußförmige Verteilung bestimmt:

$$f(p_T^2) \sim \exp\left(-\frac{p_T^2}{2\sigma_T^2}\right) . \quad (2.27)$$

Hierbei ist  $\sigma_T^2$  ein freier Parameter des Modells. Der Longitudinalimpuls  $p_L$  wird über eine Fragmentierungsfunktion bestimmt. Im JETSET Monte Carlo werden standardmäßig zwei Fragmentierungsfunktionen benutzt. Die Lund-symmetrische-Fragmentierungsfunktion (Gleichung 2.28) wird für die leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  benutzt. Der Parameter  $a$  hängt dabei von dem Quarkflavour ab und  $N$  ist durch die Normierungsbedingung  $\int_0^1 dz \cdot f(z) = 1$  bestimmt.

$$f(z) = N \frac{(1-z)^a}{z} \exp\left(-b \frac{m_T^2}{z}\right) \quad (2.28)$$

$$z = \frac{(E + p_L)_{\text{Hadron}}}{(E + p_L)_{\text{Quark}}}$$

$$m_T = \text{transversale Masse des Hadrons}$$

Die Lund-symmetrische-Fragmentierungsfunktion beschreibt die  $z$ -Verteilung schwerer Quarks nicht ausreichend genau, weil nur die Hadronen, die die primär erzeugten schweren Quarks enthalten, hierfür berücksichtigt werden dürfen. Die Anwendung von Fermis Goldener Regel auf den Prozeß

$$\text{Quark}_{\text{primär}} \longrightarrow \text{Quark}' + \text{Hadron}_{\text{mit primärem Quark}}$$

ergibt eine bessere  $z$ -Verteilungsfunktion für die schweren Quarks. Das Quadrat der Übergangsamplitude dieses Prozesses multipliziert mit einem Phasenraumfaktor  $\frac{1}{z}$  führt zu der Peterson-Fragmentierungsfunktion (Gleichung 2.29).  $m_{Q_{\text{primär}}}$  ist hierbei die Masse des primären Quarks und  $m_{q'}$  die des sekundären Quarks, das zusammen mit dem Hadron entsteht. Für  $b$ - und  $c$ -Quarks ergibt sich  $\epsilon_Q = \frac{m_c^2}{m_b^2} \sim \frac{1}{10}$ .

$$f(z) = \frac{N}{z(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z})^2} \quad (2.29)$$

$$\epsilon_Q = \frac{m_{q'}^2}{m_{Q_{\text{primär}}}^2}$$

Zusätzlich zu der Energie, dem Impuls und dem Quarkinhalt der primären Mesonen muß auch der Spin, der Bahndrehimpuls und der Gesamtdrehimpuls bestimmt werden. Das JETSET Monte Carlo unterstützt sechs verschiedene Mesonenmultipletts (Tabelle 2.3).

Mesonenmultiplett	L	S	J
Pseudoskalare Mesonen	0	0	0
Vektormesonen	0	1	1
Axialvektormesonen	1	0	1
Skalare Mesonen	1	1	0
weitere Axialvektormesonen	1	1	1
Tensormesonen	1	1	2

Tabelle 2.3: Die Mesonenmultipletts im JETSET Monte Carlo.

Es werden zuerst die Spinzustände  $S=0$  oder  $S=1$  bestimmt. Aus Spinbetrachtungen wird ein Verhältnis der Vektormesonen zu Pseudoskalaren Mesonen von  $V : P = 3 : 1$  erwartet, was einem Verhältnis  $\frac{V}{V+P}$  von 0.75 entspricht. Experimentelle Messungen zeigen eine Unterdrückung der Spin 1 Zustände, so daß standardmäßig der Parameter  $\frac{V}{V+P}$  für  $u$ - und  $d$ -Quarks auf 0.5, für  $s$ -Quarks auf 0.6 und für  $c$ -,  $b$ - und  $t$ -Quarks auf 0.75 eingestellt ist. In der Normaleinstellung werden nur die beiden Multipletts mit  $L=0$  erzeugt. Sollen auch Teilchen aus den Multipletts mit  $L=1$  generiert werden, dann treten vier weitere Parameter auf. Einer bestimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein  $S=0$  Zustand auch  $L=1$  hat. Die drei anderen Parameter geben die Wahrscheinlichkeit an, einem  $S=1$  Zustand  $L=1$  und  $J=0$ ,

1 oder 2 zuzuweisen. Durch experimentelle Messungen der Produktionsraten von Pseudoskalaren, Vektor und Tensor Mesonen wird versucht, die relative Häufigkeit der einzelnen Mesonenmultipletts zu bestimmen, um bessere Parametersätze für das Monte Carlo zu erhalten und um Voraussetzungen für theoretische Verbesserungen zu schaffen.

Um im String-Modell Baryonen zu produzieren, wird das Popkorn-Verfahren [31] angewendet. In dem String können virtuelle  $q\bar{q}$ -Paare entstehen, die zwischen sich ein Farbfeld aufspannen, das nicht mit der Farbe des Strings übereinstimmt (Abbildung 2.10 a)). Entsteht in diesem virtuellen Farbfeld ein weiteres  $q\bar{q}$ -Paar mit einer anderen Farbe als

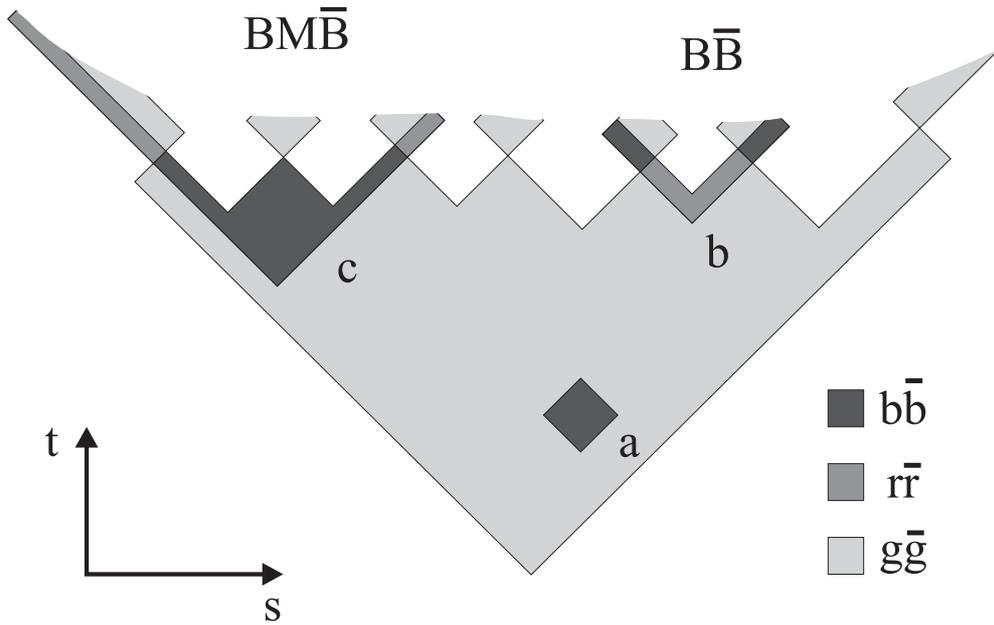


Abbildung 2.10: Das Raum-Zeit-Diagramm eines Strings mit Popkorn-Verfahren zur Baryonproduktion. a) zeigt ein virtuelles Farbfeld, deren virtuelles  $q\bar{q}$ -Paar nach einiger Zeit annihiliert. b) zeigt die Entstehung von einem, c) die Entstehung von zwei weiteren  $q\bar{q}$ -Paaren in einem virtuellen Farbfeld, mit der anschließenden Bildung einer Baryon-Antibaryon ( $B\bar{B}$ ) bzw. Baryon-Meson-Antibaryon ( $BM\bar{B}$ ) Struktur.

die beiden anderen Felder, so können die drei unterschiedlich farbgeladenen Quarks bzw. Antiquarks je ein farbneutrales Baryon bilden (Abbildung 2.10 b)). In dem ersten virtuellen Farbfeld können sich auch zwei weitere  $q\bar{q}$ -Paare bilden, so daß eine Baryon-Meson-Antibaryon ( $BM\bar{B}$ ) Struktur entsteht (Abbildung 2.10 c)). Es können auch  $BM\bar{M}\bar{B}$  oder  $BMMMM\bar{B}$  Strukturen entstehen. Das Lund-Modell beschreibt das Popkorn-Verfahren mit der Entstehung eines Diquark-Antidiquark-Paares  $q_1q_2\bar{q}_1\bar{q}_2$ , wobei das Diquark mit einem Quark ein Baryon und das Antidiquark mit einem Antiquark ein Antibaryon bildet. Durch das Popkorn-Verfahren werden einige weitere Parameter notwendig, wie beispielsweise  $\frac{P(qq)}{P(q)}$  die Unterdrückung von Diquark-Antidiquark-Paaren relativ zu  $q\bar{q}$ -Paaren,  $\frac{P(us)}{P(ud)}/\frac{P(s)}{P(d)}$  die Unterdrückung von Diquark-Antidiquark-Paaren, die  $s$ -Quarks enthalten,



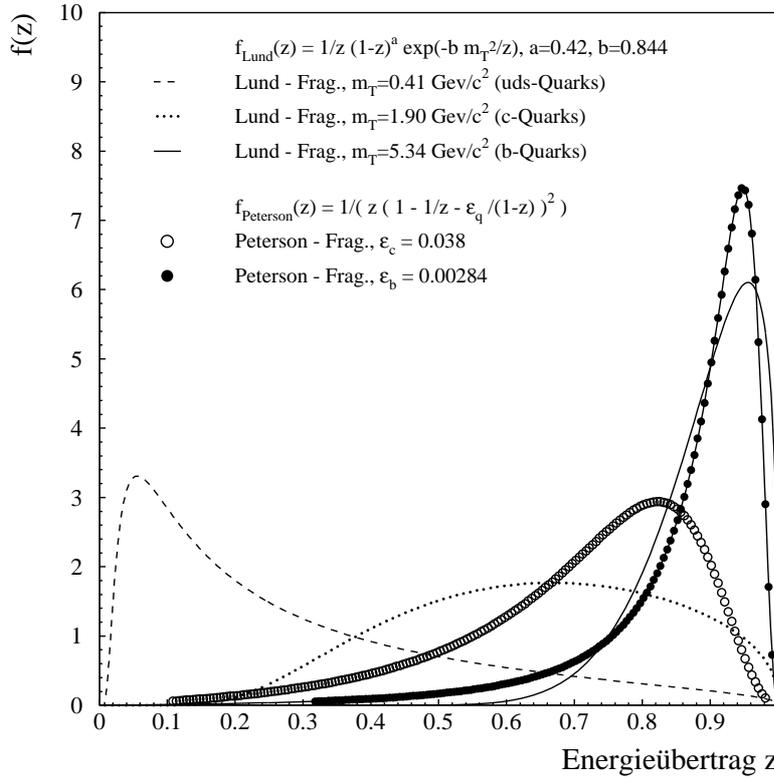


Abbildung 2.12: Die Darstellung der LUND- und Peterson Fragmentierungsfunktion.

Quarks. In der Abbildung 4.2b in Kapitel 4.5 wird dieser Unterschied gezeigt. Sehr deutlich ist der starke Abfall der invarianten Massenverteilung von  $c$ -Hadronen bei ungefähr 1.9 GeV zu erkennen, wohingegen die  $b$ -Hadronverteilung wesentlich langsamer abfällt und dadurch eine Trennung der  $b$ -Hadronen von Hadronen mit anderem Quarkinhalt ermöglicht.  $t$ -Quarks bilden keine hadronischen Zustände, da  $t$ -Quarks schwach zerfallen, bevor sie Hadronen bilden können. Die zur Bildung von schweren Hadronen notwendigen  $b$ - und  $c$ -Quarks werden hauptsächlich direkt durch den elektroschwachen Prozeß  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c}$  erzeugt, während nur ein kleiner Anteil von 3.19%  $\pm$  0.46% aus der Gluonaufspaltung  $g \rightarrow c\bar{c}$  und 0.251%  $\pm$  0.063% aus der Gluonaufspaltung  $g \rightarrow b\bar{b}$  kommt [33, 34]. Die primär erzeugten  $b$ - und  $c$ -Quarks übertragen einen großen Teil ihres Impulses auf das sie später enthaltende Hadron. Für die Impulskomponente parallel zur Ereignisrichtung wird dies durch die Fragmentationsfunktionen beschrieben. Die Fragmentationsfunktionen zur Bildung schwerer Hadronen sind sehr hart verglichen mit denen für leichte Quarks. Je härter eine Fragmentationsfunktion ist, umso mehr Impuls eines primär gebildeten Quarks wird im Mittel auf das in diesem Prozeß zu bildende Hadron übertragen. Ein Vergleich der verschiedenen Fragmentationsfunktionen ist in Abbildung 2.12 zu finden. Die im Mittel wesentlich größere Energie der schweren Quarks wird neben weiteren Eigenschaften verwendet, um  $b$ -Ereignisse zu selektieren (siehe Abbildung 4.2d in Kapitel 4.5). Hadronen mit  $c$ -Quarkinhalt können auch durch Zerfälle von Hadronen mit  $b$ -Quarkinhalt entstehen. Diese Hadronen haben im Mittel weniger Impuls als die

direkt in der Fragmentation gebildeten Hadronen. Die 91.2 GeV Schwerpunktennergie des LEP-Speicherrings reichen aus, um mehrere schwere Hadronen in angeregten Zuständen zu erzeugen. Die angeregten Zustände zerfallen über die starke Wechselwirkung in ihre Grundzustände. Diese Zerfälle über die starke Wechselwirkung erfolgen kurz nach der Erzeugung der angeregten Zustände, so daß ihr Zerfallsort experimentell nicht von dem Ort der Fragmentation separiert werden kann. Die Grundzustände der schweren Hadronen zerfallen über die schwache Wechselwirkung, die bei diesen eine relativ lange Lebensdauer zuläßt. Aufgrund des hohen Impulses und der langen Lebensdauer haben die schweren Hadronen eine Flugstrecke von mehreren Millimetern. Für typische  $B$ -Mesonen bei LEP-Energien liegt die mittlere Flugstrecke bei 3 mm, für  $D^0$ -Mesonen bei 1.5 mm und für  $D^+$ -Mesonen sogar bei 4 mm. Der Zerfallsort eines weitreichenden Teilchens wird sekundärer Vertex genannt. Für hadronisch zerfallende  $B$ - und  $D$ -Mesonen wird dieser einige Millimeter vom primären Vertex entfernt durch deren Zerfallsteilchen meßbar. Neben den  $B$ - und  $D$ -Mesonen bilden noch das  $\Lambda_b$ , das  $\Lambda_c$ , das  $\Lambda$  und das  $K_s^0$  deutlich vom primären Vertex separierte, sekundäre Vertizes. Durch die Rekonstruktion der sekundären Vertizes (siehe Kapitel 4.5) können  $b$ - und  $c$ -Quarkereignisse mit nur kleinen Verunreinigungen aus  $u$ -,  $d$ - und  $s$ -Quarkereignissen identifiziert werden. Durch diese unterschiedlichen Zerfallslängen lassen sich Ereignisse mit initialen  $b$ -Quarks von solchen mit initialen  $c$ -Quarks separieren. Ein weiteres Merkmal hadronisch zerfallender schwerer Hadronen ist die hohe mittlere Multiplizität ihrer Zerfallsteilchen. Darin unterscheiden sich auch die Hadronen mit  $b$ -Quarkinhalt von denen mit  $c$ -Quarkinhalt.

Auch die leptonisch zerfallenden  $b$ - und  $c$ -Hadronen heben sich durch eine klare Signatur vom Untergrund ab, indem das beim Zerfall entstehende relativ harte Lepton isoliert von anderen Teilchen im Phasenraum zu finden ist. Diese Eigenschaft wird zur Unterscheidung der  $b$ -Quarkereignisse von  $c$ -,  $s$ -,  $u$ - und  $d$ -Quarkereignissen ausgenutzt (Kapitel 4.5).

# Das Experiment

Am europäischen Großforschungszentrum CERN<sup>1</sup> bei Genf ist 1989 der  $e^+e^-$ -Speicherring LEP<sup>2</sup> nach ca. sechsjähriger Bauzeit in Betrieb genommen worden. LEP war mit einem Umfang von 26.7 km der größte Speicherring der Welt. Unter Verwendung der am CERN stehenden Teilchenbeschleuniger PS<sup>3</sup> und SPS<sup>4</sup> wurden Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung in den LEP-Speicherring injiziert, dort weiter beschleunigt und gespeichert. An vier Punkten, an denen sich die Elektronen- und Positronenstrahlen durchdrangen, waren Experimente aufgebaut, die die nach Elektron-Positron-Annihilationen entstandenen Teilchen gemessen haben. In der sogenannten LEP-1-Phase, die den Zeitraum von 1989 bis 1995 überdeckte, wurden die vier Experimente ALEPH<sup>5</sup>, DELPHI<sup>6</sup>, L3<sup>7</sup> und OPAL<sup>8</sup> mit  $e^+e^-$ -Annihilationen bei ca. 91.2 GeV Schwerpunktenenergie versorgt. 91.2 GeV entspricht der Ruheenergie des  $Z$ -Bosons. Bei Annihilationen der initialen Elektronen und Positronen bei dieser Schwerpunktenenergie ist die Produktionsrate des  $Z$  resonant überhöht, wodurch eine sehr große Ereignisanzahl erreicht wurde. Zusätzlich gab es noch einige Meßreihen bei Schwerpunktenenergien unter- und oberhalb des  $Z$ -Pols, die eine genaue Vermessung der  $Z$ -Resonanzkurve ermöglichten. Durch die große Ereignisanzahl sind hochpräzise Tests des Standardmodells möglich. In der LEP-2-Phase, die von Herbst 1995 bis November 2000 andauerte, wurden die ursprünglich verwendeten Hohlraumresonatoren durch supraleitende Niob-Resonatoren ersetzt. Seitdem wurden Meßreihen bei 130 GeV, 136 GeV, 161 GeV, 172 GeV, 183 GeV, 189 GeV, 192 GeV, 196 GeV, 200 GeV, 202 GeV, 205 GeV und 207 GeV aufgenommen. Ein Ziel dieser Energieerhöhung war die Vermessung der  $W^+W^-$ -Ereignisse, die ab der Schwellenenergie von ca. 160 GeV auftreten und eine genaue Bestimmung des  $W^+W^-$ -Wirkungsquerschnitts, der Masse, der Breite und der Kopplungen des  $W^+$  und  $W^-$  zulassen. Weitere Ziele waren die Suche nach noch nicht gemessenen Teilchen, wie beispielsweise nach dem Higgsboson oder den supersymmetrischen Teilchen und die Vermessung der Energieabhängigkeit von Observablen.

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>2</sup>Large Electron Positron collider

<sup>3</sup>Proton Synchrotron

<sup>4</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>5</sup>A detector for LEP physics

<sup>6</sup>DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification

<sup>7</sup>Benannt nach: **3**. Letter of intent

<sup>8</sup>Omni Purpose Apparatus for LEP

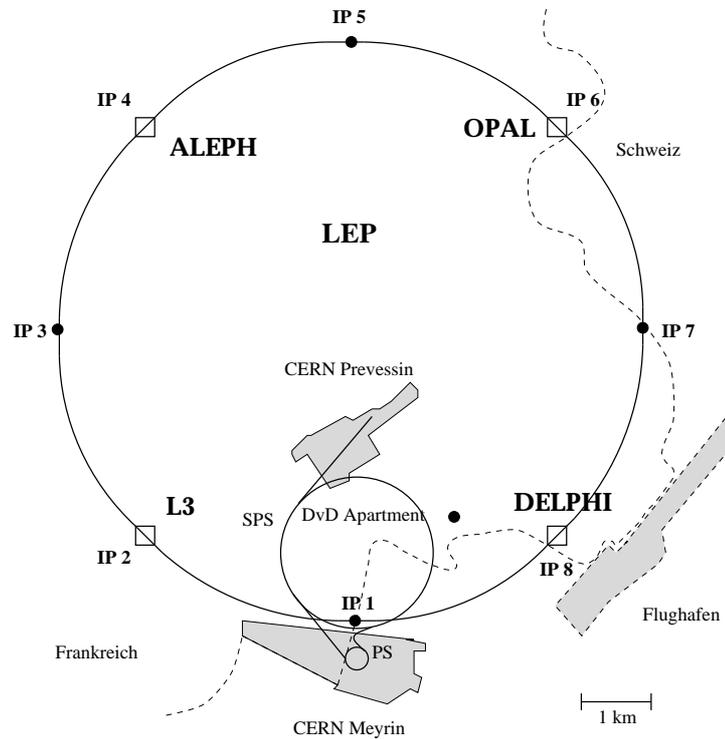


Abbildung 3.1: Die LEP Skizze

### 3.1 Der DELPHI–Detektor

DELPHI war ein Detektor für  $e^+e^-$ -Physik im Schwerpunktsystem, der über den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  eine präzise Spurrekonstruktion, eine fein granulierte Energiemessung und eine Teilchenidentifikation ermöglichte. Diese Aufgaben wurden von verschiedenen Subdetektoren geleistet, die speziell für die Spurmessung, die Energiemessung oder für die Teilchenidentifikation entwickelt wurden. Zur Impulsmessung bettete ein supraleitender Solenoid die Spurdetektoren in ein homogenes Magnetfeld von 1.23 T, das geladene Teilchen auf gekrümmte Bahnen zwang. Angeordnet waren diese Detektoren, wie in Bild 3.2 zu sehen ist, in einem zylindrischen Zentralbereich mit einem Durchmesser und einer Länge von ca. 10 m und zwei Endkappen, die den Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Zylinders abdeckten. Die genaue Lage der einzelnen Komponenten wurde durch ein Koordinatensystem definiert, das den Ursprung im Wechselwirkungspunkt in der Mitte von DELPHI hatte. Die  $z$ -Achse, die mit der Zylinderachse des Zentralbereichs identisch war, zeigte in die Flugrichtung des Elektronenstrahls, die  $x$ -Achse in das Zentrum von LEP und die  $y$ -Achse nach oben. Der Polarwinkel bezüglich der  $z$ -Richtung wurde  $\theta$  und der Azimutalwinkel um die  $z$ -Achse wurde  $\phi$  genannt. Ein Überblick über die Akzeptanzbereiche und die Raumaufösung der Spurdetektoren und der Kalorimeter wird in den Tabellen 3.2 und 3.3 gegeben. Im folgenden werden die wichtigsten Detektorkomponenten kurz beschrieben. Eine detaillierte Beschreibung aller Detektoren und ihrer Leistungsfähigkeit befinden sich in den Veröffentlichungen „The DELPHI detector at LEP“ [35] und „Performance of the DELPHI detector“ [36].

### 3.1.1 Detektoren zur Spurrekonstruktion

Der **Vertex Detektor** (VD) ist für diese Analyse eine wichtige Detektorkomponente, weil der VD sehr nah am Wechselwirkungspunkt eine genaue Spurmessung liefert. Diese ermöglicht die Rekonstruktion von sekundären Vertices kurzreichweitiger Hadronen. Der Vertex Detektor bestand aus drei konzentrischen, zylinderförmigen Schalen aus Siliziumstreifendetektoren, die mittlere Radien von 6.3, 9.0 und 10.9 cm hatten. Durch 24 sich gegenseitig überlappende Sektoren deckte jede Schale den vollen Azimutalwinkel ab. In  $z$ -Richtung bestand jeder Sektor aus je vier Siliziumstreifendetektoren. Die einzelnen Schalen deckten den Polarwinkelbereich von  $27^\circ$  bis  $153^\circ$ ,  $35^\circ$  bis  $145^\circ$  und  $40^\circ$  bis  $140^\circ$  ab. In der Wintermeßpause 1993/1994 wurde der Vertex Detektor modifiziert (siehe Tabelle 3.1), um auch nah am Strahlrohr die  $z$ -Koordinaten messen zu können. Die Spurauflösung des Vertex Detektors erreichte in  $R\phi$ -Richtung  $7\ \mu\text{m}$  und in  $z$ -Richtung  $13\ \mu\text{m}$ .

VD-Komponente	Datensatz: 1991–93	Datensatz: 1994
„closer“ 6.3 cm	$30^\circ$ $R\phi$ -Auslese	$27^\circ$ $R\phi$ -, $z$ -Auslese
„inner“ 9.0 cm	$35^\circ$ $R\phi$ -Auslese	$35^\circ$ $R\phi$ -Auslese
„outer“ 10.9 cm	$40^\circ$ $R\phi$ -Auslese	$40^\circ$ $R\phi$ -, $z$ -Auslese

Tabelle 3.1: Die Polarwinkelakzeptanz und die Auslese des Vertexdetektors.

Der **Innere Detektor** (ID) schloß sich außen an den Vertex Detektor an. Er bestand aus 24 Jetkammersektoren, die jeweils bis zu 24 Meßpunkte pro Spur bei Radien zwischen 11.8 cm und 22.3 cm gemessen haben. Die im Jetkammerprinzip begründeten Spiegelspuren wurden durch eine fünfschichtige um die Jetkammer gebaute Vieldrahtproportionalkammer aufgelöst, wovon jede Schicht 192 Signaldrähte besaß. Die Jetkammer deckte den Polarwinkelbereich von  $17^\circ$  bis  $163^\circ$  und die Proportionalkammer den von  $30^\circ$  bis  $150^\circ$  ab. Der Innere Detektor erreichte eine Spurauflösung von  $50\ \mu\text{m}$  in  $R\phi$ -Richtung und eine Zweispurauflösung von 1 mm. Die Proportionalkammer gewährleistete die Messung von  $z$ -Koordinaten abhängig von  $\theta$  mit einer Genauigkeit von 0.5 bis 1 mm. Zusätzlich lieferte die Proportionalkammer ein Triggersignal. Zu Beginn des Jahres 1995 wurde jede Proportionalkammerschicht durch 192 Straw-Tube-Detektoren ersetzt, die keine  $z$ -Informationen geliefert haben, wegen ihrer größeren Länge jedoch den Polarwinkelbereich auf  $15^\circ$  bis  $165^\circ$  vergrößerten.

Die **Zeitprojektionskammer** (TPC<sup>9</sup>) war der zentrale Spurdetektor von DELPHI. Sie umgab den Inneren Detektor radial und bestand aus einem zylindrischen Gasvolumen, das von einer Kathodenebene halbiert wurde. Jede TPC-Hälfte war in sechs Sektoren gegliedert, über deren Kathodenebene, die aus 16 konzentrischen Streifen mit Kathodenpads bestanden, jeweils 192 Signaldrähte gespannt waren. Beim Durchqueren des Gasvolumens erzeugten geladene Teilchen Sekundärelektronen. Diese wurden im elektrischen Feld beschleunigt und drifteten auf die Kathodenebenen zu. Während des Driftens dieser Elektronen wirkte das zum elektrischen Feld parallel verlaufende magnetische Feld fokussierend auf die Elektronenwolken. Die  $R\phi$ -Koordinate eines Spurpunktes wurde durch den Ladungsschwerpunkt der auf den Kathodenpads induzierten Ladung mit einer Genauigkeit von  $230\ \mu\text{m}$  gemessen. Die  $z$ -Koordinate wurde durch die Messung der Driftzeit bezüglich

<sup>9</sup>Time projection chamber

Detektor	Akzeptanzbereich			Zahl der Spurpunkte	Ortsauflösung eines Punktes [ $\sigma$ ,mm]
	R [cm]	z  [cm]	$\theta$ [ $^\circ$ ]		
VD(1994)	6.3, 9.0 10.9	12.3, 12.9 13.0	27, 35 40	max. 5 2	R $\phi$ : 0.007 – 0.011 z : 0.013
ID(jet) (trig)	11.8–22.3 23.0–28.0	40 50	17–163 30–150	24 5	R $\phi$ : 0.05 z : 0.5–1
TPC	35.0–111.0	$\leq 134$	20–160	16 192	R $\phi$ : 0.23 z : 0.88
OD	197.0–206.0	$\leq 232$	42–138	5 $\times$ R $\phi$ 3 $\times$ z	R $\phi$ : 0.11 z : 35
MUB	$\sim 445$ $\sim 485$	$\leq 185$	52–138	2(+2)	R $\phi$ : 1.5 z : 10
FCA	30.0–103.0	155–165	11–33	2 $\times$ (x,u,v)	x,u,v : 0.29 u,v $\rightarrow$ y: 0.24
FCB	53.0–195.0	267–283	11–35	4 $\times$ (x,u,v)	x : 0.15 u,v $\rightarrow$ y: 0.15
MUF	70.0–460.0	463 500	9–43	(2 + 2) $\times$ (x,y)	x,y : 1.0

Tabelle 3.2: Die Akzeptanzbereiche und Auflösungen der Spurdetektoren.

des Wechselwirkungszeitpunkts bei bekannter Driftgeschwindigkeit bestimmt. Diese Messung erreichte eine Genauigkeit von  $880 \mu\text{m}$ . Die Zweispurauflösung betrug sowohl in R $\phi$ - als auch in z-Richtung 1 cm. Zusätzlich zu der dreidimensionalen Ortsmessung einer Teilchenspur enthielt die Variation der Impulshöhen der Signaldrähte die Information der spezifischen Ionisation  $\frac{dE}{dx}$ , die durch die Bethe-Bloch-Gleichung mathematisch formuliert ist. Dies ermöglichte einen Beitrag zur Teilchenidentifikation bei niedrigen Impulsen unterhalb von 1 GeV.

Der **Äußere Detektor** (OD<sup>10</sup>) bestand aus fünf Lagen Driftröhren, die im Limited-Streamer-Modus arbeiteten und bei Radien zwischen 197 cm und 206 cm den Zentralbereichscherenkovzähler umgaben. Die ungefähr 460 cm langen Driftröhren deckten den Polarwinkelbereich von  $42^\circ$  bis  $138^\circ$  ab. Die Spurauflösung erreichte  $110 \mu\text{m}$  in R $\phi$ -Richtung. Drei der fünf Lagen konnten über die Zeitmessung der Signale an den Enden der Driftröhren die z-Koordinate mit einer Genauigkeit von 3.5 cm bestimmen. Der Äußere

<sup>10</sup> Outer detector

Detektor verbesserte die Messung der Spurkrümmung von geladenen, hochenergetischen Teilchen im Zentralbereich. Ferner konnte durch die Spurmessung im äußeren Detektor die Teilchenbahn im Cherenkovzähler genauer bestimmt werden.

Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich waren jeweils drei Module der **Vorwärtskammern A** (FCA<sup>11</sup>) bei  $z = \pm 160$  cm auf den Enden der TPC angebracht. Sie bestanden aus einer Doppellage aus Streamerrohren, welche gegenüber den anderen Doppellagen um  $120^\circ$  azimuthal gedreht waren. Die Vorwärtskammern A überdeckten mit einem Durchmesser von 206 cm den Polarwinkelbereich von  $11^\circ$  bis  $33^\circ$ , wobei sie eine Spurauflösung von  $290 \mu\text{m}$  in  $x$ - und  $290 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung erreichten. Zusammen mit den **Vorwärtskammern B** (FCB<sup>12</sup>) lieferten sie ein Triggersignal für den Vorwärtsbereich. Die FCB war eine zwölfblättrige Vieldrahtproportionalkammer mit einem Durchmesser von 390 cm bei der jeweils in zwei nebeneinanderliegenden Lagen die Drähte in die gleiche Richtung gespannt waren. In aufeinanderfolgenden Doppellagen waren die Drahrichtungen jeweils um  $120^\circ$  azimuthal gedreht. Im abgedeckten Polarwinkelbereich zwischen  $11^\circ$  bis  $35^\circ$  erreichte die FCB eine Spurauflösung von  $150 \mu\text{m}$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung.

### 3.1.2 Detektoren zur Kalorimetrie

Die **Hochauflösende Projektionskammer** (HPC<sup>13</sup>) war das im Zentralbereich liegende elektromagnetische Kalorimeter. Sie war aus sechs Ringen bestehend aus 24 Modulen aufgebaut und schloß sich direkt innerhalb der Magnetspule zwischen Radien von 208 cm und 260 cm an, um den Polarwinkelbereich von  $43^\circ$  bis  $137^\circ$  abzudecken. Die HPC war ein Blei-Gas-Sampling-Kalorimeter, das aufgrund der nach dem TPC-Prinzip funktionierenden Auslese eine hohe Ortsauflösung von  $1^\circ$  in  $\phi$ -Richtung und 4 mm in  $z$ -Richtung lieferte. Die  $18/\sin\theta$  Strahlungslängen der HPC wurden von 41 aus Bleidrähten zusammengesetzten Schichten gebildet, deren Drähte das elektrische Driftfeld in dem Gasvolumen erzeugten.

Das **Elektromagnetische Kalorimeter Vorwärts** (EMF<sup>14</sup>) deckte den Polarwinkelbereich von  $10^\circ$  bis  $36.5^\circ$  ab. Sowohl im Vorwärts-, als auch im Rückwärtsbereich bestand es aus 4532 Bleiglasblöcken mit 20 Strahlungslängen, die jeweils einen Raumwinkel von  $1^\circ \times 1^\circ$  überdeckten.

Das **Hadronische Kalorimeter** (HAB<sup>15</sup>) war im Zentralbereich in das Eisenjoch des DELPHI-Solenoiden installiert. Im Vorwärts- und Rückwärtsbereich war es aus flachen Endkappen aufgebaut (HAF<sup>16</sup>). Sowohl das Eisen des Zentralbereichs als auch das der Endkappen hatten eine Dicke von sechs hadronischen Absorptionslängen  $\lambda$ . Das gesamte Hadronische Kalorimeter deckte den Polarwinkelbereich von  $10^\circ$  bis  $170^\circ$  ab, wobei es eine Granularität von  $3.75^\circ$  in  $\phi$ -Richtung,  $3^\circ$  im Zentralbereich in  $\theta$ -Richtung und  $2.6^\circ$  im Vorwärts- und Rückwärtsbereich in  $\theta$ -Richtung erreichte.

---

<sup>11</sup>Forward chamber A

<sup>12</sup>Forward chamber B

<sup>13</sup>High density projection chamber

<sup>14</sup>Electromagnetic calorimeter forward

<sup>15</sup>Hadron calorimeter barrel

<sup>16</sup>Hadron calorimeter forward

Zur Luminositätsmessung waren in DELPHI im extremen Vorwärtsbereich die Kalorimeter **SAT**<sup>17</sup> und **VSAT**<sup>18</sup> installiert, die mit Hilfe von Bhabha-Ereignissen die von LEP gelieferte Luminosität bestimmen konnten. Das aus Blei und szintillierenden Fasern bestehende Sampling-Kalorimeter SAT war bei  $z = \pm 2.35$  m eingebaut. Während der Winterpause 1993/1994 wurde der SAT durch den **STIC**<sup>19</sup> ersetzt. Der STIC, ein Blei-Szintillator-Sampling-Kalorimeter, erreichte mit einem relativen Fehler von weniger als 0.2 % eine bessere Auflösung als der SAT. Bei  $z = \pm 7.7$  m gewährleistete das Wolfram-Silizium-Sampling-Kalorimeter VSAT eine weitere unabhängige Luminositätsmessung. Zusätzlich wurden Messungen der Bahnen der umlaufenden Elektronen- und Positronenstrahlen durchgeführt.

Detektor	Akzeptanzbereich			Auslese Granularität	Strahlungslänge [ $X_0$ ]
	R [cm]	z  [cm]	$\theta$ [ $^\circ$ ]		
HPC	208–260	$\leq 254$	43–137	$\phi \sim 1^\circ$ ; z: 4 mm	18
EMF	46–240	284–340	10–36.5	$\phi : 1^\circ$ ; $\theta : 1^\circ$	20
SAT	10–36	233–285	2.5–7.7	$\phi : 7.5^\circ, 15^\circ$ $\theta : 0.7^\circ$	28
STIC	6.5–42	$\leq 220$	1.6–10.5	$R\phi : 3 \text{ cm} \times 22.5^\circ$	27
VSAT	$\sim 6-9( x )$	770	5–7 mrad		24
HAB	320–479	$< 380$	10–170	$\phi : 3.75^\circ$ ; $\theta : 3.0^\circ$	6 $\lambda$
HAF	65–460	340–489		$\phi : 3.75^\circ$ ; $\theta : 2.6^\circ$	

Tabelle 3.3: Die Akzeptanzbereiche und Granularität der Kalorimeter.  
 $X_0$ =Strahlungslänge,  $\lambda$  = hadronische Absorptionslänge.

### 3.1.3 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Neben der Messung der spezifischen Ionisation durch die **TPC**, mit der eine Teilchenidentifikation im Bereich kleiner Impulse möglich war, gab es in DELPHI Detektoren, die ausschließlich der Teilchenidentifikation dienten.

Oberhalb von 1 GeV nutzten die **ringabbildenden Cherenkovzähler** (RIB<sup>20</sup>, RIF<sup>21</sup>) den Cherenkov-Effekt zur Teilchenidentifikation. Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein Medium mit größerer Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so strahlt das Teilchen auf einem Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n}$  zur Flugrichtung der Teilchenbahn Photonen ab. Hierbei ist  $n$  der Brechungsindex des Materials und  $\beta$  ist die Relativgeschwindigkeit  $\frac{v}{c}$ . Die Cherenkovzähler nutzten diesen Effekt um

<sup>17</sup> Small angle tagger

<sup>18</sup> Very small angle tagger

<sup>19</sup> Small angle tile calorimeter

<sup>20</sup> Ring imaging cherenkov counter barrel

<sup>21</sup> Ring imaging cherenkov counter forward

unter Kenntnis des Teilchenimpulses die Masse des Teilchens aus dem Öffnungswinkel  $\theta_c$  zu berechnen.

Die **Myonkammern** bestanden im Vorwärts- (MUF<sup>22</sup>) und im Zentralbereich (MUB<sup>23</sup>) aus jeweils zwei Lagen Driftkammern. Eine dieser Lagen bildete direkt außerhalb des Hadronischen Kalorimeters die äußerste Detektorkomponente von DELPHI, während die andere Lage sich einige Zentimeter weiter innen innerhalb des Hadronischen Kalorimeters befand. Jede Lage war aus 18.8 cm breiten, 2.2 cm hohen und mehrere Meter langen hohlen Driftzellen zusammengesetzt, deren entlang der Längsachse gespannter Signaldraht in  $z$ -Richtung zeigte. Die Auflösung in  $R\phi$ -Richtung betrug 1.5 mm im Zentralbereich. Über die Laufzeit der an den Enden der Driftzellen gemessenen Signale wurde im Zentralbereich die  $z$ -Koordinate bestimmt, welche eine Genauigkeit von 1 cm erreichte. Die Myonkammern des Vorwärts- und Zentralbereichs deckten den Polarwinkelbereich nicht lückenlos ab, sondern nur die Bereiche von  $9^\circ$  bis  $43^\circ$ , von  $52^\circ$  bis  $128^\circ$  und von  $137^\circ$  bis  $171^\circ$ . Um diese noch verbleibenden Lücken zu schließen, wurden 1994 weitere Myonkammern, die Umgebenden Myonkammern (SMC<sup>24</sup>) an DELPHI installiert.

## 3.2 Die DELPHI-Analysekette

Die Analyse der DELPHI Daten gliedert sich in mehrere Schritte (Abbildung 3.3). Eine Datenbank verwaltet alle Informationen, die für die vollständige Detektorbeschreibung, die Kalibration der einzelnen Komponenten und das Alignment (Ausrichtung der einzelnen Detektorkomponenten zueinander) benötigt werden. Die im Detektor gemessenen Signale sind in einem Rohdatenformat abgespeichert. Im gleichen Format wie die Rohdaten werden Monte Carlo-Simulationen von  $e^+e^-$ -Annihilationen abgespeichert, für die eine komplette Detektorsimulation (DELSIM) durchgeführt wird. Für diese Analyse wird für die Ereignissimulation das JETSET Monte Carlo mit speziell für DELPHI eingestellten Parametern benutzt.

Im nächsten Schritt durchlaufen die Rohdaten das DELANA Programm. In der ersten Ebene der Mustererkennung (first stage pattern recognition) werden für alle Subdetektoren einzeln Spurstücke (TE's) rekonstruiert. TE's von verschiedenen Subdetektoren, die zu der selben Spur gehören, werden zusammengefaßt und erneut an die Meßwerte angepaßt (TK's). Die zweite Ebene der Mustererkennung (second stage pattern recognition) extrapoliert die Spurstücke beginnend mit denen der TPC und denen aus ID-VD-, ID-VD-OD- und ID-OD-Kombinationen über den gesamten Detektor und sucht in den anderen Detektorkomponenten im Bereich der extrapolierten Spuren nach Treffern, die die Minimalbedingungen zur Bildung einer TE nicht erfüllen. Diese Treffer werden zusammen mit den dorthin extrapolierten Spurstücken zu weiteren Spuren zusammengefaßt und wieder an die Meßwerte angepaßt (weitere TK's). Mit allen TK's wird anschließend der primäre Vertex bestimmt und mit den Spuren und deren Massencode im DST-Format abgespeichert.

---

<sup>22</sup>Muonchambers forward

<sup>23</sup>Muonchambers barrel

<sup>24</sup>surround muonchambers

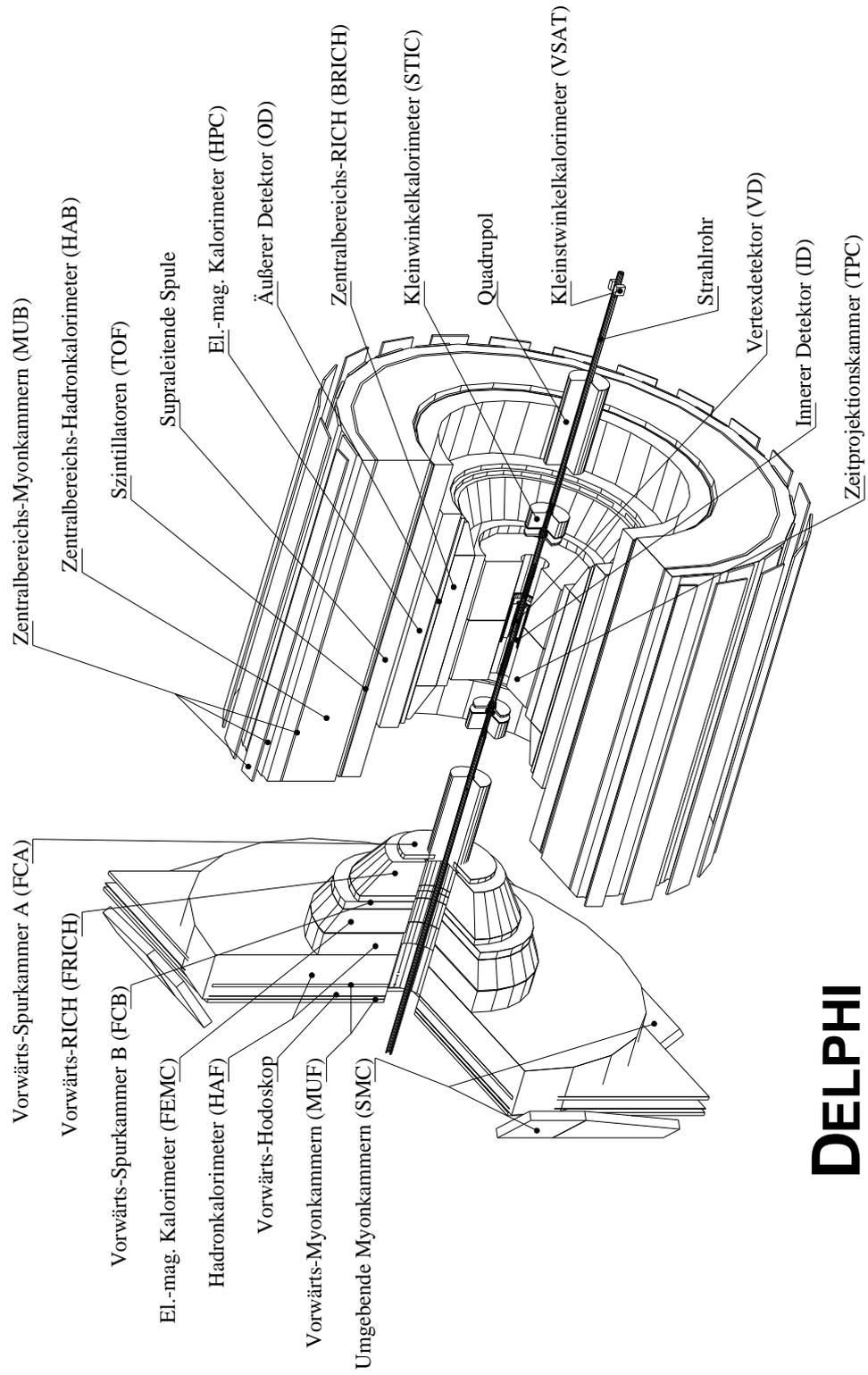


Abbildung 3.2: Der schematische Aufbau von DELPHI.

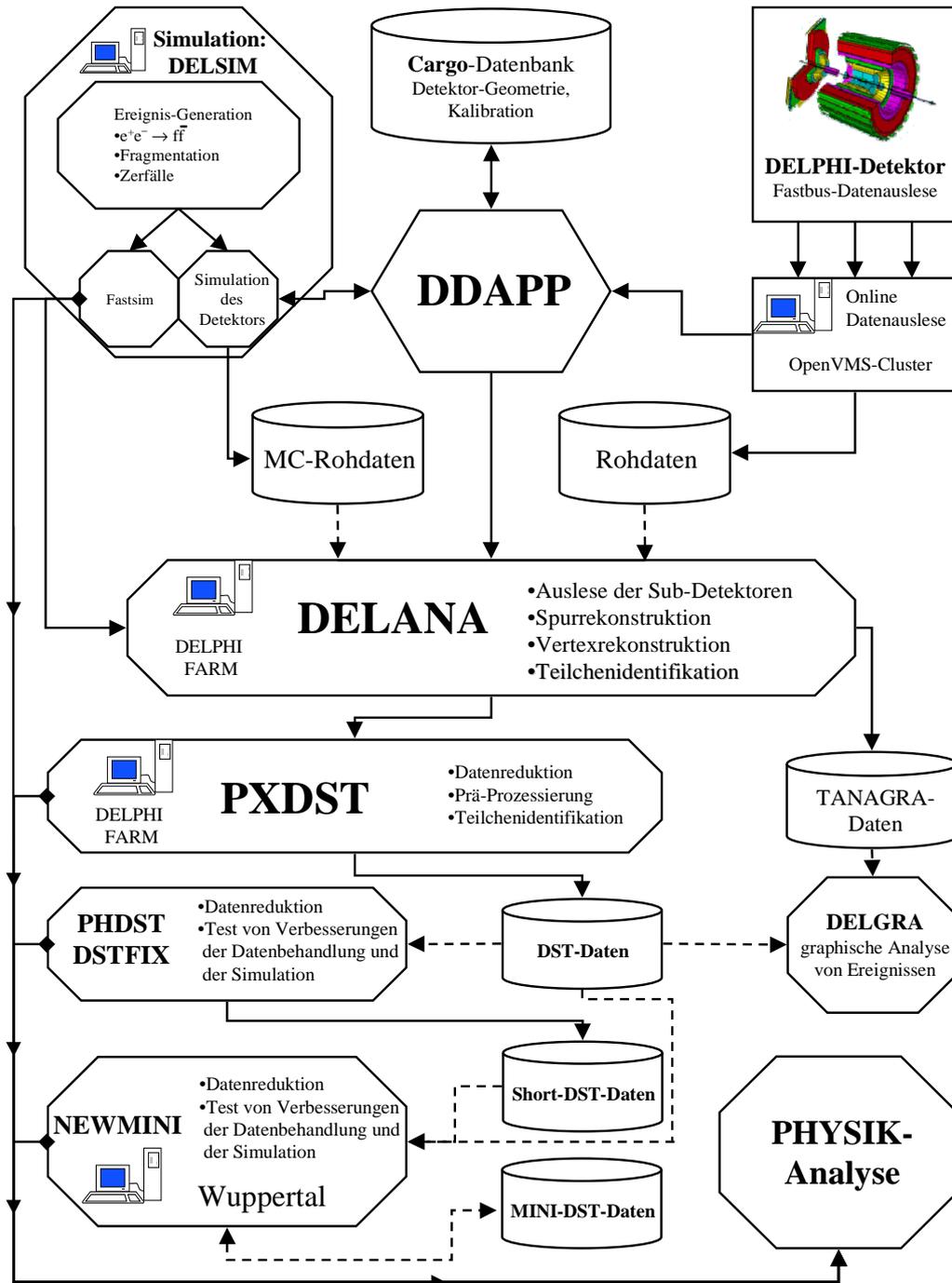


Abbildung 3.3: Die Analyseketten.

# 4

## Die Analysetechniken

Die Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quark-Ereignissen erfordert eine Vielzahl von Analyseschritten. Zunächst muß die Menge der hadronischen Ereignisse (Kapitel 4.1) selektiert werden, aus der anschließend eine hochreine Menge bestehend aus  $b$ -Ereignissen herausgefiltert wird (Kapitel 4.5). Hierfür werden die Begriffe sekundärer und primärer Vertex definiert (Kapitel 4.2 und 4.3). Das Rewichten der simulierten Ereignisse zur besseren Beschreibung der Meßdaten wird in Kapitel 4.4 erläutert. In Kapitel 4.6 werden verschiedene von DELPHI verwendete Methoden der Teilchenidentifikation beschrieben, die von dem Programmpaket BSAURUS (Kapitel 4.7) verwendet werden. BSAURUS, ein auf neuronalen Netzwerken basierendes Programmpaket, berechnet die zentrale Variable dieser Analyse, die es ermöglicht, auf die Quarkladung der einzelnen Hemisphären zu schließen (Kapitel 4.8).

### 4.1 Die Selektion hadronischer Ereignisse

Die von DELPHI gemessenen Ereignisse setzen sich aus hadronischen Ereignissen ( $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ ) und Untergrundereignissen zusammen, die zum einen aus konkurrierenden  $e^+e^-$ -Streuprozessen bestehen:

- leptonische  $Z$ -Zerfälle ( $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow l\bar{l}$ ,  $l = e, \mu, \tau$ )
- Zwei-Photon-Ereignisse

zum anderen aus Ereignissen, die von den  $e^+e^-$ -Streuprozessen unabhängig sind:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkung
- kosmische Strahlung

Für die Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quark-Ereignissen müssen die hadronischen Ereignisse aus der Menge aller Ereignisse selektiert werden. Dies geschieht in mehreren Schritten. Zunächst werden nur Meßperioden berücksichtigt, die einen Detektorstatus besitzen, mit dem eine vollständige und präzise Spurrekonstruktion möglich ist. Notwendig hierfür ist ein Status des zentralen Spurdetektors TPC, von mehr als 99%. Dieser Status gewährleistet eine ausreichende Zuverlässigkeit der Teilchenidentifikation mit

Hilfe der  $\frac{dE}{dx}$ -Messung. Für jedes Ereignis wird der primäre Vertex aus der Menge der geladenen Spuren bestimmt (Kapitel 4.2). Die Impulse der geladenen Spuren werden anschließend bezüglich dieses Vertizes neu berechnet. Für die Ereignisselektion werden nur Spuren herangezogen, die die in Tabelle 4.1 aufgeführten Schnitte erfüllen.

Allgemein	
Ladung $q$	$ q  > 0$
Impuls $ \vec{p} $	$0.4 \text{ GeV} <  \vec{p}  < 50 \text{ GeV}$
relativer Impulsfehler	$\Delta \vec{p} / \vec{p}  < 1$
Spurlänge $l_{tr}$ in der TPC (nicht für ID-VD- und VD <sub>Mammoth</sub> -Spuren)	$l_{tr} > 30 \text{ cm}$
Polarwinkel $\theta_{tr}$	$\theta_{tr} > 20^\circ$
Zentralbereich	
Impaktparameter $\delta$ in $R\phi$	$ \delta_{R\phi}  < 4 \text{ cm}$
Impaktparameter $\delta$ in $z$	$ \delta_z  < 10 \text{ cm}$
Vorwärtsbereich (FCA,FCB)	
$\chi^2$ der erneuten Spuranpassung	$\chi_{ref}^2 < 100$

Tabelle 4.1: Die Spurschnitte zur Ereignisselektion.

Der Schnitt auf den minimalen Impuls unterdrückt hauptsächlich niederenergetische Spuren aus sekundären Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial, welche kaum Information über das Ereignis enthalten. Der relative Fehler der Impulsmessung muß kleiner als 100% sein. Die Schnitte auf die minimale Spurlänge von 30 cm und den minimalen Polarwinkel von  $20^\circ$  gewährleisten, daß die TPC bei der Messung der Spur beteiligt war. Spuren, die nur aus den Meßwerten des VD und ID rekonstruiert wurden, und VD-Spuren, die mit dem Programmpaket MAMMOTH [37] rekonstruiert wurden, werden nicht dem Schnitt auf die Spurlänge unterzogen. Die beiden Impaktparameterschnitte unterdrücken Spuren, die nicht aus dem primären Vertex bzw. Zerfällen kurzlebiger Hadronen stammen, wie beispielsweise Spuren von Ereignissen der kosmischen Strahlung. Spuren, die von den Spurdetektoren FCA und FCB gemessen wurden, müssen die Impaktparameterschnitte nicht erfüllen, da sie eine unzureichende Signifikanz auf den primären Vertex besitzen. Statt dessen muß die Spuranpassung auf den primären Vertex ein  $\chi_{ref}^2$  kleiner als 100 ergeben.

Aus den selektierten Spuren werden Eigenschaften des Ereignisses bestimmt, die verwendet werden, um hadronische Ereignisse von allen gemessenen Ereignissen zu unterscheiden. Diese Schnitte zur Ereignisselektion sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Forderung nach mindestens sieben geladenen Spuren unterdrückt leptonische  $Z$ -Zerfälle sowie Beiträge aus der kosmischen Strahlung. Ereignisse, die durch Wechselwirkungen des Strahls mit dem Gas oder dem Strahlrohr erzeugt werden, sowie Zwei-Photon-Ereignisse haben Energien deutlich unter der Schwerpunktenergie. Diese Ereignisse werden durch den Schnitt auf die geladene Energie diskriminiert. Die Strahl-Gas- und Strahl-Rohr-Wechselwirkungen erzeugen Spuren, welche nur in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung fliegen. Die Forderungen nach geladenen Spuren in beiden Hemisphären ( $N_{ch}^{Hem} \geq 1$ ) und einer Gesamtenergie der

Anzahl der geladenen Spuren	$N_{ch} \geq 7$
Anzahl der Spuren pro Hemisphäre	$N_{ch}^{Hem} \geq 1$
Geladene Energie im Ereignis	$\sum_{i=1}^{N_{ch}} E_i^{ch} \geq 0.15 \times \sqrt{s}$
Geladene Energie pro Hemisphäre	$\sum_{i=1}^{N_{ch}^{Hem}} E_i^{ch} \geq 0.03 \times \sqrt{s}$
Polarwinkel der Thrustachse	$\theta(\vec{T}) > 25.8^\circ$ $\cos(\theta(\vec{T})) < 0.9$

Tabelle 4.2: Die Schnitte der Ereignis Selektion

Spuren pro Hemisphäre von mindestens 3% der Schwerpunktenenergie unterdrücken solche unbalancierten Ereignisse.

Diese oder ähnliche Schnitte werden in vielen Analysen verwendet, die hadronische Ereignisse mit geringem Untergrund selektieren wollen. Zusätzlich zu dieser Standardselektion werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren Ereignisrichtung einen Polarwinkel größer als  $25.8^\circ$  haben. Als Ereignisrichtung wird für diese Analyse die Thrustrichtung  $\vec{T}$  verwendet. Die Thrustrichtung  $\vec{T}$  ist die Projektionsachse, für die die Summe der longitudinalen Impulsanteile aller Spuren maximal wird. Diese Summe normiert auf die Summe des Impulses aller Spuren ist der Thrust:

$$T = \max_{\vec{T}} \frac{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i \vec{T}|}{\sum_{i=1}^N |\vec{p}_i|} . \quad (4.1)$$

Dieser Selektionsschnitt schließt den Bereich des Detektors mit schlechter Identifikation der sekundären Vertizes aus, welche für diese Analyse notwendig sind.

Jahr	Daten	Simulation	$\langle \sqrt{s} \rangle$
1992	600856	1576841	91.280 GeV
1993	424781	1686345	91.225 GeV
1994	1226265	2851888	91.202 GeV
1995	384099	1084865	91.288 GeV
1992-1995	2636001	7199939	91.234 GeV

Tabelle 4.3: Die Anzahl der hadronischen Z-Ereignisse und deren mittlere Energie für die verschiedenen Jahre der Datennahme.

Durch Anwenden dieser Selektionsschnitte werden  $2.636 \cdot 10^6$  hadronische Z Ereignisse bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von 91.234 GeV selektiert (Tabelle 4.3). Der verbleibende Untergrund bestehend aus  $\tau$ , Bhabha und Zwei-Photon-Ereignissen sowie aus Strahl-Gas- oder Strahl-Wand-Wechselwirkung und kosmischer Strahlung ist sehr klein und wird vernachlässigt.

Diese Daten werden mit  $7.2 \cdot 10^6$  simulierten hadronischen Ereignissen verglichen, die mit JETSET 7.3 [38] generiert wurden, das die Parameter der DELPHI-Anpassung verwendet.

## 4.2 Der primäre Vertex

Der Ort, an dem das Elektron mit dem Positron annihiliert, an dem die Fragmentation stattfindet und von dem die gebildeten Hadronen wegfliegen, wird der primäre Vertex genannt. Die Bestimmung des primären Vertex muß für jedes Ereignis separat durchgeführt werden, da die exakte Position sowohl von der räumlichen Ausdehnung der Elektron- und Positronpakete als auch von der zeitlich variierenden LEP-Einstellung abhängt. Für jede Meßperiode mit konstantem Detektorstatus wird ein mittlerer Wechselwirkungsort (Beam Spot) bestimmt [39]. Von diesem ausgehend wird in einer  $\chi^2$ -Anpassung für jedes Ereignis der primäre Vertex berechnet [40, 41].

## 4.3 Die sekundären Vertizes

Der Zerfallsort eines langlebigen Teilchens wird sekundärer Vertex genannt. In hadronischen  $Z$ -Zerfällen werden diese Vertizes hauptsächlich durch zerfallende schwere Hadronen, die ein primäres schweres Quark beinhalten, erzeugt. Die Spuren der von sekundären Vertizes wegfliegenden Teilchen haben große Impaktparameter bezüglich des primären Vertex. Das BTAG-Programm verwendet diese Eigenschaft, um Ereignisse mit primären schweren Quarks von denen mit leichten Quarks zu unterscheiden (4.5.1). Für diese Analyse sind rekonstruierte sekundäre Vertizes in den Ereignissen ein notwendiges Kriterium. Sie werden von dem BSAURUS-Programm mit Hilfe einer Sekundär-Vertex-Anpassung in drei Dimensionen bestimmt, wie in Kapitel 4.7.6 beschrieben. In dieser Analyse wird als Richtung des sekundären Vertex die Richtung bezeichnet, die von dem primären zum sekundären Vertex zeigt.

## 4.4 Das Rewichten der Simulation

Verschiedene Parameter der Simulation sind nicht exakt auf ihre aktuellen Meßwerte eingestellt. Um eine hierdurch bedingte systematische Verschiebung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie zu vermeiden, werden die für diese Messung wichtigen Parameter der Simulation mittels einer Rewichtung der simulierten Ereignisse auf ihre Meßwerte eingestellt. Die hierbei berücksichtigten Parameter sind:

- die relativen Anteile und Lebensdauern von  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_s$  und  $c$ -Baryonen (Tabelle 5.7) [42],
- die mittlere geladene Zerfallsmultiplizität von  $D^0$  ( $2.56 \pm 0.04 \pm 0.03$ ),  $D^+$  ( $2.38 \pm 0.04 \pm 0.05$ ) und  $D_s$  ( $2.69 \pm 0.31 \pm 0.1$ ) [42],
- die relativen Anteile und Lebensdauern von  $B_d$ ,  $B^+$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen (Tabelle 4.4) [43].
- Zusätzlich zu diesen Parametern wird ein Gewicht berücksichtigt, das zwei Variablen (Anzahl der selektierten Spuren pro Hemisphere und die Hemisphärenqualität), die mit dem BSAURUS-Programmpaket berechnet werden, so umgewichtet, daß die Simulation die Meßdaten beschreibt [44]. Die Hemisphärenqualität wird im Kapitel 4.7.5 beschrieben.

Für jedes Ereignis wird einzeln überprüft, ob die umzuwichtenden Parameter das Ereignis beeinflussen würden. Falls mindestens ein Parameter das Ereignis beeinflusst, so muß es umgewichtet werden. Hierzu werden multiplikative Gewichte für jeden umzuwichtenden Parameter auf das Ereignis angewendet.

$b$ -Hadron	Anteil [%]	Lebensdauer [ps]
$B_d$	$40.1 \pm 1.0$	$1.562 \pm 0.029$
$B^+$	$40.1 \pm 1.0$	$1.656 \pm 0.025$
$B_s$	$10.0 \pm 1.2$	$1.464 \pm 0.057$
$b$ -Baryon	$9.9 \pm 1.7$	$1.208 \pm 0.051$

Tabelle 4.4: Anteil und Lebensdauer von  $b$ -Hadronen [43].

## 4.5 Die Identifikation von $b$ -Ereignissen

In hadronischen  $Z$ -Zerfällen ist die Untersuchung der Ereignisse getrennt nach den einzelnen Quarksorten von großem Interesse, weil dadurch die flavourabhängigen Vorhersagen des Standardmodells getestet werden können. Für  $b$ -Ereignisse läßt sich die Trennung von den übrigen Quarksorten durch Ausnutzen der besonderen Eigenschaften der  $b$ -Hadronen und deren Zerfällen durchführen.  $b$ -Hadronen besitzen im Vergleich zu den anderen Hadronen eine große Masse von mehr als 5 GeV, eine lange Lebensdauer im Bereich von 1.5 ps und tragen einen großen Anteil der Energie des primären  $b$ -Quarks (siehe Kapitel 2.5). Sie zerfallen aufgrund der großen Masse in viele Tochterpartikel, die wiederum einen großen Transversalimpuls  $p_{\perp}$  zur Jetachse aufweisen. Die DELPHI-Kollaboration hat das Softwarepaket BTAG [45–47] entwickelt, welches die spezielle Topologie der  $b$ -Ereignisse ausnutzt, um diese mit hoher Effizienz und Reinheit zu identifizieren.

### 4.5.1 Die Impaktparameter-Methode

Die große Lebensdauer, verbunden mit dem hohen  $p_{\perp}$  zur Jetachse, führt zu großen Impaktparametern der Zerfallsteilchen in bezug auf den primären Vertex. Abbildung 4.1 veranschaulicht die Definition des Spurimpaktparameters als kleinstem Abstand der Spur zum primären Vertex. Große positive Impaktparameter werden von Spuren aus sekundären Vertices erzeugt, wohingegen die negativen Impaktparameter die Detektorauflösung widerspiegeln. Aus dem Spurimpakt  $\delta_i$  und dessen Fehler  $\sigma_i$  läßt sich die Signifikanz  $S_i = \delta_i/\sigma_i$  einer Spur berechnen. Spuren aus Zerfällen besitzen eine große positive Signifikanz, während Spuren aus dem primären Vertex kleine Impaktparameter und kleine Signifikanzen aufweisen. Aus den Signifikanzen läßt sich eine Spurwahrscheinlichkeit  $P(S_i)$  definieren, welche angibt, ob die Spur aus dem primären Vertex stammt:

$$P(S_i) = \begin{cases} \int_{S < S_i} f(S_i) dS & , S_i < 0 \\ P(-S_i) & , S_i > 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

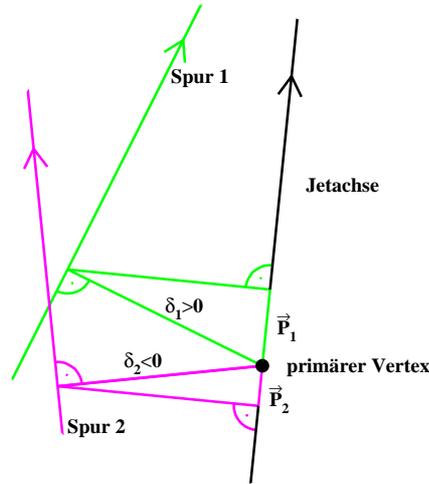


Abbildung 4.1: Der Impaktparameter  $\delta$  ist der kleinste Abstand einer Spur zum primären Vertex. Der Impaktparameter wird positiv (negativ) gewertet, falls die Projektion  $\vec{P}$  des Impaktparameters auf die zugehörige Jetachse in (negative) Jetrichtung zeigt.

Die Auflösungsfunktion  $f(S)$  wird direkt aus den Datenverteilungen mit reduziertem  $b$ -Anteil und negativen Impaktparametern ermittelt. Negative Impaktparameter ergeben sich durch die Detektorauflösung und aus Fehlmessungen bei der Spurrekonstruktion. Für eine Gruppe von Spuren (z.B. Ereignis, Hemisphäre, Jet) läßt sich eine  $N$ -Spur-Wahrscheinlichkeit definieren, welche angibt, ob die Gruppe mit dem primären Vertex verträglich ist:

$$P_N = \prod_{i=1}^N P(S_i) \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \prod P(S_i))^j}{j!} . \quad (4.3)$$

Die Wahrscheinlichkeiten  $P(S_i)$  (Gleichung 4.2) und  $P_N$  sind so konstruiert, daß Spuren aus sekundären Vertizes kleine Werte für die Wahrscheinlichkeiten ergeben.  $b$ -Ereignisse treten somit gehäuft bei kleinen  $P_N$  auf.

#### 4.5.2 Die verbesserte Impaktparameter-Methode

Die in dieser Analyse verwendete Version des BTAG-Programms [47, 48] kombiniert die Signaturen verschiedener Variablen, um die Reinheit und die Effizienz der Identifikation zu erhöhen. Nach einer hadronischen Spurselektion wird mit dem JADE-Algorithmus ( $y_{cut} = 0.01$ ) die Jetstruktur des Ereignisses aufgelöst. Die einzelnen Variablen werden dann aus einer Untermenge der Spuren für jeden Jet bestimmt, wobei weitere Kriterien an die verwendeten Spuren gestellt werden. Dabei werden drei Klassen  $\mathcal{K}_1$ - $\mathcal{K}_3$  von Spurmengen mit abnehmender Qualität unterschieden.  $\mathcal{K}_1$ -Spuren werden aus den auslaufenden Spuren eines rekonstruierten sekundären Vertex gebildet. Wird in einem Jet kein sekundärer Vertex rekonstruiert, so werden die Spuren mit positiver Signifikanz und

der Wahrscheinlichkeit  $P(S_i) < 0.05$  (Kapitel 4.5.1) der Klasse  $\mathcal{K}_2$  zugewiesen. Falls nur eine Spur mit ausreichender Wahrscheinlichkeit  $P(S_i) < 0.05$  in einem Jet gefunden wird, so werden alle Spuren mit positiver Signifikanz der Klasse  $\mathcal{K}_3$  zugeordnet. Mit diesen Spurgruppen werden die folgenden Diskriminanzvariablen bestimmt:

- a) Die Wahrscheinlichkeit  $P_j^+$  aus der Lebensdauerinformation von Spuren mit positiven Signifikanzen ist die in Gleichung 4.3 definierte Wahrscheinlichkeit für eine Gruppe von Spuren, die aus dem primären Vertex stammen. Abbildung 4.2a zeigt die Verteilung  $-\log_{10}(P_j^+)$  getrennt für  $b$ -,  $c$ - und  $uds$ -Ereignisse für Jets mit sekundärem Vertex. Es ergibt sich eine gute Separation zwischen  $uds$ - und  $b$ -Quarks. Die vergleichbar großen Lebensdauern der  $D$ -Mesonen führen zu einer deutlich schlechteren Trennung zwischen  $b$ - und  $c$ -Ereignissen. Die Größe  $P_j^+$  wird für alle drei Spurklassen bestimmt.
- b) Die effektive Masse  $M_s$  der Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex ist in Abbildung 4.2b gezeigt. Während die Massenverteilung für Jets in  $c$ -Ereignissen deutlich im Bereich der  $D$ -Massen abbricht, reicht die Verteilung der Massen der  $b$ -Jets bis zu den  $b$ -Hadron-Massen. Diese Größe wird für die Klassen  $\mathcal{K}_1$  und  $\mathcal{K}_2$  bestimmt.
- c) Die Rapidität  $R_s^{tr}$  einer Spur mit der Energie  $E$  und dem Longitudinalimpuls  $p_{||}$  bezogen auf die Jetachse ist:

$$R_s^{tr} = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \right). \quad (4.4)$$

Als Maximalwert für die Rapidität ergibt sich für die initialen Quarks  $\ln(2E/m_q)$ , wobei  $2E$  dann der Schwerpunktennergie entspricht. Die Rapidität für  $b$ -Quarks ist somit kleiner als für  $c$ -Quarks. Die maximale Rapidität ist im Mittel in Zerfällen erhalten, so daß auch für die Zerfallsteilchen aus  $b$ - und  $c$ -Hadronen ein entsprechendes Verhalten gilt. In Abbildung 4.2c ist die Verteilung der Spurrapiditäten für Jets mit sekundärem Vertex dargestellt. Sekundäre Vertizes in  $uds$ -Ereignissen werden hauptsächlich durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial erzeugt. Die daraus rekonstruierten Spuren besitzen im allgemeinen kleinere Energien und werden unter großen Winkeln in bezug auf die Jetachse erzeugt. Ihre Rapiditäten sind somit zu kleineren Werten verschoben. Diese Variable wird für alle drei Klassen  $\mathcal{K}_1$ - $\mathcal{K}_3$  bestimmt.

- d) Die Energie von  $b$ -Hadronen ist im Mittel deutlich größer als die Energie von Hadronen, die aus leichteren Quarks aufgebaut sind (Kapitel 2.5). Dieser Effekt zeigt sich ebenfalls in der Verteilung des Energieanteils  $X_s^{ch}$  der geladenen Spuren aus dem sekundären Vertex an der Jetenergie. Die Verteilung für  $X_s^{ch}$  ist in Abbildung 4.2d gezeigt. Aufgrund des geringen Separationsvermögens wird diese Variable nur für Jets mit rekonstruiertem sekundären Vertex verwendet ( $\mathcal{K}_1$ ).
- e) Die Transversalimpulse von Tochterteilchen bezüglich der Flugrichtung des Mutterteilchens sind für  $b$ -Hadronen im Mittel größer als für  $c$ -Hadronen. Die Spuren, die von einem sekundären Vertex wegfliegen, zeigen bezüglich der Richtung vom primären zum sekundären Vertex auch dieses Verhalten. Als weitere Diskriminanzvariable wird von den Spuren des sekundären Vertex der Logarithmus zur Basis

Zehn aus der Summe der transversalen Impulskomponenten verwendet ( $\log_{10}(P_s^t)$ ). Die Abbildung 4.2e zeigt eine deutliche Trennung zwischen den  $b$ - und  $c$ -Ereignisse fuer diese Variable [49]. Diese Variable wird nur für die Klasse ( $\mathcal{K}_1$ ) berechnet.

- f) Die Verteilung des transversalen Impulses  $P_T$  von identifizierten Leptonen bezüglich der Jetrichtung hat für  $b$ -,  $c$ - und  $uds$ -Ereignisse eine unterschiedliche Form. In  $b$ -Ereignissen werden wesentlich mehr Leptonen mit hohen Transversalimpulsen erzeugt als in  $c$ - und  $uds$ -Ereignisse. In Abbildung 4.2f sind die Transversalimpulse für die verschiedenen Quarksorten dargestellt. Eine genaue Beschreibung der hierfür verwendeten Leptonidentifikation findet sich in [48]. Diese Variable wird für alle drei Klassen  $\mathcal{K}_1$ - $\mathcal{K}_3$  bestimmt falls ein Lepton identifiziert wird.

Zur Trennung von Signal und Untergrund wird für jeden Jet die Identifikationsvariable  $y_{\text{Jet}}$  aus den Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen  $f^S$  für das Signal und  $f^B$  für den Untergrund definiert:

$$y_{\text{Jet}} = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)}. \quad (4.5)$$

Unter Verwendung einer geeigneten Variablentransformation [47] zeigt sich, daß das Verhältnis aus den Wahrscheinlichkeits-Dichte-Funktionen ein monotonen Verhalten in Abhängigkeit von  $y_{\text{Jet}}$  besitzt. Es ergibt sich daraus, daß ein Schnitt  $y_{\text{Jet}} < y_0$  die beste Trennung zwischen Signal und Untergrund erzielt.

Sind die Diskriminanzvariablen  $x_i$  nur schwach korreliert, so faktorisiert  $y_{\text{Jet}}$  zu:

$$y_{\text{Jet}} = \prod_{i=1}^n \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)}, \quad (4.6)$$

wodurch eine individuelle Bestimmung der Funktionen  $f_i^S$  und  $f_i^B$  möglich wird. Das Produkt in Gleichung 4.6 berücksichtigt alle verwendeten Variablen in einem Jet, wobei die Spurrapiditäten  $R_s^{tr}$  einzeln in das Produkt eingehen. Die Untergrundbeiträge aus  $c$ - und  $uds$ -Ereignissen besitzen unterschiedliche und unabhängige Verteilungen in den Diskriminanzvariablen. Somit können deren Beiträge in separate Verhältnisse zu dem  $b$ -Signal aufgeteilt werden:

$$y_{\text{Jet}} = n_c \prod \frac{f_i^c(x_i)}{f_i^b(x_i)} + n_{uds} \prod \frac{f_i^{uds}(x_i)}{f_i^b(x_i)} = n_c \cdot y_{\text{Jet}}^c + n_{uds} \cdot y_{\text{Jet}}^{uds}. \quad (4.7)$$

Für die Normierungsfaktoren  $n_c$  und  $n_{uds}$  gilt:  $n_c + n_{uds} = 1$ . Selektiert man  $b$ -Ereignisse mit dem Schnitt  $y_{\text{Jet}} < y_0$ , so ergeben sich die im linken Teil der Abbildung 4.3 dargestellten Effizienzen und Reinheiten für die Diskriminanzvariablen  $P_j^+$ ,  $M_s$ ,  $R_s^{tr}$  und  $X_s^{ch}$ . Es zeigt sich eine starke Unterdrückung des Untergrunds für die kombinierte Identifikation im Vergleich mit der einfachen Lebensdauer-Methode  $P_j^+$ . Der Anteil von  $c$ - und  $uds$ -Ereignissen reduziert sich um etwa einen Faktor sechs von 2.9% auf 0.5% bei einer Effizienz von 20%. Weiterhin erkennt man, daß auch durch die Hinzunahme einer nur schwach separierenden, aber unabhängigen Variablen (z.B.  $X_s^{ch}$ ) die Qualität der Identifikation verbessert wird. Im rechten Teil der Abbildung 4.3 ist die Verbesserung der  $b$ -Identifikation durch die Hinzunahme der transversalen Impulse  $P_T$  von identifizierten

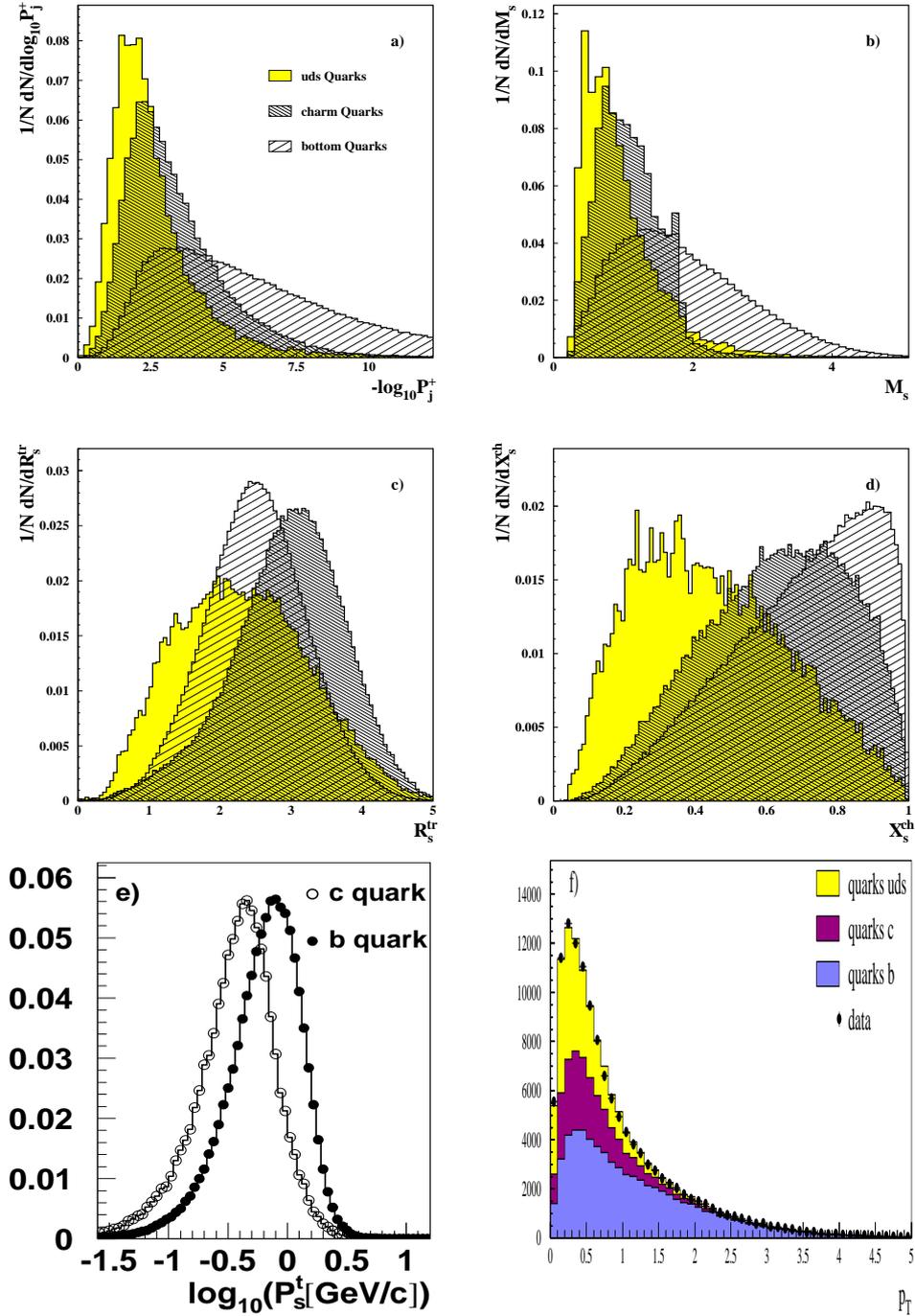


Abbildung 4.2: Die Diskriminanzvariablen zur Berechnung des  $b_{\text{tag}}$ . a) Wahrscheinlichkeit  $P_j^+$  aus der Lebensdauerinformation, b) effektive Masse  $M_s$ , c) Rapidity  $R_s^r$ , d) Energieanteil  $X_s^{\text{ch}}$  [47]. e) Logarithmus aus den Transversalimpuls der Spuren des sekundären Vertex  $\log_{10}(P_s^t)$  [49]. f) Transversalimpuls  $P_T$  von identifizierten Leptonen [48, 49].

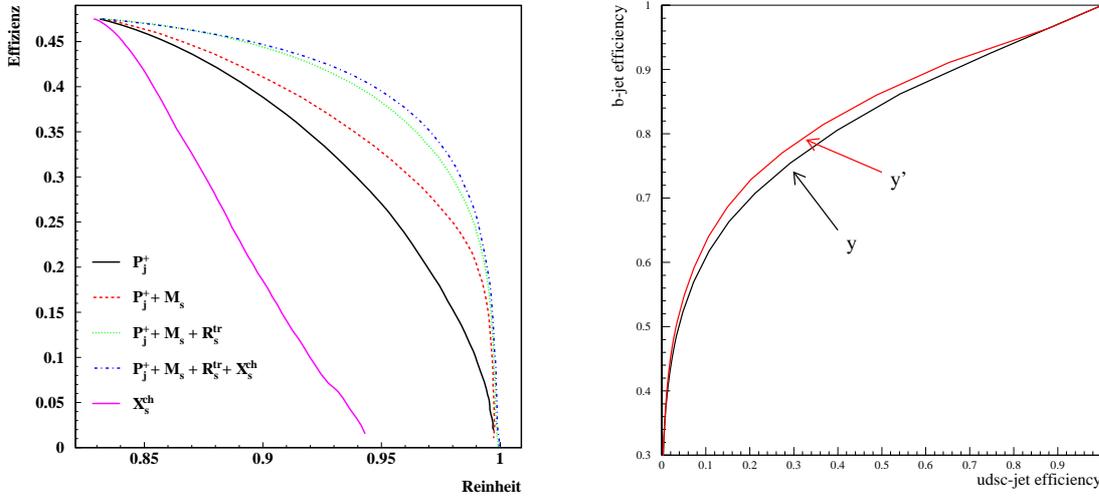


Abbildung 4.3: Links: Die Effizienzen und Reinheiten des  $b_{\text{tag}}$  für die Diskriminanzvariablen  $P_j^+$ ,  $M_s$ ,  $R_s^{tr}$ ,  $X_s^{ch}$  (Hemisphärentag) [47]. Rechts: Vergleich des  $b_{\text{tag}}$  ( $y$ ) berechnet aus den Diskriminanzvariablen  $P_j^+$ ,  $M_s$ ,  $R_s^{tr}$  und  $X_s^{ch}$  mit einem verbesserten  $b_{\text{tag}}$  ( $y'$ ) der zusätzlich den Transversalimpuls von identifizierten Leptonen verwendet. Gezeigt wird die Effizienz der  $b$ -Jets als Funktion der Effizienz der  $udsc$ -Jets [48].

Leptonen dargestellt (Linie  $y'$ ). Als Vergleich wird die Identifikation mit den Diskriminanzvariablen  $P_j^+$ ,  $M_s$ ,  $R_s^{tr}$  und  $X_s^{ch}$  herangezogen (Linie  $y$ ), die über einen langen Zeitraum die Standardidentifikation von DELPHI war.

Um eine Identifikationsvariable  $\mathcal{P}_{ev}$  für das gesamte Ereignis zu erhalten, werden die Variablen  $y_{\text{Jet}}$  der Jets zusammengefaßt. Dabei werden die Informationen der beiden Jets mit den größten Werten von  $-\log_{10}(y_{\text{Jet}})$  getrennt für die  $c$ - und  $uds$ -Anteile kombiniert:

$$\mathcal{P}_{ev} = -\log_{10} \left( n_c \prod_{j=1}^2 y_{\text{Jet},j}^c + n_{uds} \prod_{j=1}^2 y_{\text{Jet},j}^{uds} \right). \quad (4.8)$$

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung  $\mathcal{P}_{ev}$ , die auch  $b_{\text{tag}}$ -Variable genannt wird, getrennt für die Anteile aus  $b$ -,  $c$ - und  $uds$ -Ereignissen.

### 4.5.3 Die Bestimmung der Effizienz und der Reinheit

Extrem reine  $b$ -Ereignismengen können durch einen Schnitt auf die  $b_{\text{tag}}$ -Variable angereichert werden.  $b$ -Quarkereignisse haben im Mittel große  $b_{\text{tag}}$ -Werte, während Untergrundereignisse aus  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Ereignissen im Mittel kleine  $b_{\text{tag}}$ -Werte haben. Für die Simulation wurde eine Feineinstellung der Parameter des BTAG-Programms durchgeführt, um die Effizienzen der Untergrundquarks richtig zu beschreiben [45–47]. Dies

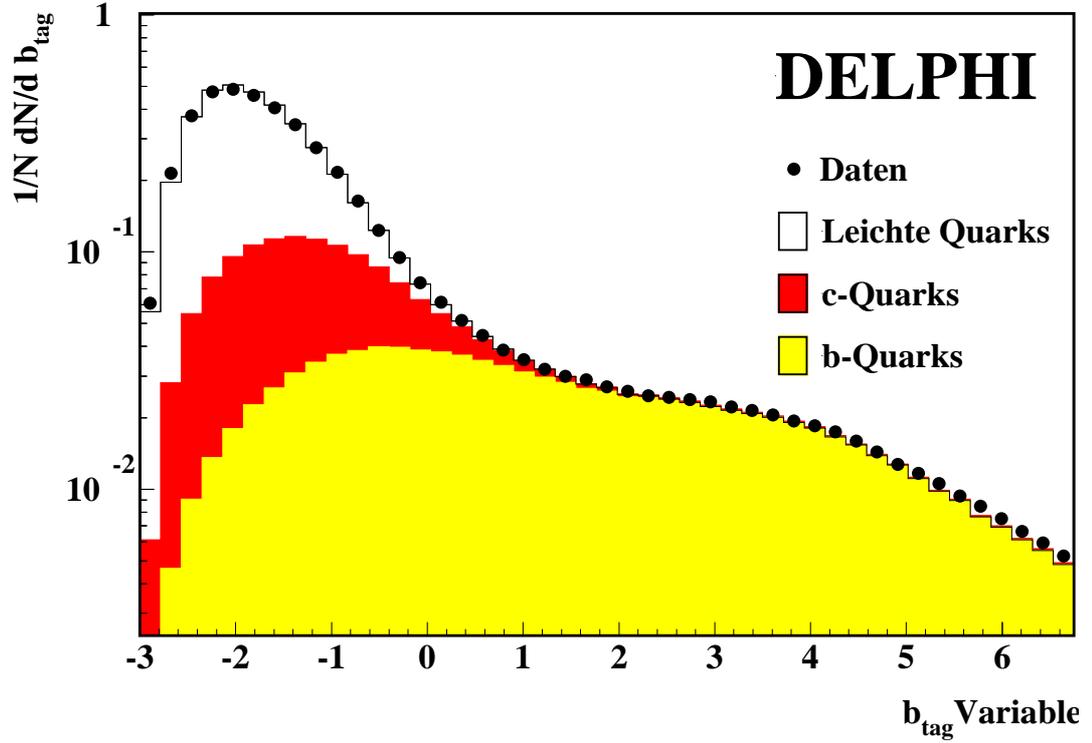


Abbildung 4.4: Die  $b_{\text{tag}}$ -Verteilung der verbesserten Impaktparameter-Methode für das Jahr 1994.

wurde für jedes Jahr einzeln eingestellt, damit Veränderungen des Detektors berücksichtigt werden. Bedingt durch ungenaue Kenntnis von Detektorauflösung, physikalischen Zerfalleigenschaften und die Modellierung selbst, von denen die einzelnen Diskriminanzvariablen auf unterschiedliche Weise abhängen, kann das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in der Simulation etwas von den Daten abweichen. Um diese ungenaue Beschreibung des verbleibenden Untergrundanteils zu vermeiden, werden die Reinheit  $p_b$  und die Effizienz der  $b$ -Ereignisse direkt aus den Daten bestimmt. Die Reinheiten des Untergrundes  $p_c$ ,  $p_s$ ,  $p_u$  und  $p_d$  werden auch aus den Daten jedoch unter Verwendung der entsprechenden Untergrundeffizienz bestimmt. Dadurch sind die gemessenen Reinheiten des Untergrundes mit den Untergrundreinheiten der Simulation korreliert. Zunächst wird hierzu  $\epsilon_b$  gemessen:

$$\epsilon_b(\text{cut}) = \frac{\mathcal{F}(\text{cut}) - R_c \cdot \epsilon_c(\text{cut}) - (1 - R_c - R_b) \cdot \epsilon_{uds}(\text{cut})}{R_b}, \quad (4.9)$$

wobei  $\mathcal{F}$  der Anteil der selektierten Ereignisse bei einem bestimmten  $b_{\text{tag}}$ -Schnitt ist.  $\epsilon_{uds}$  und  $\epsilon_c$  sind die Effizienzen der in der selektierten Menge verbleibenden leichten Quarks und  $c$ -Quarks und werden aus der Simulation abgeschätzt. Die hadronischen  $Z$  Zerfallsraten  $R_b$  und  $R_c$  der schweren Quarks werden auf die LEP-Mittelwerte  $R_c = 0.1709 \pm 0.0034$  und  $R_b = 0.21653 \pm 0.00069$  [8] gesetzt. Aus den Effizienzen wird die Reinheit  $p_f$  für alle

Quarksorten berechnet:

$$p_f(\text{cut}) = \epsilon_f(\text{cut}) \cdot \frac{R_f}{\mathcal{F}(\text{cut})}. \quad (4.10)$$

Die in dieser Analyse verwendeten  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte und die dazugehörigen Reinheiten und Effizienzen werden für die Daten und die Simulation in Tabelle 4.5 gezeigt. Verglichen mit den Daten unterschätzt die Simulation die Effizienzen und die Reinheiten. Das gleiche Verhalten wird auch bei anderen Messungen der DELPHI-Kollaboration beobachtet [50, 51]. Die sehr hohe Reinheit der  $b$ -Ereignismenge von ungefähr 93% wird verwendet, um systematische Effekte aufgrund des Untergrundes zu minimieren. Der verbleibende Untergrund setzt sich zu über 70% aus hadronischen  $Z$ -Zerfällen in  $c$ -Quarks zusammen. Die durch diesen Anteil entstehenden Unsicherheiten dieser Messung werden bei der Abschätzung der systematischen Fehler berücksichtigt.

Jahr	$b_{\text{tag}}$ Schnitt	$p_b$ [%]		$\epsilon_b$ [%]	
		Daten	Sim.	Daten	Sim.
1992	-0.1	$93.42 \pm 0.19$	$93.25 \pm 0.05$	$56.31 \pm 0.13$	$53.57 \pm 0.08$
1993	-0.1	$93.15 \pm 0.24$	$93.01 \pm 0.05$	$57.57 \pm 0.16$	$54.80 \pm 0.08$
1994	0.1	$92.33 \pm 0.15$	$92.11 \pm 0.04$	$67.09 \pm 0.09$	$63.72 \pm 0.06$
1995	0.1	$92.64 \pm 0.27$	$92.36 \pm 0.06$	$66.87 \pm 0.16$	$62.89 \pm 0.10$

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte und der resultierenden Reinheit  $p_b$  und Effizienz  $\epsilon_b$  für Daten und Simulation.

## 4.6 Die Teilchenidentifikation

Eins der herausragenden Merkmale des DELPHI-Detektors ist die gute Teilchenidentifikation mit Hilfe verschiedener Methoden, die den Cherenkov-Effekt, die spezifische Ionisation  $\frac{dE}{dx}$ , die Messungen der Myonkammern und die Messungen der Kalorimeter verwenden.

### 4.6.1 Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Cherenkov-Strahlung

Durchquert ein geladenes Teilchen ein Medium mit einer größeren Geschwindigkeit als die Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, so emittiert es Cherenkov-Licht unter dem Winkel  $\theta_C$  zur Flugbahn:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \frac{m^2}{p^2}}. \quad (4.11)$$

Hierbei ist  $\beta = p/E$  die Relativgeschwindigkeit,  $m$  die Masse,  $p$  der Impulsbetrag und  $E$  die Energie des Teilchens,  $n$  ist der Brechungsindex des Mediums und es gilt  $c = 1$ . Durch eine Messung des Winkels  $\theta_C$  mit den RICH-Detektoren zusammen mit der Impulsmessung durch die Spurdetektoren kann die Masse des Teilchens eindeutig bestimmt

werden. Aus Gleichung 4.11 und der Bedingung  $\cos \theta_C < 1$  ergibt sich eine Schranke für den Teilchenimpuls:

$$p > \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (4.12)$$

Unterhalb dieser Schranke wird kein Cherenkov-Licht abgestrahlt, wodurch diese Messung dann als Veto verwendet wird. Unabhängig von der Teilchenmasse existiert ein Sättigungswinkel  $\theta_C^{max}$ , der für  $\beta \approx 1$  erreicht wird:

$$\cos \theta_C^{max} \approx \frac{1}{n}. \quad (4.13)$$

Der RICH-Detektor im Zentralbereich besitzt zwei verschiedene Radiatoren. Der Teil mit dem Flüssigkeitsradiator besitzt einen Brechungsindex von  $n = 1.283$  und deckt den Impulsbereich von 0.7 GeV bis 8 GeV ab. Der Gasradiator mit einem Brechungsindex von  $n = 1.00172$  ermöglicht die Teilchenidentifikation oberhalb von 2.5 GeV. Die Abbildung 4.5 veranschaulicht die Teilchenidentifikation mit den RICH-Detektoren. Gut zu erkennen sind hierbei die nur vom Radiator abhängigen Sättigungswinkel und die Annäherung der gut voneinander separierten Massenbänder an die jeweilige Impulsschranke.

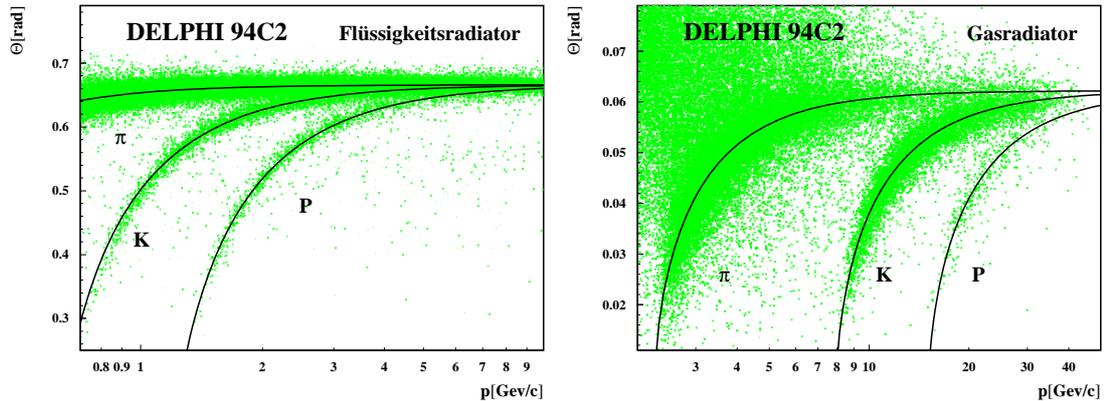


Abbildung 4.5: Die Verteilungen der Cherenkov-Winkel im Flüssigkeits- (links) und Gasradiator (rechts). Die Erwartungen für Pionen, Kaonen und Protonen sind als Linien dargestellt.

Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors sind in der Abbildung 4.6 dargestellt. Teilchen aus dem Inneren von DELPHI durchfliegen zuerst den Flüssigkeitsradiator. Dort strahlen sie einige Cherenkov-Photonen unter dem Winkel  $\theta_C$  ab, die sich entlang einer Kegeloberfläche um die Teilchenspur auf eine Driftröhre zubewegen. In der Driftröhre konvertieren die Photonen zu Elektronen, die mit dem TPC-Prinzip gemessen werden. Die Orte der Konversionen liegen auf Kreisen, deren Radien von den Cherenkov-Winkeln  $\theta_C$  abhängen. Nach dem Durchfliegen der Driftröhre kommen die Teilchen in den Gasradiator, strahlen dort wiederum Cherenkov-Licht ab, das über Spiegel auf die Driftröhre abgebildet wird. Auch die Photonen des Gasradiators erzeugen Konversionsorte auf einem Kreis. Die einzelnen Cherenkov-Photonen werden den Spurkandidaten

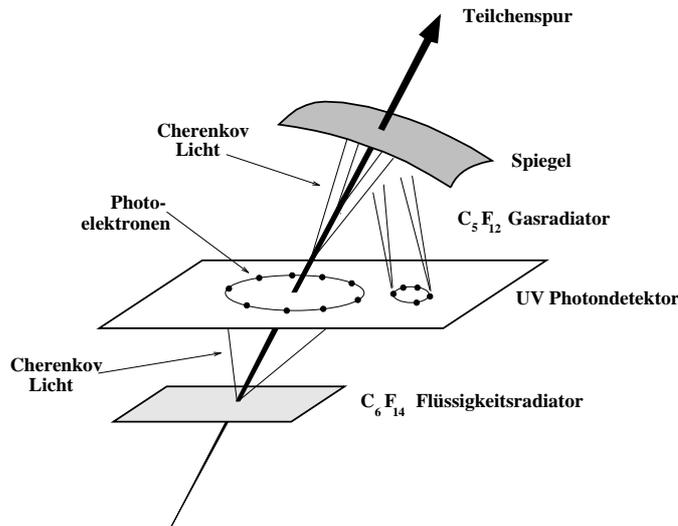


Abbildung 4.6: *Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors.*

zugeordnet und der Cherenkov-Winkel mit einer Genauigkeit von 13.3 mrad (Flüssigkeitsradiator) bzw. 4.3 mrad (Gasradiator) bestimmt [35, 36]. Die auftretenden Ambiguitäten bei der Berechnung des mittleren Cherenkov-Winkels werden von dem Programmpaket RIBMEAN [52] gelöst.

#### 4.6.2 Die Teilchenidentifikation mit Hilfe der spezifischen Ionisation $\frac{dE}{dx}$

Beim Durchfliegen des Gasvolumens der TPC erzeugen geladene Teilchen durch Ionisation etwa 70 Elektronen pro Zentimeter. Dieser Energieverlust pro Wegstrecke ist impuls- und massenabhängig und wird von der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Für minimal ionisierende Teilchen ist das Verhalten der spezifischen Ionisation  $\frac{dE}{dx}$  in Abbildung 4.7 (links) dargestellt. Die Primärelektronen der Ionisation driften zu den Endkappen der TPC, wo sie von bis zu 192 Signaldrähten und den Kathodenplatten gemessen werden. Die Signalhöhen auf den Auslesedrähten sind proportional zu den primären Ionisationen. Sie werden den einzelnen Spuren zugeordnet und unter Verwendung einer Landau-Verteilung, die die statistische Natur der Pulshöhen beschreibt, genau bestimmt. Die  $\frac{dE}{dx}$ -Messung wurde kalibriert [53, 54], so daß eine gute Auflösung der einzelnen Massenbänder erreicht wird. Die mittlere Trennung zwischen Kaonen und Pionen beträgt etwa  $2\sigma$ . Die Abbildung 4.7 (rechts) zeigt DELPHI-Meßdaten zusammen mit den Massenhypothesen durch die Bethe-Bloch-Gleichung.

#### 4.6.3 Die Identifikation von neutralen Pionen

Zur Identifikation von neutralen Pionen werden die Photonen des Zerfallskanals  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  gemessen und daraus das  $\pi^0$  rekonstruiert. Die Photonen werden entweder durch ihre Kon-

versionselektronen oder durch Schauer in den elektromagnetischen Kalorimetern gemessen. Eine ausführliche Beschreibung der Photonrekonstruktion im Zentralbereich von DELPHI findet sich in [55]. Im Vorwärtsbereich können die Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters nicht zur  $\pi^0$ -Identifikation verwendet werden, da diese Messung durch zu viel Materie vor dem Kalorimeter gestört wird. Vor der HPC zerfallende neutrale Pionen können durch ihre Zerfallsphotonen vollständig rekonstruiert werden. Für  $\pi^0$ -Mesonen mit einer Energie ab 6 GeV haben die beiden Zerfallsphotonen einen Öffnungswinkel unterhalb von  $2^\circ$ . Die dadurch erzeugten Schauer in der HPC können dann nicht mehr voneinander getrennt werden. Die Schauerform unterscheidet sich jedoch von den Schauerformen des Untergrundes, so daß die Analyse der HPC-Schauerformen die Identifikation weiterer neutraler Pionen ermöglicht [56, 57]. Alle Schauer in der HPC, die nicht als neutrale Pionen identifiziert oder keinem Spurkandidaten der Spurrekonstruktion zugeordnet werden können, werden als Photon-Kandidaten akzeptiert. Ungefähr 41%/sin  $\theta$  aller Photonen konvertieren vor Erreichen der HPC. Diese Photonen können durch ihre Konversionselektronen rekonstruiert werden. Aus den Kombinationen von zwei Konversionselektronen sowie einem Konversionselektron und einem Photon aus der HPC werden weitere neutrale Pionen zusätzlich zu den Kombinationen aus zwei HPC-Photonen rekonstruiert.

#### 4.6.4 Die Identifikation von Leptonen

##### Die Elektronidentifikation

Neben der Elektronidentifikation über die  $\frac{dE}{dx}$ -Messung und der Identifikation mit Hilfe des Cherenkov-Effekts basiert die Elektronidentifikation auf den Messungen der elektromagnetischen Kalorimeter HPC und EMF. Die hohe dreidimensionale Ortsauflösung der HPC wird verwendet, um Separationsvariablen für die Elektronidentifikation zu konstruieren:

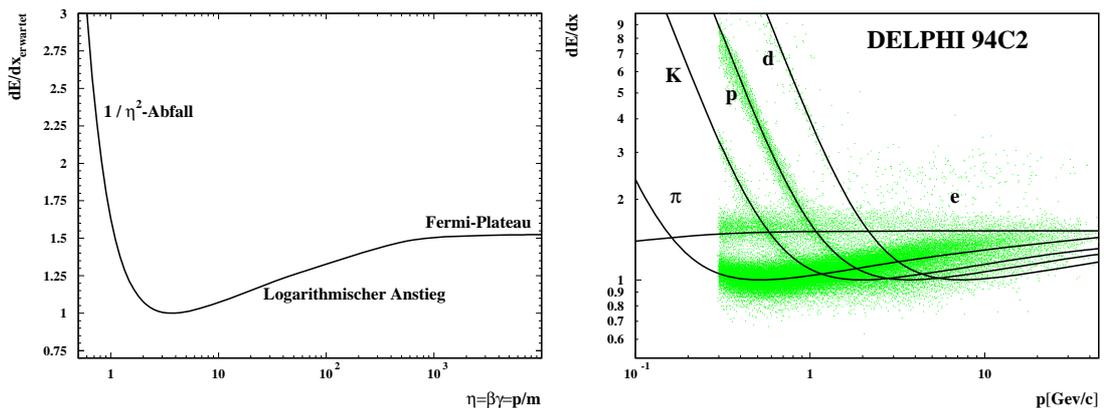


Abbildung 4.7: Die erwartete Verteilung für den Energieverlust beschrieben durch die Bethe-Bloch-Formel in Abhängigkeit von  $\eta = p/m$  (links) und die gemessenen  $\frac{dE}{dx}$ -Verteilung für verschiedene Teilchensorten (rechts).

- Das Verhältnis  $\frac{E}{p}$  für Elektronen ist nahe bei eins. Hierbei ist  $E$  die gemessene Energie der HPC und  $p$  ist der Impuls der Spurrekonstruktion.
- Die longitudinale Spurentwicklung wird verwendet.

Das Programmpaket ELEPHANT [56] rekonstruiert mit diesen Informationen Elektronen mit einer Effizienz von 55% bei einer Fehlidentifikation von Hadronen von 0.4%.

### **Die Myonidentifikation**

Die Myonkammern liefern für nahezu den gesamten Raumwinkel von  $4\pi$  Meßdaten für die Myonidentifikation. Zusätzlich zu den Myonkammer-Messungen können für hochenergetische, räumlich isolierte Myonen auch Informationen der elektromagnetischen (HPC,EMF) und des Hadronkalorimeters (HCAL) hinzugezogen werden [58].

## 4.7 Das Programmpaket BSAURUS

BSAURUS [44] ist ein Programmpaket für die inklusive Rekonstruktion von  $B$ -Hadronen in von DELPHI gemessenen  $Z$ -Zerfällen. Wegen der großen Masse von  $B$ -Hadronen gibt es sehr viele Zerfallskanäle, die alle kleine Zerfallsbreiten haben. Diese große Anzahl an Zerfallskanälen ist in Messungen schwer zu handhaben, da exklusive Rekonstruktionsmethoden jeweils nur zu einer geringen Anzahl an Ereignissen führen. Das Ziel von BSAURUS ist die inklusive Rekonstruktion möglichst vieler Eigenschaften von  $b$ -Quark-Jets mit einer großen Effizienz und Reinheit. Dies wird hauptsächlich erreicht, indem alle von DELPHI gemessenen Größen, die Hinweise auf die  $B$ -Hadron-Produktionen oder deren Zerfälle geben, mit Hilfe geeigneter statistischer Methoden und mittels neuronaler Netzwerke kombiniert werden.

BSAURUS berechnet viele Variablen, die sich auf verschiedenen Gebieten der  $b$ -Quark-Physik verwenden lassen. Als Beispiel seien hier die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarks, die Messung der mittleren Lebensdauer von  $B$ -Hadronen ( $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $B$ -Baryonen), die Messung der Zeitabhängigkeit der  $B_d$ -Oszillation und die Messungen zur  $B$ -Baryon-Spektroskopie aufgeführt. Wichtige Eingangsgrößen für viele BSAURUS-Algorithmen sind identifizierte Teilchen. Die Identifikationsmethoden sind in Kapitel 4.6 beschrieben.

Die hier vorgestellte Analyse basiert hauptsächlich auf zwei Größen, die von BSAURUS berechnet werden. Diese sind die sekundären Vertizes, die benötigt werden, um über diese auf die Richtung der Quarks zu schließen, und die Variable  $flav_{\text{hem}}$ , die durch ein vorwärtsgerichtetes Netzwerk berechnet wird und der Unterscheidung zwischen Quark und Antiquark dient.

In diesem Kapitel wird ein Überblick der für diese Analyse wichtigen Teile von BSAURUS vermittelt. Es werden vorwärtsgerichtete Netzwerke eingeführt, Verfahren des BSAURUS-Programmpaketes wie die Spurselektion, die Jetrekonstruktion, die Hemisphäreneinteilung, die Berechnung der Spur- und Hemisphärenqualitätsvariablen, die Bestimmung des sekundären Vertex und die Eingabevariablen für das vorwärtsgerichtete Netzwerk zur Berechnung von  $flav_{\text{hem}}$  werden beschrieben und die Eigenschaften der Variable  $flav_{\text{hem}}$  werden diskutiert.

### 4.7.1 Vorwärtsgerichtete Netzwerke

Die Lösung von komplexen Problemen durch sequentiell arbeitende Computer wird häufig durch die Rechenleistung der Computer beschränkt. Neuronale Netze umgehen diese Begrenzung indem sie Algorithmen verwenden, die die extrem parallele Funktionsweise des menschlichen Gehirns simulieren. Dadurch werden auch die Korrelationen zwischen den Eingabevariablen, den Informationen zu den Problemen, besser berücksichtigt. Eine weitere Stärke ist die Bestimmung von effektiven Selektionskriterien in hochdimensionalen Parameterräumen. Dies erfüllen vorwärtsgerichtete Netze besonders gut, die mit einem Backpropagation-Algorithmus trainiert werden.

Vorwärtsgerichtete Netze zeichnen sich durch einen gerichteten nichtlinearen Informationsfluß von einer Eingabeebene über verdeckte Ebenen zu einer Ausgabeebene aus. Abbildung 4.8 zeigt die Topologie eines vorwärtsgerichteten Netzes mit einer verdeckten Ebene. Die Ebenen können aus mehreren Neuronen<sup>1</sup> bestehen, von denen jedes Neuron mit allen

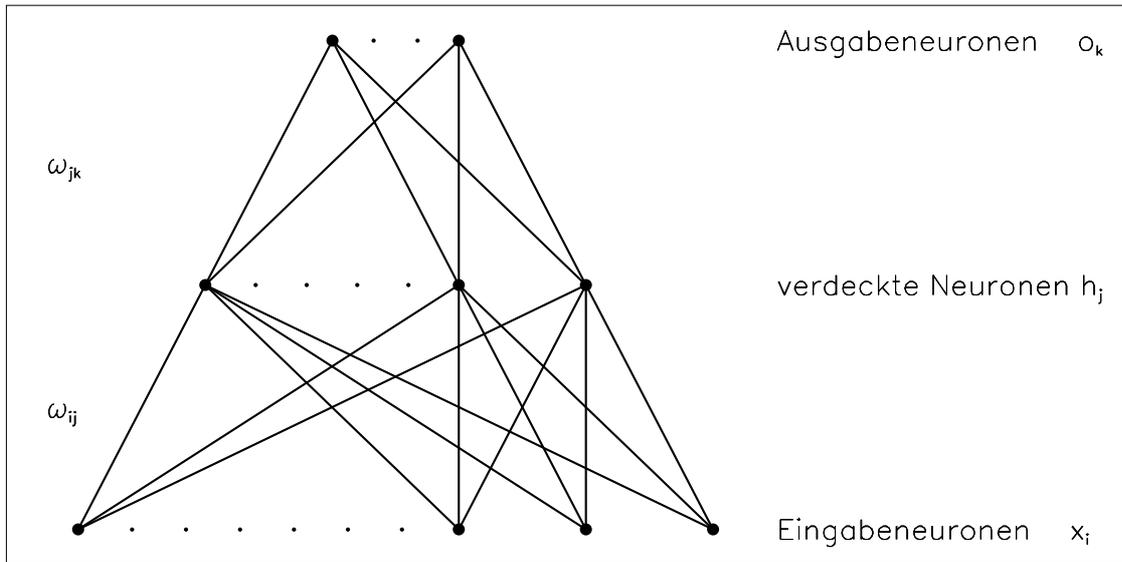


Abbildung 4.8: Die Topologie eines vorwärtsgerichteten Netzwerks mit einer verdeckten Schicht.

Neuronen der benachbarten Ebenen verbunden ist. Die Eingabeneuronen entsprechen den Eingabevariablen. Der Informationsfluß über die Verbindungen der Neuronen wird durch Aktivierungsfunktionen und Gewichte gesteuert, die in einer Trainingsphase eingestellt werden. Die Aktivierungsfunktionen diskriminieren Neuronen, deren einlaufende Signale zu schwach sind. Gewöhnlich werden hierfür sigmoide Funktionen wie beispielsweise  $g(x) = 1/(1 + e^{-\frac{x}{T}})$  gewählt, die für  $T \rightarrow 0$  in eine Stufenfunktion mit  $g(x) = 0$  oder  $g(x) = 1$  übergehen. Der Parameter  $T$  der sigmoiden Funktion wird Temperatur oder Turn-on Gradient genannt. Die einzelnen Gewichte eines neuronalen Netzes werden in einer Trainingsphase unter Verwendung von simulierten Ereignissen eingestellt. Anschließend werden die Netze auf weiteren von der Trainingsmenge unkorrelierten Ereignissen getestet. Die Netzwerke des BSAURUS-Programms werden mit simulierten Ereignismengen des Jahres 1994 trainiert und getestet. Detaillierte Informationen über Prinzipien, Eigenschaften und die Trainingsphase neuronaler Netze sind in [59–62] zu finden.

Bei vielen vorwärtsgerichteten Netzwerken gibt es in der Eingabeebene einen Bias-Knoten, der konstant ist. Dadurch kann in den Transferfunktionen (Gleichung 4.14), die die Informationen der Eingabeebene zu den einzelnen Knoten vermitteln, ein konstanter Term auftreten ( $x_n = 1$ ).

$$A(\vec{x}) = \sum_i^n w_i x_i \quad (4.14)$$

Die Symmetrie der Transferfunktion bezüglich Null kann dann verschoben werden. Wird kein Bias-Knoten in die Eingabeebene eines neuronalen Netzes eingebaut, so sind die Transferfunktionen gleichmäßig um Null verteilt. Dadurch wird die Symmetrie der Ein-

<sup>1</sup>Nervenzellen; Knotenpunkte der Informationsverarbeitung

gabeknoten auf die Ausgabeknoten übertragen. Dies ist eine notwendige Eigenschaft des Produktions–Flavour–Netzwerks (Kapitel 4.7.7).

Die Ausgabevariablen eines vorwärtsgerichteten Netzes definieren im Raum der Eingabevariablen eine oder mehrere nichtlineare Hyperebenen, die eine sehr gute Trennung zwischen den Ereignisklassen darstellt. In der Regel ist die Trennung mit einer solchen Hyperebene besser als die durch eine Kombination linearer Schnitte auf die einzelnen Ereignisvariablen.

### 4.7.2 Die Spurselektion von BSAURUS

Im BSAURUS–Programmpaket werden die zu berücksichtigenden Spuren vor dem Beginn weiterer Berechnungen einer Selektion unterzogen. Die Kriterien an die Spuren sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Sie sind zum Teil etwas strenger als die zuvor beschriebenen Spurselektionskriterien für die hadronische Ereignisselektion (Kapitel 4.1, Tabelle 4.1). Eine zusätzliche Ereignisselektion wird von BSAURUS nicht durchgeführt.

Impuls $ \vec{p} $	$0.2 \text{ GeV} <  \vec{p} $
relativer Energiefehler	$\Delta E/E < 1$
Polarwinkel $\theta_{tr}$	$\theta_{tr} > 20^\circ$
Impaktparameter $\delta$ in $R\phi$	$ \delta_{R\phi}  < 4 \text{ cm}$
Impaktparameter $\delta$ in $z$	$ \delta_z  < 6 \text{ cm}$
mindestens eine $R\phi$ –Messung des Vertex Detektors	
Spur darf nicht aus einer sekundären Wechselwirkung stammen	
neutrale Teilchen werden verwendet, die den DELPHI–Massencode für $\pi^0$ , $K_s^0$ oder $\Lambda^0$ haben	

Tabelle 4.6: Die Spurschnitte zur Ereignisselektion von BSAURUS.

### 4.7.3 Die Jetrekonstruktion von BSAURUS

Für verschiedene Algorithmen innerhalb des BSAURUS–Programmpaketes, wie beispielsweise für den zur Berechnung der sekundären Vertizes, muß die Jetstruktur von Ereignissen berechnet werden. Alle selektierten Spuren werden mit Hilfe des Jetcluster–Algorithmus LUCLUS [63] unter Verwendung des Trennungsparmeters  $d_{join} = 0.5$  einem Jet zugewiesen.

### 4.7.4 Die Hemisphäreneinteilung von BSAURUS

Neben den Spur– und Ereignisvariablen werden viele Variablen aus den Spuren einer Hemisphäre berechnet. Die Hemisphären werden durch die Ebene senkrecht zur Thrustichtung voneinander getrennt. Zur Berechnung der Thrustichtung wird der Algorithmus LUTHRU [63] sowohl auf geladene als auch auf neutrale Spuren angewendet. Für weitere interne Berechnungen werden jeder Hemisphäre zwei Achsen, die Thrustachse und eine Re-

ferenzachse, zugewiesen. Die Referenzachse ist eine Jetachse, die folgendermaßen selektiert wird:

- Für Hemisphären mit einem Jet ist die Referenzachse die Jetachse der jeweiligen Hemisphäre.
- Für Hemisphären mit mehr als zwei Jets:
  1. Falls einer der Jets in der Hemisphäre der höchstenergetische des Ereignisses ist, dann bildet diese Jetachse die Referenzachse.
  2. Falls der höchstenergetische Jet in der gegenüberliegenden Hemisphäre ist, wird der Jet verwendet, dessen Spuren die kleinste Wahrscheinlichkeit  $P_N$  (Kapitel 4.5.1, Gleichung 4.3) bilden, falls diese kleiner als 0.05 ist.  $P_N$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Spuren des Jets aus dem primären Vertex stammen. Somit wird hier der Jet verwendet, der aufgrund dieser Wahrscheinlichkeit einem „ $b$ -Jet“ am ähnlichsten sieht.
  3. Falls kein Jet die Kriterien 1. und 2. erfüllt, wird der Jet der Hemisphäre verwendet, der die größte Energie hat.

#### 4.7.5 Die Spur- und Hemisphärenqualität

Für neuronale Netzwerke, deren Eingabevariablen auf Spur- und Hemisphäreninformationen basieren, ist es vorteilhaft auch die Information über die Qualität der Eingabevariablen zu verarbeiten. Aus diesem Grund sind in dem BSAURUS-Programm [44] sowohl Spur- als auch Hemisphärenqualitätsvariablen definiert.

Die Qualitätsvariable einer Spur ist:

- 0 für gut gemessene Spuren,
- 1 für Spuren, die mehrdeutige Spurstücke aus der Spurrekonstruktion beinhalten,
- 10 für Spuren, die einer sekundären Wechselwirkung entspringen,
- 20 für Spuren, die die Spurselektion des BTAG-Programmpaketes nicht erfüllen.

Die Qualitätsvariable einer Hemisphäre setzt sich additiv aus den folgenden Kriterien zusammen:

- $N$ , wobei  $N$  die Spuranzahl ist, die durch die Spurschnitte des BSAURUS-Programms in dieser Hemisphäre nicht selektiert werden.
- $+N \cdot 100$ , wobei  $N$  die Spuranzahl ist, die in dieser Hemisphäre einer sekundären Wechselwirkung entspringen.
- $+N \cdot 1000$ , wobei  $N$  die Spuranzahl ist, die mehrdeutige Spurstücke aus der Spurrekonstruktion beinhalten.
- $+N \cdot 10000$ , wobei  $N$  die Spuranzahl ist, die die Spurselektion des BTAG-Programmpaketes nicht erfüllen.

Die Qualitätsvariable der Hemisphäre ist um so größer je mehr Spuren sie enthält, für die eins dieser Bestrafungskriterien angewendet werden muß. Zur besseren Verarbeitung durch die neuronalen Netze wird diese ganzzahlige Variable in eine kontinuierliche transformiert.

#### 4.7.6 Die Bestimmung des sekundären Vertex durch BSAURUS

Für jede Hemisphäre wird versucht, einen sekundären Vertex zu bestimmen. Zunächst wird ein sogenannter  $B$ -Kandidat aus allen Spuren einer Hemisphäre bestimmt, die eine Rapidität  $y > 1.6$  haben:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_L}{E - P_L} \right). \quad (4.15)$$

Hierbei werden die longitudinalen Impulskomponenten  $P_L$  bezüglich der Referenzachse der Hemisphäre gebildet (Kapitel 4.7.4). Die Summe der Impulse dieser Spuren bildet die Richtung des  $B$ -Kandidaten. Der Selektionsschnitt von  $y > 1.6$  diskriminiert fast alle Spuren, die vom primären Vertex stammen, während die meisten Spuren aus  $b$ -Hadron-Zerfällen akzeptiert werden.

Auf die Spuren mit  $y > 1.6$  werden weitere Selektionskriterien angewendet, um eine Spurliste zu definieren, mit der der Anpassungsalgorithmus des sekundären Vertex startet. Diese Selektionskriterien werfen so viele Spuren aus dem primären Vertex wie möglich. Das ist nötig, um große Verschiebungen des sekundären Vertex in Richtung des primären Vertex zu vermeiden. Mit den nachfolgenden Kriterien 1.–6. werden mindestens zwei Spuren gefunden, mit denen die Vertexanpassung startet:

1. Das Myon mit der höchsten Energie wird selektiert, falls seine Energie größer als 3 GeV ist.
2. Die Distanz  $L$  zwischen dem primären Vertex und dem Kreuzungspunkt einer Spur mit der Richtung des  $B$ -Kandidaten wird berechnet. Spuren mit  $\frac{L}{\sigma_L} > 2$  werden selektiert. Spuren mit  $\frac{L}{\sigma_L} < 2$  werden nur selektiert, falls  $y > 2.5$  und  $L > 0.1$  cm sind.

Wenn weniger als zwei Spuren in der Liste sind, werden weitere Kriterien angewendet um mindestens zwei Spuren in der Liste zu erhalten. Falls dies in Ereignissen mit initialen  $b$ -Quarks vorkommt, ist es sehr wahrscheinlich, daß die Zerfallslänge des  $b$ -Hadrons klein ist. In dem Fall, daß die Kriterien 1. und 2. nur eine Spur für die Liste selektiert haben, werden die Kriterien 3. und 4. verwendet:

3. Spuren mit  $y > 3$  werden selektiert.
4. Wurde noch immer nur eine Spur selektiert, wird von den restlichen Spuren der Hemisphäre die Spur mit der höchsten Rapidität selektiert.

Wurden keine Spuren durch die Kriterien 1. und 2. selektiert, werden die Kriterien 5. und 6. angewendet:

5. Der beste Kaon-Kandidat der Hemisphäre wird gesucht. Falls das Kaon eine Rapidität  $y > 2$  hat, wird es zusammen mit der Spur, die die höchste Rapidität der restlichen Spuren aus der Hemisphäre hat, selektiert.

6. Wenn kein Kaon-Kandidat existiert, werden die beiden Spuren mit der höchsten Rapidität selektiert.

Die sekundäre Vertexanpassung startet mit den Spuren dieser Liste. Hierfür wird der Algorithmus DAPLCON des ELEPHANT-Programmpaketes [56] verwendet, der eine  $\chi^2$ -Methode verwendet. Falls die Anpassung nicht konvergiert, wird die Spur mit dem größten  $\chi^2$  verworfen und die Anpassung wird wiederholt. Durch die Anpassung wird sowohl der primäre und der sekundäre Vertex als auch die Richtung des  $B$ -Kandidaten angepaßt. Die Richtung des  $B$ -Kandidaten wird durch den Vektor, der den primären mit dem sekundären Vertex verbindet, gebildet.

Nach dem Konvergieren der Anpassung kann es noch weitere Spuren geben, die die eingehenden Selektionskriterien für die Liste nicht erfüllt haben, aber dennoch mit Spuren, die dem sekundären Vertex entspringen, konsistent sind. Diese Spuren werden mit einem neuronalen Netzwerk (TrackNet) identifiziert, das die Impaktparameter zusammen mit kinematischen Informationen sehr effizient verarbeiten kann (Abbildung 4.9 (rechts)). Die Abbildung 4.9 (links) zeigt die gute Separation der Spuren aus den sekundären von denen aus den primären Vertizes. Spuren aus den primären Vertizes haben TrackNet-Werte nahe bei Null (hellgraues Histogramm) während Spuren aus den sekundären Vertizes Werte bei Eins haben (dunkelgraues Histogramm). Die Spur mit dem größten Wert von TrackNet, wobei TrackNet größer als 0.5 sein muß, wird zu der Liste der Spuren aus dem sekundären Vertex hinzugenommen. Mit dieser neuen Spurliste wird die Vertexanpassung wiederholt. Falls die Anpassung mit dieser zusätzlichen Spur nicht konvergiert, wird die Spur wieder aus der Liste entfernt. Dieser Prozess wird iterativ mit allen verbleibenden Spuren mit TrackNet-Werten  $> 0.5$  wiederholt.

Abhängig von dem Ergebnis der Vertexanpassung wird für jede Hemisphäre ein Statuswort gesetzt, das angibt, ob der Anpassungsalgorithmus des sekundären Vertex konvergiert. Für die weitere Analyse werden nur die Hemisphären verwendet, deren Anpassungen erfolgreich verlaufen sind (siehe Kapitel 4.8).

#### 4.7.7 Die Variable $flav_{\text{hem}}$ des Produktions-Flavour-Netzwerks

Das Produktions-Flavour-Netzwerk zur Berechnung von  $flav_{\text{hem}}$  wurde konstruiert, um zwischen Hemisphären zu unterscheiden, die entweder von  $b$ -Quarks oder von  $\bar{b}$ -Quarks induziert wurden. Es besteht aus neun Eingabevariablen, einer verdeckten Ebene mit zehn Knoten und einer Ausgabevariablen, die  $flav_{\text{hem}}$  genannt wird. Die Ausgabevariable wird für jede Hemisphäre berechnet und kann Werte zwischen -1 und 1 annehmen. Zum Training und zum Testen des neuronalen Netzwerks wurden verschiedene, statistisch unabhängige, aus reinen  $b$ -Ereignissen bestehende Mengen verwendet. Hierbei werden die Ausgabevariablen der Hemisphären, die ein  $b$ -Quark enthalten, dem Ladungsvorzeichen entsprechend auf den Wert -1 und die der Hemisphären, die ein  $\bar{b}$ -Quark enthalten, auf den Wert 1 trainiert.

Bevor die Eingabevariablen aufgelistet werden, müssen einige hierzu verwendete Variablen erklärt werden. Die Variablen  $P(B_s)$ ,  $P(B^+)$ ,  $P(\text{bary})$  und  $P(B^0)$  sind die Ausgabevariablen des  $B$ -Spezies-Netzwerks, das ein weiteres neuronales Netzwerk des Programmpaketes BSAURUS ist.  $P(B_s)$  ( $P(B^+)$ ,  $P(\text{bary})$ ,  $P(B^0)$ ) ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Hemisphäre ein schwach zerfallendes  $B_s$  ( $B^+$ ,  $b$ -Baryon,  $B^0$ ) enthält. In der Abbildung 4.10,

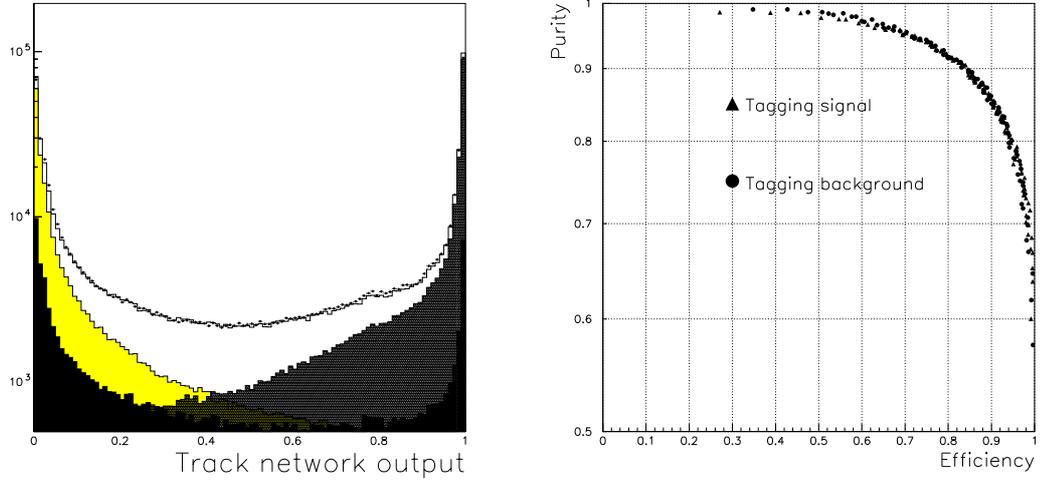


Abbildung 4.9: Links: Vergleich der TrackNet-Variablen von Daten und (Punkte) Simulation (weißes Histogramm) für Zweijetereignisse im Zentralbereich. Für  $b$ -Ereignisse zeigt das dunkelgraue Histogramm die Spuren aus den sekundären und das hellgraue Histogramm die Spuren aus den primären Vertizes. Das schwarze Histogramm beinhaltet die  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Untergründereignisse. Rechts: Vergleich der Reinheiten und Effizienzen, die mit der TrackNet-Variablen erreicht werden. „Tagging signal“ bezeichnet die Resultete für Spuren aus den sekundären und „Tagging background“ die Resultete für Spuren aus den primären Vertizes.

für den gesamten Akzeptanzbereich, und in der Abbildung 4.11, für den Vorwärtsbereich, werden die Daten für diese Observablen mit der Simulation verglichen.

Desweiteren werden individuelle Spurwahrscheinlichkeiten  $P(track)_i^j$  verwendet, die mit Hilfe eines neuronalen Netzes berechnet werden.  $P(track)_i^j$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Ladung der Spur der Ladung der zugrundeliegenden  $b$ -Hadron-Hypothese der Hemisphäre entspricht. Hierbei ist  $i = B^+, B^0, B_s$  oder  $b$ -Baryon und  $j$  steht für Fragmentation oder Zerfall. Einerseits können identifizierte Teilchen auf eine  $b$ -Hadron-Hypothese hinweisen. Beispielsweise kann die Ladung eines identifizierten  $K$ -Mesons auf ein  $B^0$ , die Vertexladung auf ein  $B^+$  und ein identifiziertes Proton auf ein  $b$ -Baryon hinweisen. Andererseits können diese Informationen auch wie im Fall der  $B_s$ -Hypothese, die durch ein identifiziertes  $K$ -Meson unwahrscheinlicher wird, verwendet werden. Diese Wahrscheinlichkeiten werden zu einer Flavour-Hypothese der Hemisphäre kombiniert:

$$F(hem.)_i^j = \sum_{tracks} \ln \left( \frac{1 + P(track)_i^j}{1 - P(track)_i^j} \right) \times Q(track) .$$

Hierbei ist  $Q(track)$  die Ladung der betrachteten Spur. Ein Vergleich der Simulation mit den Daten ist in Abbildung 4.12 für den gesamten Akzeptanzbereich und in Abbildung 4.13

für den Vorwärtsbereich zu finden.

Für alle Variablen, die zur Berechnung der Eingabevariablen verwendet werden, werden die Daten gut von der Simulation, sowohl im gesamten Bereich als auch im Vorwärtsbereich, beschrieben (Abbildungen 4.10 bis 4.15). Leichte Abweichungen der Simulation von den Daten, wie sie beispielsweise für  $P(B^+)$  im Bereich um 0.05 gesehen werden, kommen nicht aus speziellen Polarwinkelbereichen, sondern gleichmäßig aus dem gesamten Polarwinkelbereich. Diese Ähnlichkeit der verschiedenen Winkelbereiche zeigen auch alle anderen Eingabevariablen.

Die Eingabevariablen des Produktions–Flavour–Netzwerks [44] sind folgendermaßen definiert:

1.  $F(hem.)_{B_s}^{Frag.} \times P(B_s)$
2.  $(F(hem.)_{B^+}^{Dec.} - F(hem.)_{B^+}^{Frag.}) \times P(B^+)$
3.  $(F(hem.)_{bary}^{Dec.} - F(hem.)_{bary}^{Frag.}) \times P(bary)$
4.  $(F(hem.)_{B^0}^{Dec.} \times (1 - 2 \sin(0.237 \times \tau)^2 - F(hem.)_{B^0}^{Frag.}) \times P(B^0),$

wobei  $\tau$  die rekonstruierte  $B$ -Lebensdauer ist. Diese Konstruktion berücksichtigt die  $B^0$  Oszillationsfrequenz. Für das  $B_s$  ist diese Konstruktion wegen der sehr schnellen Oszillationsfrequenz nicht möglich, so daß für  $B_s$  und  $\bar{B}_s$  eine Mischung von 1:1 auftritt.

$$5. \text{ Die Jetladung}(\kappa = 0.3) = \frac{\sum_i^{hem} q_i (\vec{p}_i \vec{T})^{0.3}}{\sum_i^{hem} (\vec{p}_i \vec{T})^{0.3}}, \quad \text{wobei } q_i \text{ die Ladung und } \vec{p}_i \text{ der Impuls des Teilchens } i \text{ ist und } \vec{T} \text{ ist die Thrustachse.}$$

$$6. \text{ Die Jetladung}(\kappa = 0.6) = \frac{\sum_i^{hem} q_i (\vec{p}_i \vec{T})^{0.6}}{\sum_i^{hem} (\vec{p}_i \vec{T})^{0.6}}$$

7. Die Ladung des Teilchens mit  $max(\vec{p}_i \vec{T})$ , dem führendem Teilchen der Fragmentation, welches mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Zerfallsteilchen des Hadrons ist, das das primäre Quark beinhaltet.
8. Die Vertexladung  $Q_v$ : Die Vertexladung  $Q_v$  der Hemisphäre ist als gewichtete Summe der Ladungen der Spuren definiert. Gewichtet wird mit der Wahrscheinlichkeit  $P_B(i)$ , daß die Spur  $i$  aus dem  $b$ -Hadron-Vertex stammt. Hierfür wird der TrackNet-Wert der Spur als Wahrscheinlichkeit  $P_B(i)$  interpretiert:  $Q_i = \sum_i^{hem} P_B(i) \cdot q_i$ .

9. Die Signifikanz der Vertexladung  $\frac{\sigma(Q_i)}{Q_i}$ , wobei  $\sigma(Q_i) = \sum_i^{hem} \sqrt{P_B(i)(1 - P_B(i))}$  der Fehler der Vertexladung ist.

Da die Verteilung der Eingabevariablen 1. bis 9. gleichmäßig um Null verteilt sind und die Netzwerkarchitektur keinen Bias-Knoten besitzt (Kapitel 4.7.1), wird eine künstlich erzeugte Asymmetrie der Ausgabevariable verhindert. In dem Produktions-Flavour-Netzwerk werden noch zusätzlich einige Qualitätsvariablen verwendet. Da die Qualitätsvariablen positiv sind, würden sie die intrinsische Symmetrie der Ausgabevariable zerstören, falls sie wie gewöhnliche Eingabevariablen behandelt würden. Deshalb werden die Qualitätsvariablen zur Modifizierung der Temperaturen der Transferfunktionen verwendet. Der Einfluß auf das Netzwerk wird an den Extremwerten der Qualitäten erläutert: Für sehr schlechte Qualitäten werden die Temperaturen sehr groß, was zu einer flachen Transferfunktion führt, die kaum Separationsfähigkeit besitzt. Andererseits ist die Temperatur für sehr gute Qualitäten klein. Das hat zur Folge, daß die Transferfunktion steil und die damit erzielte Separationsfähigkeit groß ist. Somit wird das Separationsverhalten des Netzwerks für Hemisphären mit guten Qualitätsvariablen verbessert, während es für Hemisphären mit schlechten Messungen abgeschwächt wird. Die verwendeten Qualitätsvariablen sind [44]:

- Das Qualitätswort der Hemisphären (Kapitel 4.7.5).
- Der Unterschied der TrackNet-Werte einer Hemisphäre zwischen der Spur mit der höchsten Rapidität unterhalb des TrackNet-Schnittes von 0.5 und der Spur mit der kleinsten Rapidität oberhalb diesen Schnittes von 0.5. Die TrackNet Wahrscheinlichkeit trennt Spuren aus den schwachen Zerfällen der  $b$ -Hadronen (TrackNet-Wert nahe bei Eins) von allen anderen Spuren (TrackNet-Wert nahe bei Null).
- Der Fehler der Vertexladungsmessung.
- Das Verhältnis der Energie des rekonstruierten  $b$ -Hadrons mit der Strahlenergie von LEP.

Die Abbildungen 4.18 und 4.19 zeigen für das Jahr 1994 die Variable  $flav_{hem}$  berechnet auf einer sehr reinen  $b$ -Ereignismenge. Die Datenpunkte werden mit der Simulation verglichen. Für die verschiedenen  $\cos \theta_T$ -Bereiche (Abbildung 4.18) liefert die Simulation eine gute Beschreibung der Meßdaten. In Abbildung 4.19 sind die einzelnen Winkelbereiche zusammengefaßt dargestellt. Um die sehr gute Ladungstrennung zu verdeutlichen, werden für die Simulation zusätzlich die Verteilungen von  $flav_{hem}$  gezeigt, die von Hemisphären mit dem initialen  $b^-$  beziehungsweise  $\bar{b}$ -Quark stammen.

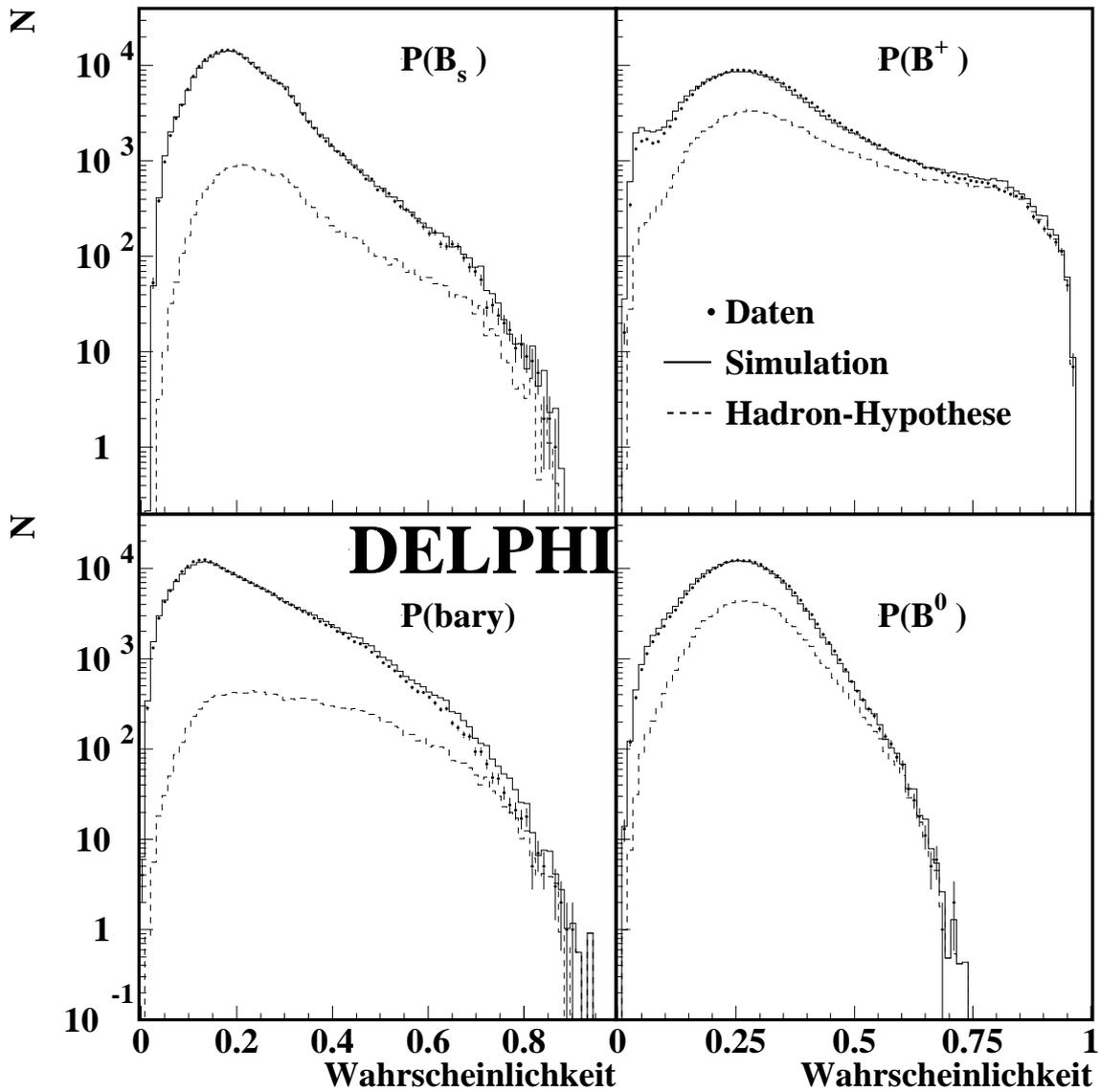


Abbildung 4.10: Die Wahrscheinlichkeit einer Hemisphäre für die verschiedenen  $b$ -Hadronen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.0 < \cos \theta_{\vec{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|\text{flav}_{\text{hem}}| > 0.35$ .

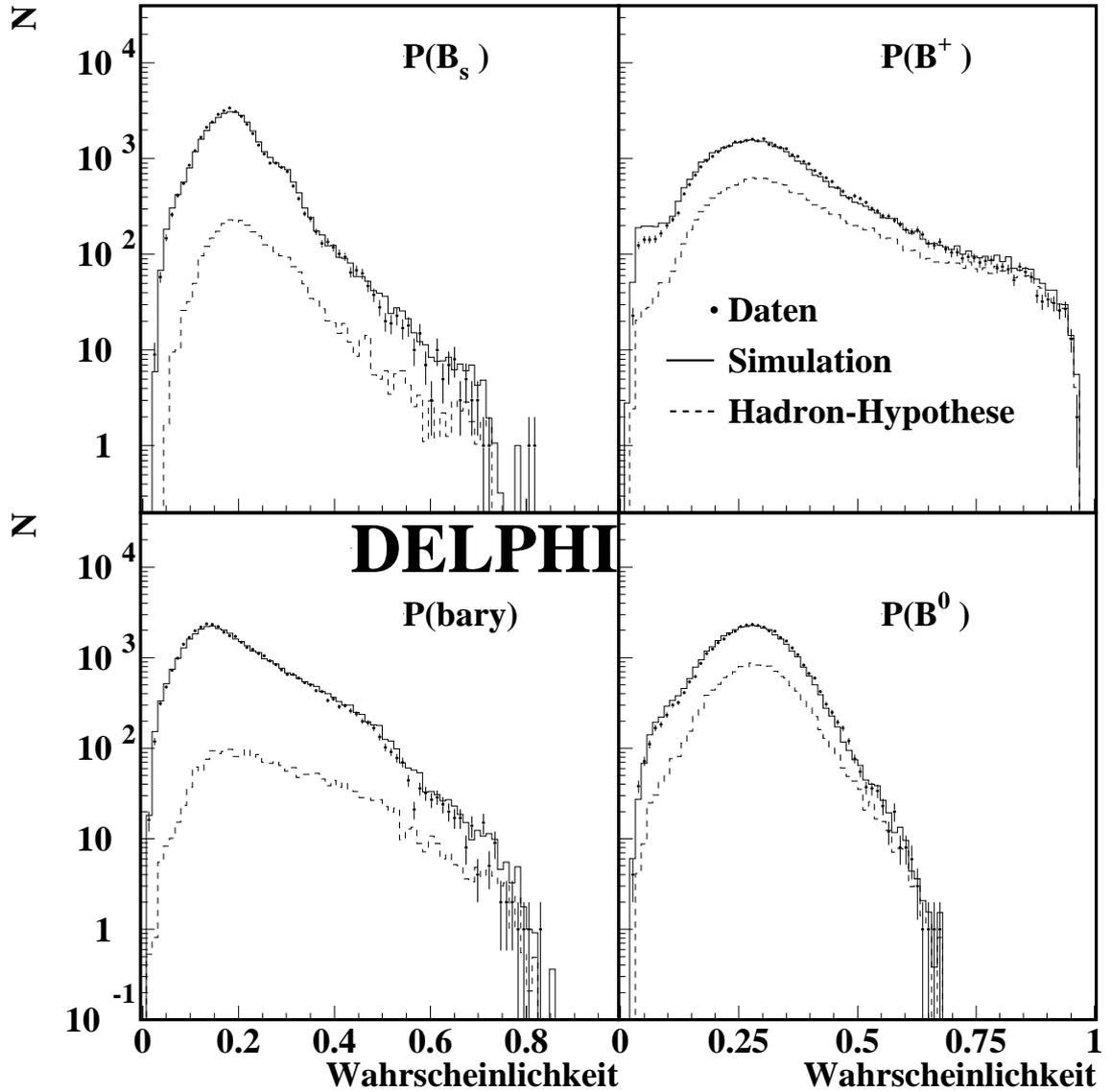


Abbildung 4.11: Die Wahrscheinlichkeit einer Hemisphäre für die verschiedenen  $b$ -Hadronen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen im Vorwärtsbereich. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.7 < \cos \theta_{\bar{\tau}} < 0.9$ .  $\alpha$  ist die Oszillationsfrequenz für  $B^0$ -Mesonen. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

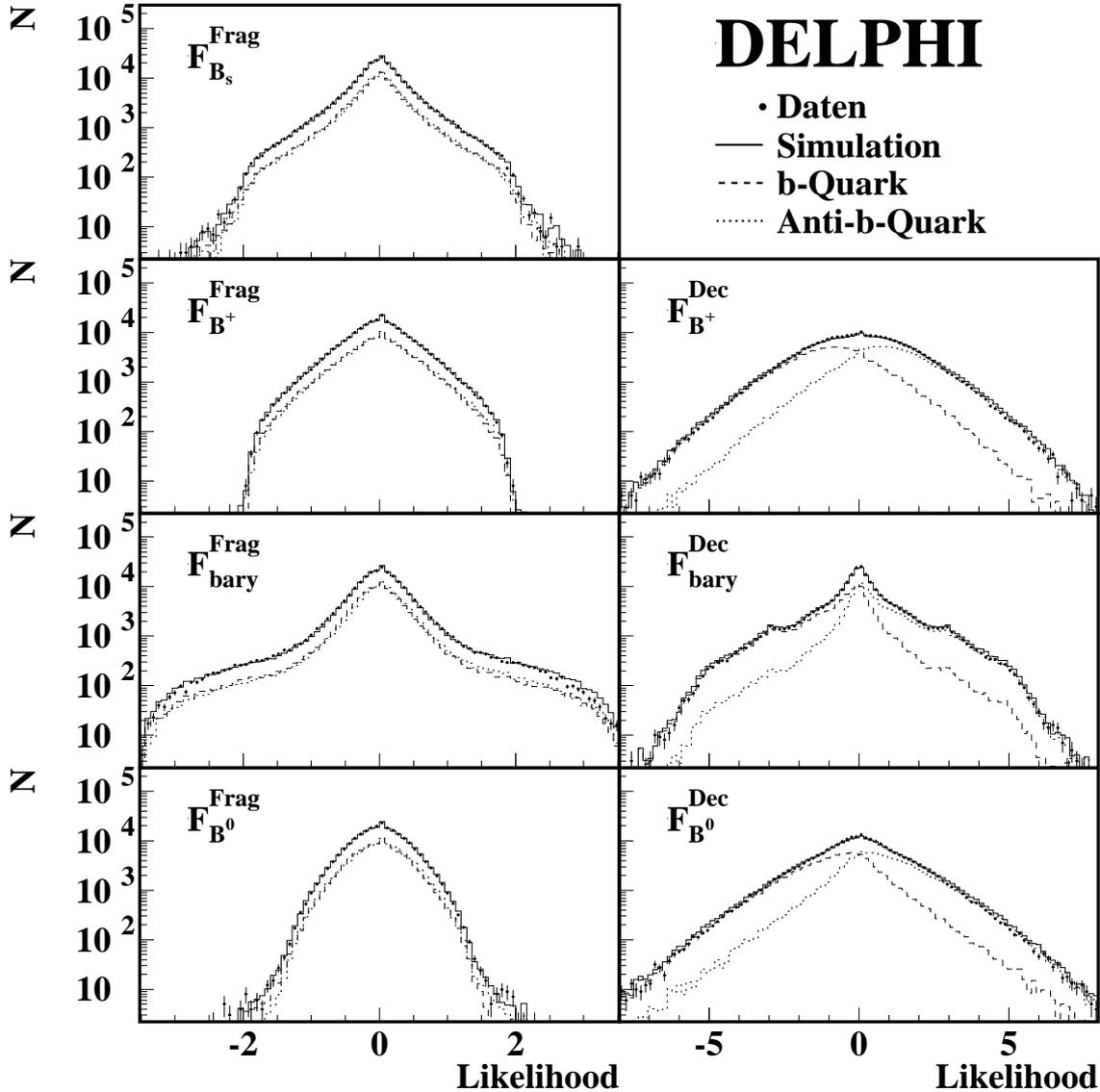


Abbildung 4.12: Die Flavour-Hypothese der Hemisphäre für den Fall der Fragmentation und des Zerfalles der Hadronhypthesen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.0 < \cos \theta_{\vec{T}} < 0.9$ .  $\alpha$  ist die Oszillationsfrequenz für  $B^0$ -Mesonen. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

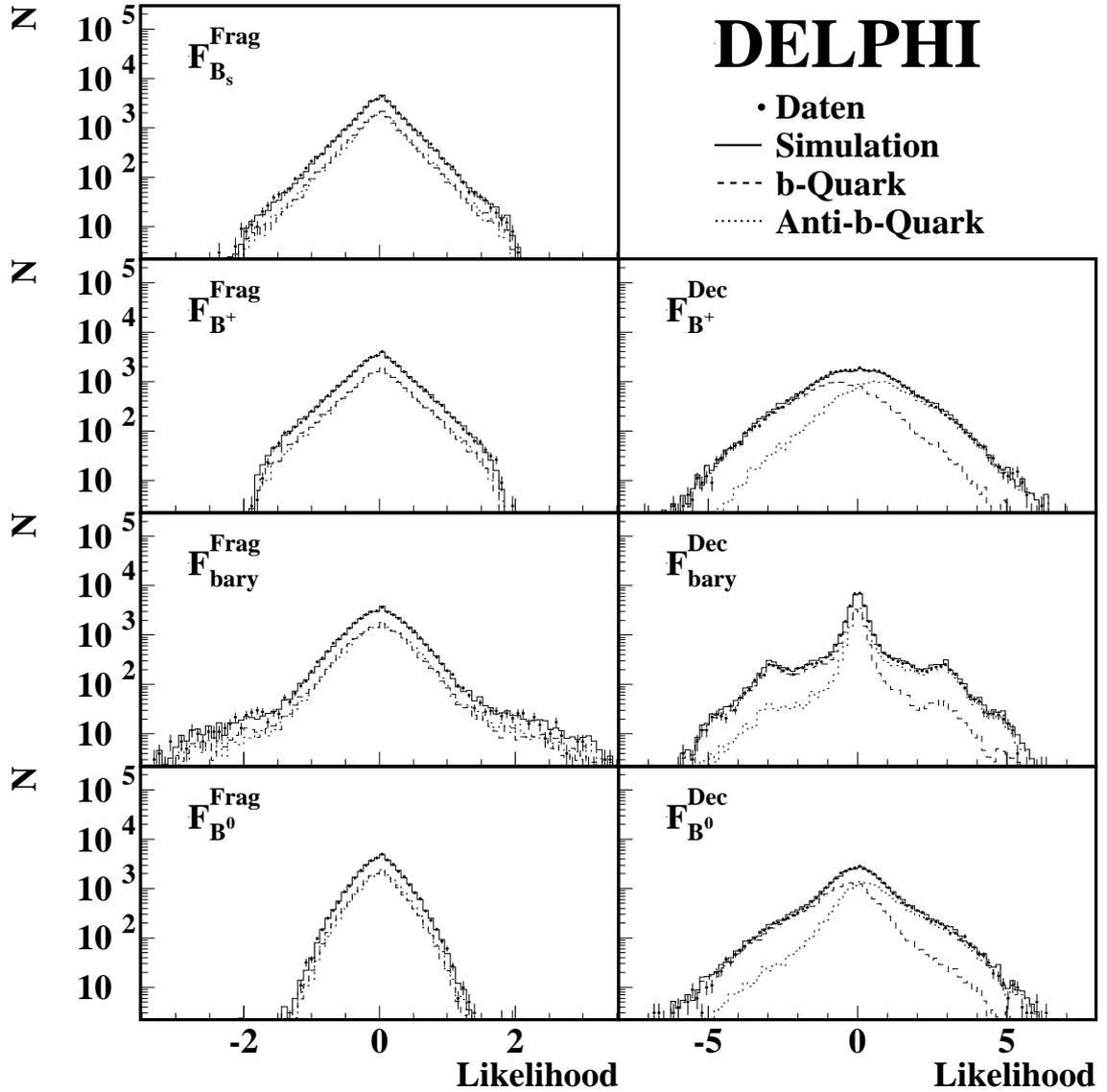


Abbildung 4.13: Die Flavour-Hypothese der Hemisphäre für den Fall der Fragmentation und des Zerfalles der Hadronhypothesen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen im Vorwärtsbereich. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.7 < \cos \theta_{\bar{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

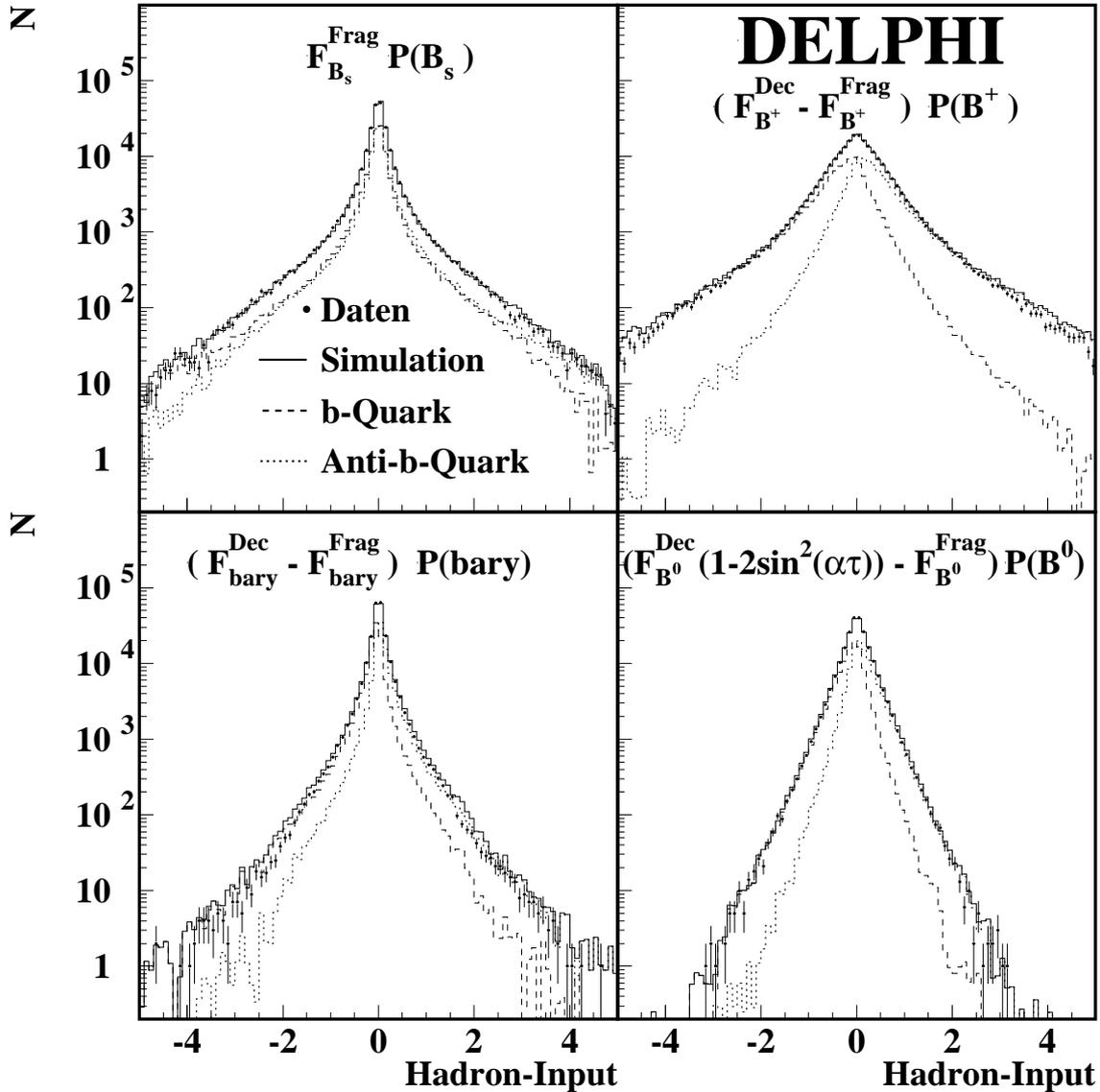


Abbildung 4.14: Die aus Flavour-Hypothese (Abbildung 4.12) und  $B$ -Spezies-Wert (Abbildung 4.10) kombinierte Wahrscheinlichkeit der Hemisphären-Ladung für den Fall der Hadron-hypothesen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.0 < \cos \theta_{\vec{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|\text{flav}_{\text{hem}}| > 0.35$ .

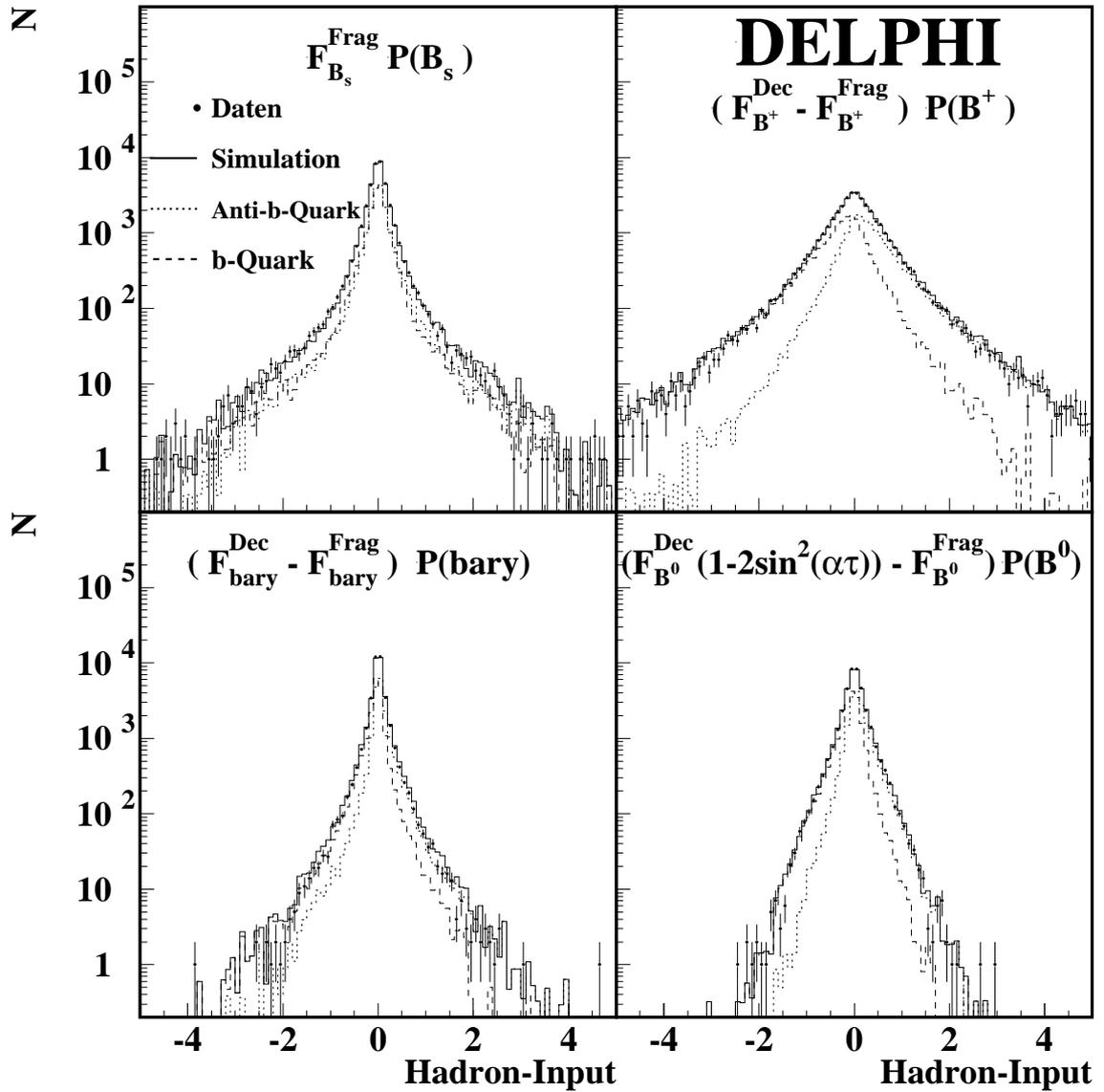


Abbildung 4.15: Die aus Flavour-Hypothese (Abbildung 4.13) und  $B$ -Spezien-Wert (Abbildung 4.11) kombinierte Wahrscheinlichkeit der Hemisphären-Ladung für den Fall der Hadronhypothesen  $B^+$ ,  $B^0$ ,  $B_s$  und  $b$ -Baryonen im Vorwärtsbereich. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.7 < \cos\theta_{\vec{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

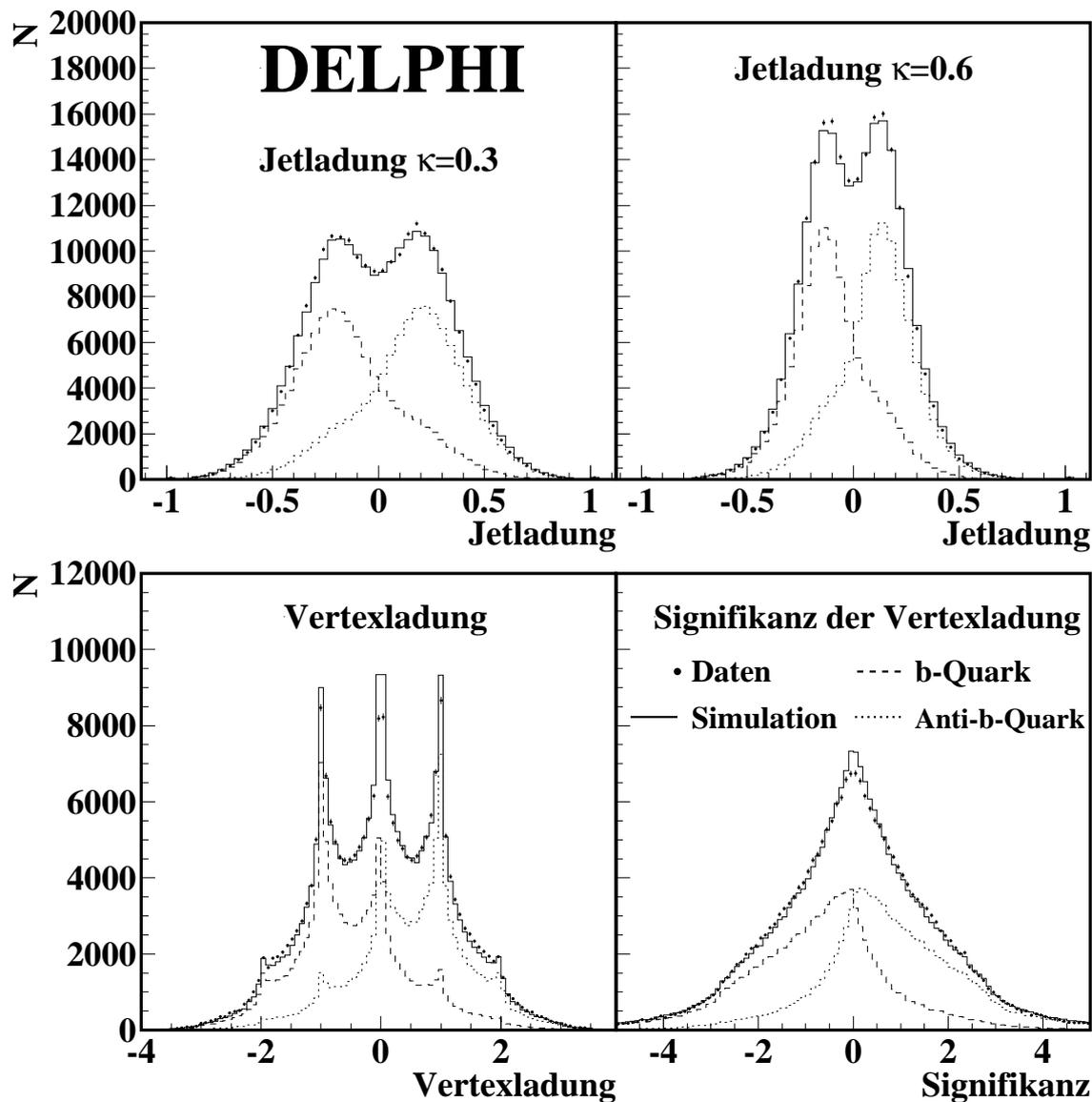


Abbildung 4.16: Die Jetladung für  $\kappa = 0.3$  und  $0.6$  (oben) und die Vertexladung zusammen mit ihrer Signifikanz (unten). Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.0 < \cos \theta_{\bar{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

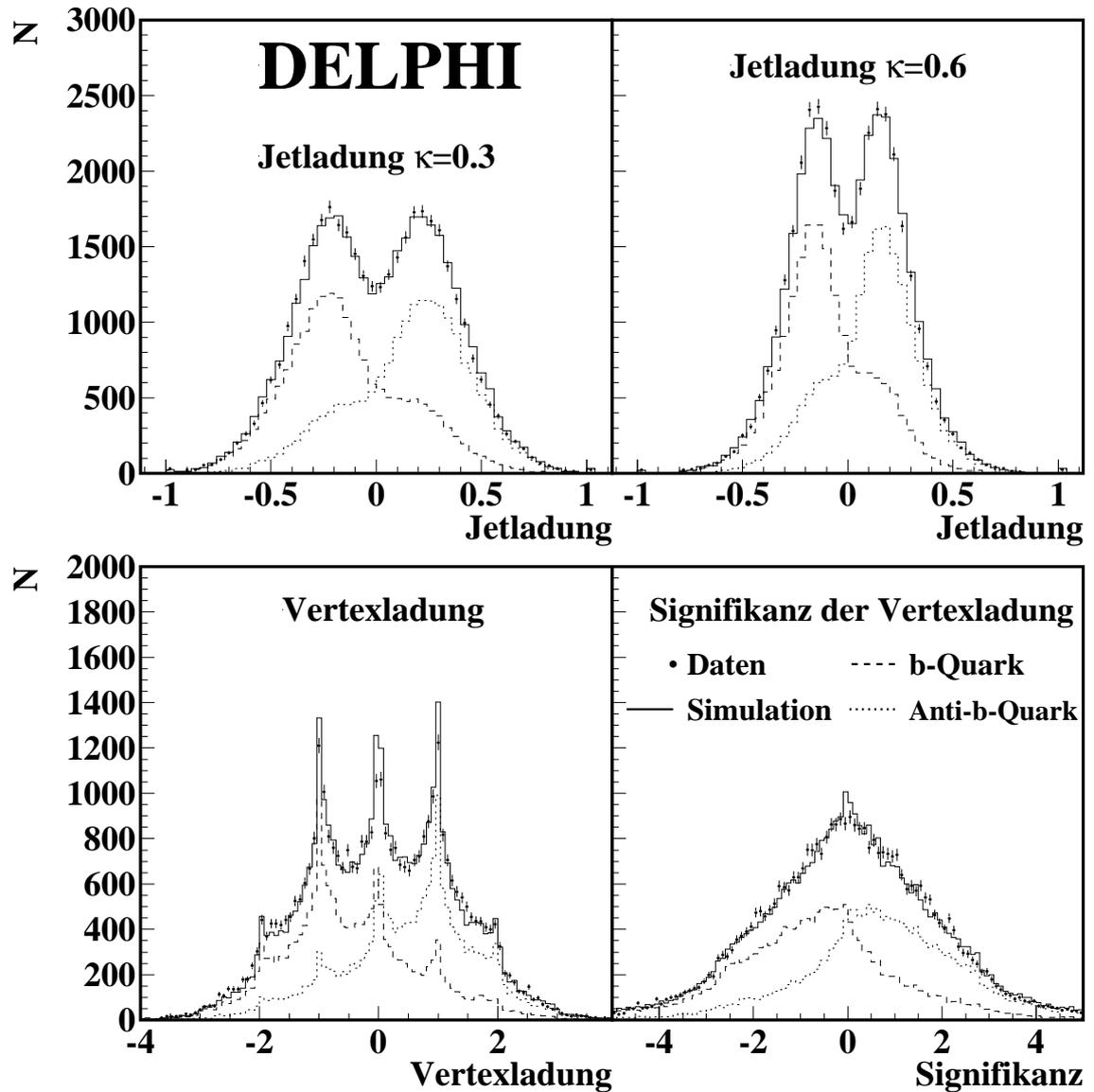


Abbildung 4.17: Die Jetladung für  $\kappa = 0.3$  und  $0.6$  (oben) und die Vertexladung zusammen mit ihrer Signifikanz (unten) im Vorwärtsbereich. Dargestellt ist der Vergleich zwischen Daten und Simulation für das Jahr 1994 in dem gesamten Akzeptanzbereich  $0.7 < \cos \theta_{\bar{T}} < 0.9$ . Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

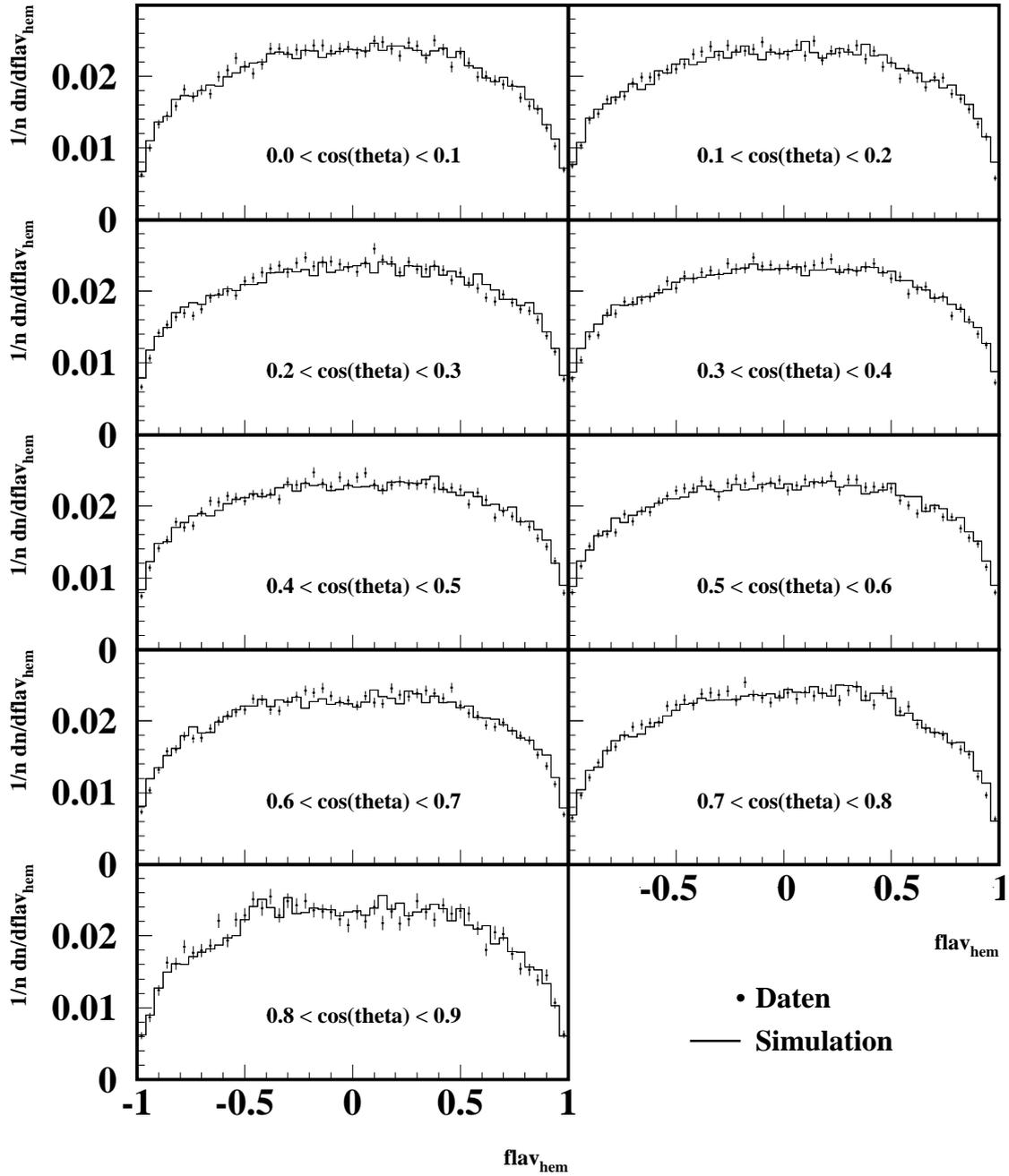


Abbildung 4.18: Der Vergleich zwischen Daten und Simulation des Jahres 1994 für die Flavour-Tag Variable  $flav_{hem}$  in  $\cos\theta_{\bar{T}^-}$  Intervallen. Angewendeter Selektionsschnitt:  $b_{tag} > 0.1$ .

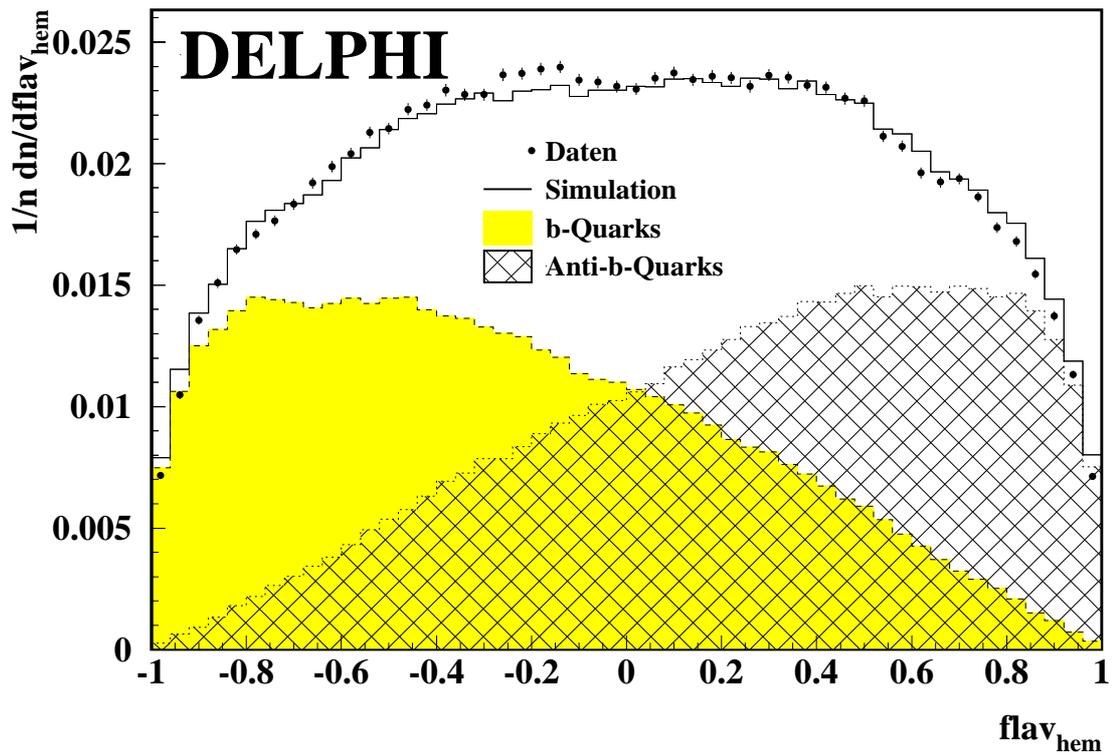


Abbildung 4.19: Der Vergleich zwischen Daten und Simulation des Jahres 1994 für die Flavour-Tag Variable  $flav_{hem}$ . Die Simulation verdeutlicht die gute Separation zwischen  $b$ -Quarks und  $\bar{b}$ -Quarks. Angewandeter Selektionsschnitt:  $b_{tag} > 0.1$ .

## 4.8 Die Quarkladungsidentifikation

Bevor die Ladung der Quarks identifiziert wird, müssen einige Selektionsschritte durchgeführt werden. Dazu gehören die schon beschriebene hadronische Ereignis Selektion (Kapitel 4.1) und der Schnitt auf die Variable  $b_{\text{tag}}$  (Kapitel 4.5), die eine sehr reine  $b$ -Ereignismenge selektieren. Zusätzlich werden nur Hemisphären verwendet, für die die Anpassung des sekundären Vertex konvergiert. Außerdem wird ein Schnitt auf den Winkel ( $\alpha < 60^\circ$ ) zwischen der Thrustrichtung und der Richtung des sekundären Vertex verlangt. In dieser Analyse ist ein wohl definierter sekundärer Vertex notwendig, da die Netzwerke des Programmpaketes BSAURUS an vielen Stellen Informationen verwenden, die von den Spuren des sekundären Vertex abgeleitet werden (siehe Kapitel 4.7 und [44]). Der Schnitt auf den Winkel  $\alpha$  verwirft Ereignisse in denen die Richtung des sekundären Vertex zu stark von der Ereignisachse abweicht. Dadurch werden Ereignisse mit harter Gluonabstrahlung ausselektiert. Ein weiterer Selektionsschnitt ( $|flav_{\text{hem}}| > |flav_{\text{hem,cut}}|$ ) akzeptiert nur die Hemisphären, die eine gute Trennung von positiv und negativ geladenen Quarks anhand der  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung zulassen (Abbildung 4.19). Als Arbeitspunkt wird in dieser Analyse der Schnittwert  $flav_{\text{hem,cut}}$  auf 0.35 eingestellt, was den Gesamtfehler der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Simulation minimiert. Dadurch wird von den bisher verbleibenden Ereignissen ungefähr ein weiteres Drittel, das der Ereignisse mit  $-0.35 \leq flav_{\text{hem,cut}} \leq 0.35$ , verworfen.

Mit Hilfe der Variablen  $flav_{\text{hem}}$  (Abbildung 4.19) kann mit großer Wahrscheinlichkeit in jeder Hemisphäre die Ladung des initialen Quarks identifiziert werden. Ist der Wert von  $flav_{\text{hem}}$  kleiner als Null, so ist die Ladung des initialen Quarks dieser Hemisphäre negativ. Für positive Werte von  $flav_{\text{hem}}$  gilt der analoge Schluß, daß das initiale Quark positiv geladen ist.

In dieser Analyse wird die Polarwinkelabhängigkeit der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie ausgenutzt, um  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  zu messen. Dafür müssen alle im folgenden beschriebenen Mengen und Meßgrößen für verschiedene Polarwinkelintervalle bestimmt beziehungsweise berechnet werden. Zur einfacheren Beschreibung wird diese Polarwinkeleinteilung zunächst vernachlässigt und erscheint erst bei den Abbildungen wieder.

### 4.8.1 Die selektierten Mengen

Mit dieser Hemisphärenidentifikation lassen sich die Ereignisse in fünf voneinander unabhängige Mengen einteilen.

Ereignisse mit nur einer akzeptierten Hemisphäre werden einer der single-tagged<sup>2</sup> Mengen  $\mathcal{M}(N)$  oder  $\mathcal{M}(\bar{N})$  zugeordnet. Da die selektierten Ereignisse im wesentlichen  $b$ -Ereignissen enthalten, werden die Ereignisse der Menge  $\mathcal{M}(N)$  Vorwärtsereignisse und die der Menge  $\mathcal{M}(\bar{N})$  Rückwärtsereignisse genannt. Zeigt die Hemisphärenrichtung, die durch die in die Hemisphäre zeigenden Thrustrichtung definiert wird, in den Vorwärtsbereich und die Ladung des initialen Quarks ist negativ (positiv), so wird dieses Ereignis der Menge  $\mathcal{M}(N)$  ( $\mathcal{M}(\bar{N})$ ) zugeordnet. Zeigt die Hemisphärenrichtung in den Rückwärtsbereich und die Ladung des initialen Quarks ist positiv (negativ), so wird dieses Ereignis der Menge  $\mathcal{M}(N)$  ( $\mathcal{M}(\bar{N})$ ) zugeordnet.

---

<sup>2</sup>single-tagged: siehe Tabelle 4.7

Ereignisse, bei denen beide Hemisphären alle Schnitte passiert haben, werden einer der drei double-tagged<sup>3</sup> Mengen zugeordnet. Bei ungleichen Ladungen der initialen Quarks werden die Ereignisse  $\mathcal{M}(N^D)$  ( $\mathcal{M}(\overline{N^D})$ ) zugeordnet, wenn die Ladung des Quarks der Hemispäre, die in den Vorwärtsbereich zeigt, negativ (positiv) ist. Analog zu den single-tagged Ereignissen werden Ereignisse der Menge  $\mathcal{M}(N)$  Vorwärtsereignisse und die der Menge  $\mathcal{M}(\overline{N})$  Rückwärtsereignisse genannt. Sind die Ladungen der initialen Quarks in beiden Hemisphären gleich, so werden die Ereignisse der Menge  $\mathcal{M}(N^{same})$  zugeordnet. Die verschiedenen Mengeneinteilungen sind in Tabelle 4.7 zusammengefaßt. Die Anzahl der Ereignisse in den Mengen  $\mathcal{M}(N)$ ,  $\mathcal{M}(\overline{N})$ ,  $\mathcal{M}(N^D)$ ,  $\mathcal{M}(\overline{N^D})$  und  $\mathcal{M}(N^{same})$  werden mit  $N$ ,  $\overline{N}$ ,  $N^D$ ,  $\overline{N^D}$  und  $N^{same}$  bezeichnet.

Menge	Beschreibung der Menge	Bezeichnung
$\mathcal{M}(N)$ $\mathcal{M}(\overline{N})$	Vorwärts-Ereignisse in single-tagged Hemisphären Rückwärts-Ereignisse in single-tagged Hemisphären	single-tagged
$\mathcal{M}(N^D)$ $\mathcal{M}(\overline{N^D})$	Vorwärts-Ereignisse in double-tagged Hemisphären Rückwärts-Ereignisse in double-tagged Hemisphären	double-tagged
$\mathcal{M}(N^{same})$	gleich geladene double-tagged Hemisphären	same-tagged

Tabelle 4.7: Die Einteilung der single- und double-tagged Mengen. Als Vorwärts-Ereignisse werden Ereignisse bezeichnet, deren als negativ geladen identifiziertes Quark ( $b^-$ ,  $\bar{c}^-$ ,  $s^-$ ,  $\bar{u}^-$  und  $d^-$ -Quark) in den Vorwärtsbereich fliegt, wohingegen bei Rückwärts-Ereignissen das positiv identifizierte Quark in den Vorwärtsbereich fliegt.

Die Ladungsidentifikation für die einzelnen Quarkflavour  $f$  ist nicht perfekt. Obwohl der  $Z$ -Zerfall immer entgegengesetzt geladenen Quarkhemisphären produziert, werden double-tagged Ereignisse mit gleichgeladenen Hemisphären selektiert. Diese entstehen, falls die Ladung des zugrundeliegenden Quarks einer Hemisphäre fehlidentifiziert wird. Die Größe der Menge der gleichgeladenen Hemisphären hängt vom Anteil der Fehlidentifikation ab. Das wird zur Messung der Wahrscheinlichkeit  $w_b$  ( $w_b^D$ ), die Ladung in single-tagged (double-tagged) Ereignisse richtig zu identifizieren, ausgenutzt. Für single-tagged Ereignisse wird diese Identifikationswahrscheinlichkeit folgendermaßen definiert:

$$w_f = \frac{\hat{N}_f + \hat{N}_{\overline{f}}}{N_f + N_{\overline{f}}}, \quad (4.16)$$

hierbei ist  $N_f$  ( $N_{\overline{f}}$ ) die Ereignisanzahl der single-tagged Ereignisse, deren Quark (Antiquark) in die Vorwärtshemisphäre geflogen ist.  $\hat{N}_f$  ( $\hat{N}_{\overline{f}}$ ) ist die Ereignisanzahl, für die das Quark (Antiquark) richtig identifiziert wird. Für die double-tagged Ereignisse mit ungleichem Vorzeichen der identifizierten Quarks wird diese Wahrscheinlichkeit analog zu der single-tagged Wahrscheinlichkeit definiert.  $w_f^D$  ist das Verhältnis der richtig identifizierten Quarkladungen ( $\hat{N}_f^D, \hat{N}_{\overline{f}}^D$ ) zu allen ungleich geladenen double-tagged Ereignissen

<sup>3</sup>double-tagged: siehe Tabelle 4.7

$(N_f^D, \bar{N}_f^D)$ :

$$w_f^D = \frac{\hat{N}_f^D + \hat{\bar{N}}_f^D}{N_f^D + \bar{N}_f^D}. \quad (4.17)$$

Die zuvor definierten fünf Mengen der single- und double-tagged Ereignisse bestehen neben dem Hauptanteil der  $b$ -Ereignisse ( $\sim 94\%$ ) auch aus Beiträgen von  $d$ -,  $u$ -,  $s$ - und  $c$ -Ereignissen. Für alle Flavours kommt zusätzlich ein Beitrag von den falsch identifizierten Quarkladungen hinzu. Deshalb kann die Anzahl der Ereignisse in den fünf Mengen folgendermaßen geschrieben werden:

$$N = \sum_{f=d,s,b} [N_f \cdot w_f + \bar{N}_f \cdot (1 - w_f)] + \sum_{f=u,c} [N_f \cdot w_f + \bar{N}_f \cdot (1 - w_f)] \quad (4.18)$$

$$\bar{N} = \sum_{f=d,s,b} [\bar{N}_f \cdot w_f + N_f \cdot (1 - w_f)] + \sum_{f=u,c} [\bar{N}_f \cdot w_f + N_f \cdot (1 - w_f)] \quad (4.19)$$

$$N^D = \sum_{f=d,s,b} [N_f^D \cdot w_f^D + \bar{N}_f^D \cdot (1 - w_f^D)] + \sum_{f=u,c} [N_f^D \cdot w_f^D + \bar{N}_f^D \cdot (1 - w_f^D)] \quad (4.20)$$

$$\bar{N}^D = \sum_{f=d,s,b} [\bar{N}_f^D \cdot w_f^D + N_f^D \cdot (1 - w_f^D)] + \sum_{f=u,c} [\bar{N}_f^D \cdot w_f^D + N_f^D \cdot (1 - w_f^D)] \quad (4.21)$$

$$N^{same} = \sum_{f=d,u,s,c,b} N_f^{same} \quad (4.22)$$

Hierbei ist  $N_f$  ( $\bar{N}_f$ ) die Anzahl der single-tagged Ereignisse, bei denen in Wirklichkeit ein Quark (Antiquark) des Flavours  $f$  in die Vorwärtshemisphäre geflogen ist. Dementsprechend ist  $N_f^D$  ( $\bar{N}_f^D$ ) die Anzahl der double-tagged Ereignisse mit einem Quark (Antiquark) des Flavours  $f$  in der Vorwärtshemisphäre.  $N_f^{same}$  ist für die einzelnen Quarksorten die Anzahl der gleich geladenen double-tagged Ereignisse. Hier sei noch einmal betont, daß nach Anwenden des  $b_{tag}$ -Schnittes eine sehr reine  $b$ -Menge selektiert wurde ( $p_b \cong 94\%$ ). Da auch die Identifikationswahrscheinlichkeiten für single- und double-tagged  $b$ -Ereignisse groß sind ( $\langle w_b \rangle \cong 0.77$ ;  $\langle w_b^D \rangle \cong 0.92$ ), enthalten die Mengen  $\mathcal{M}(N)$  und  $\mathcal{M}(N^D)$  hauptsächlich  $b$ -Quarks im Vorwärtsbereich, beziehungsweise die Mengen  $\mathcal{M}(\bar{N})$  und  $\mathcal{M}(\bar{N}^D)$  hauptsächlich  $\bar{b}$ -Quarks im Vorwärtsbereich.

#### 4.8.2 Die Identifikationswahrscheinlichkeiten der Quarkladung

Die Identifikationswahrscheinlichkeit  $w_b$  für die Menge der single-tagged Ereignisse kann aus den double-tagged Ereignissen berechnet werden. Für diese Herleitung wird vorübergehend angenommen, daß die Ereignismengen nur aus  $b$ -Quarkereignissen bestehen. Die Summe der ungleich geladenen double-tagged Ereignisse und die gleich geladenen double-tagged Ereignisse lassen sich als Funktion von  $w_b$  schreiben (Gleichungen 4.23 und 4.24). Die ungleich geladenen double-tagged Ereignisse bestehen einerseits aus Ereignissen mit richtig identifizierten Hemisphären. Das wird durch den Term  $w_b^2$  der Gleichungen 4.23 beschrieben. Andererseits tragen auch Ereignisse bei, für die beide Hemisphären falsch identifiziert werden. Diese Ereignisse werden durch den Term  $(1 - w_b)^2$  beschrieben. Der

Term  $w_b \cdot (1 - w_b)$  aus Gleichung 4.24 beschreibt Ereignisse, für die eine Hemisphäre richtig und die gegenüberliegende falsch identifiziert wurde. Als Normierungsfaktor muß die Summe aller Ereignisse mit zwei identifizierten Hemisphären verwendet werden.

$$N^D + \overline{N^D} = (N^D + \overline{N^D} + N^{same}) \cdot [w_b^2 + (1 - w_b)^2] \quad (4.23)$$

$$N^{same} = 2 \cdot (N^D + \overline{N^D} + N^{same}) \cdot w_b \cdot (1 - w_b) \quad (4.24)$$

Da beide Gleichungen die Gesamtanzahl der double-tagged Ereignisse als Normierungsfaktor verwenden, sind sie äquivalent und beinhalten die gleiche Beschreibung für  $w_b$ . Die quadratische Gleichung 4.24 führt zu dem Ergebnis:

$$\begin{aligned} N^{same} &= 2 \cdot (N^D + \overline{N^D} + N^{same}) \cdot w_b \cdot (1 - w_b) \\ w_b^2 - w_b + \frac{1}{4} &= \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot \frac{N^{same}}{N^D + \overline{N^D} + N^{same}} \\ \left(w_b + \frac{1}{2}\right)^2 &= \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot \frac{N^{same}}{N^D + \overline{N^D} + N^{same}} \\ w_b &= \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot \frac{N^{same}}{N^D + \overline{N^D} + N^{same}}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Die zweite Lösung der quadratischen Gleichung 4.24 mit dem negativen Vorzeichen wird nicht weiter berücksichtigt, da sie ein unphysikalisches Ergebnis kleiner als 0.5 ergibt.

Aus der Wahrscheinlichkeit  $w_b$ , in single-tagged Ereignissen die Quarkladung richtig zu identifizieren, läßt sich die Identifikationswahrscheinlichkeit  $w_b^D$  der double-tagged Ereignisse berechnen.  $w_b^D$  gibt an, wie häufig in einem Ereignis sowohl das  $b$ -Quark als auch das  $\bar{b}$ -Quark richtig identifiziert werden:

$$w_b^D = \frac{w_b^2}{w_b^2 + (1 - w_b)^2} \quad (4.26)$$

Die Vorwärts- und Rückwärtshemisphären der einzelnen Ereignisse sind nicht notwendigerweise vollständig unabhängig. Diesem Umstand wird durch das Konzept der Hemisphärenkorrelationen Rechnung getragen. Für die Wahrscheinlichkeit  $w_b$  der single-tagged Ereignisse wird die Hemisphärenkorrelation durch den Term  $\sqrt{1 + \delta}$  in Gleichung 4.25 eingeführt:

$$w_b \cdot \sqrt{1 + \delta} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot \frac{N^{same}}{N^D + \overline{N^D} + N^{same}}} \quad (4.27)$$

Ein entsprechender Korrelationsterm  $\sqrt{1 + \beta}$  muß für die double-tagged Ereignisse in Gleichung 4.26 eingefügt werden:

$$w_b^D \cdot \sqrt{1 + \beta} = \frac{w_b^2 \cdot (1 + \delta)}{w_b^2 \cdot (1 + \delta) + (1 - w_b \cdot \sqrt{1 + \delta})^2} \quad (4.28)$$

Zu Beginn dieses Abschnittes wurde der Untergrund aus  $c$ -,  $s$ -,  $u$ - und  $d$ -Quarkereignissen vernachlässigt. Diese werden berücksichtigt, indem die entsprechenden  $b$ -Reinheiten  $p_b^D$  und  $p_b^{same}$  an die double-tagged Zählraten multipliziert werden. Dadurch verändert sich noch einmal die Gleichung 4.27 für die single-tagged Identifikationswahrscheinlichkeit  $w_b$ :

$$w_b \cdot \sqrt{1 + \delta} = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \frac{1}{2} \cdot \frac{N^{same} \cdot p_b^{same}}{[N^D + N^{\bar{D}}] \cdot p_b^D + N^{same} \cdot p_b^{same}}} \quad (4.29)$$

Die Gleichung 4.28 bleibt unverändert. Die Gleichungen 4.29 und 4.28 werden verwendet, um die Identifikationswahrscheinlichkeiten für die  $b$ -Ereignisse direkt aus den Meßdaten zu berechnen. In der Abbildung 4.20 werden für das Jahr 1994 die Identifikationswahrscheinlichkeiten für single- und double-tagged Ereignisse als Funktion des Polarwinkels der Ereignisachse  $\cos(\theta_{\vec{T}})$  gezeigt. Dabei werden die Untergrund korrigierten Daten mit der Vorhersage der Simulation verglichen. Für die double-tagged Ereignisse ist  $w_b^D$  größer als 0.92 und fällt für große  $\cos(\theta_{\vec{T}})$  am Rand der Detektorakzeptanz auf 0.87 ab. Ein ähnliches Verhalten, jedoch mit numerisch kleineren Wert, zeigt die Identifikationswahrscheinlichkeit  $w_b$  für single-tagged Ereignisse. Die Identifikationswahrscheinlichkeit der Simulation ist für die single-tagged Ereignisse im Mittel um 0.025 und für double-tagged Ereignisse um 0.017 größer als für die Meßdaten. Diese Diskrepanz zwischen Daten und Simulation ist durch die nicht vollständige Beschreibung der  $b$ -Quarkereignisse in der Simulation begründet [64].

### 4.8.3 Die Hemisphärenkorrelation

Spuren, die durch das Quark (Antiquark) induziert werden, können durch die Fragmentation, durch Zerfälle, durch die Messung und auch durch die Spuranpassung der falschen Hemisphäre zugewiesen werden. Dadurch sind die Vorwärts- und Rückwärtshemisphären der einzelnen Ereignisse nicht vollständig unabhängig, sondern leicht miteinander korreliert. Die Hemisphärenkorrelationen  $\sqrt{1 + \delta}$  und  $\sqrt{1 + \beta}$  beschreiben diese Korrelationen bei der Berechnung der Identifikationswahrscheinlichkeiten.  $\sqrt{1 + \delta}$  berücksichtigt die Korrelationen, die bei der Berechnung der single-tagged Wahrscheinlichkeit  $w_b$  aus den double-tagged Ereignissen auftreten. Die Hemisphärenkorrelation  $\sqrt{1 + \beta}$  berücksichtigt mögliche Unterschiede zwischen den Korrelationen der gleich geladenen und ungleich geladenen double-tagged Ereignisse.

Die Hemisphärenkorrelationen  $\sqrt{1 + \delta}$  und  $\sqrt{1 + \beta}$  werden aus den simulierten  $b$ -Quarkereignissen berechnet. Für single-tagged Ereignisse kann das Ergebnis der rechten Seite von Gleichung 4.29 unter Verwendung der wahren Identifikationswahrscheinlichkeit berechnet und mit Gleichung 4.16 verglichen werden. Das Verhältnis der beiden Resultate ergibt die Hemisphärenkorrelation  $\sqrt{1 + \delta}$ . Ähnlich hierzu wird die Hemisphärenkorrelation  $\sqrt{1 + \beta}$  für double-tagged Ereignisse als Quotient der rechten Seite von Gleichung 4.28 und der wahren Identifikationswahrscheinlichkeit (Gleichung 4.17) berechnet. In der Abbildung 4.21 werden die Korrelationsterme  $\delta$  und  $\beta$  für die einzelnen Jahre der Datennahme als Funktion des Polarwinkels  $\cos \theta_{\vec{T}}$  dargestellt. Gemittelt über den Polarwinkelbereich  $0.0 < \cos \theta_{\vec{T}} < 0.9$  und die Jahre 1992–1995 sind die Korrelationsterme für den Arbeitspunkt  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ :

$$\langle \delta \rangle = 0.0552 \pm 0.0027 \quad \text{und} \quad \langle \beta \rangle = 0.0343 \pm 0.0018 . \quad (4.30)$$

Innerhalb der statistischen Ungenauigkeiten sind die Korrelationsterme als Funktion des Polarwinkels vom Zentralbereich bis hin zum extremen Vorwärtsbereich stabil. Zwischen den einzelnen Jahrgängen ist keine signifikante Änderung zu beobachten.

Die Hemisphärenkorrelation wurden genau untersucht, um den physikalischen Grund für das Auftreten von  $\delta$  und  $\beta$  zu verstehen und mögliche systematische Fehler zu erkennen. Hierfür wurden nacheinander die neun Eingabevariablen (Kapitel 4.7.7, Seite 56) von dem Produktions-Flavour-Netzwerk ausgeschlossen. Da die beiden Jetladungen mit dem Wichtungssparameter  $\kappa = 0.3$  und  $\kappa = 0.6$  fast dieselbe Information beinhalten, wurden sie gemeinsam von dem Netzwerk ausgeschlossen. Dasselbe gilt für die Vertexladung und die Signifikanz der Vertexladung. Mit diesen modifizierten Produktions-Flavour-Netzwerken wurde die Berechnung der Hemisphärenkorrelation wiederholt. Nur in einem Fall, für das Produktions-Flavour-Netzwerk ohne die Eingabevariablen der Jetladungen mit  $\kappa = 0.3$  und  $\kappa = 0.6$  ( $flav_{\text{hem}}^{\text{ohne Jetladung}}$ ), wurde eine signifikante Änderung beobachtet.

Die über die Jahre 1992–1995 gemittelten Werte für  $\langle\delta\rangle$  und  $\langle\beta\rangle$ , die mit dem modifizierten Produktions-Flavour-Netzwerk  $flav_{\text{hem}}^{\text{ohne Jetladung}}$  berechnet wurden, sind in der Abbildung 4.22 als gestrichelte Linie zu sehen. Zum Vergleich sind die Korrelationsterme  $\langle\delta\rangle$  und  $\langle\beta\rangle$  berechnet mit dem vollständigen Produktions-Flavour-Netzwerk als Punkte dargestellt. Die Korrelationsterme  $\langle\delta\rangle$  und  $\langle\beta\rangle$  zeigen nach Ausschließen der Jetladungen von den Eingabevariablen nahezu keine Korrelationen.

Eine weiterführende Untersuchung der Frage, warum gerade die Jetladungen die Korrelationsterme erzeugen, wurde von der Karlsruher DELPHI-Gruppe, die das BSAURUS-Programmpaket entwickelt hat, durchgeführt [65]. Demnach ist die Hemisphärenkorrelation eine Funktion des Exponenten der Jetladung  $\kappa$ . Für kleine  $\kappa$ -Werte ist die Hemisphärenkorrelation größer als für große  $\kappa$ -Werte. Dieses Verhalten kann durch Ladungserhaltungseffekte erklärt werden. Falls keine Impulsgewichtung bei der Berechnung der Jetladung verwendet wird, ist die Jetladung die Summe der Ladungen aller Spuren der Hemisphäre. Da der elektroschwache Prozeß mit einem neutralen  $Z$ -Boson beginnt, müssen die Jetladungen der Hemisphären aufgrund der Ladungserhaltung unterschiedliche Ladungsvorzeichen besitzen. Wenn alle Spuren durch einen idealen Detektor ohne Ineffizienzen gemessen würden, wären die Hemisphären zu 100% korreliert. Für Jetladungen mit größer werdendem  $\kappa$ -Wert wird die Jetladung durch immer weniger Spuren dominiert, so daß die Korrelation aufgrund der Ladungserhaltung immer schwächer wird. Die  $\kappa$ -Abhängigkeit des Ladungserhaltungseffekt wurde auch für Zweijet- und Dreijetereignisse getrennt untersucht. Für Dreijetereignisse gibt es eine etwas größere Korrelation zwischen den Hemisphären als für Zweijetereignisse. Zusätzlich wurden sekundäre Wechselwirkungen als Entstehungsmöglichkeit der Hemisphärenkorrelationen in einer weiteren Studie ausgeschlossen. Demnach entsteht der dominierende Beitrag der Korrelationsterme durch die Ladungserhaltung der Spuren der Hemisphäre, deren Jetladung mit  $\kappa = 0.3$  berechnet wird. Die Effekte durch Gluonabstrahlung sind zweitrangig.

Durch das Ausschließen der Jetladungsinformationen aus dem Produktions-Flavour-Netzwerk wird auch die Zusammensetzung der single- und double-tagged Mengen verändert. Die Mengen werden hierdurch zweijetartiger. Das wird durch einen Schnitt auf die Thrustvariable  $|\vec{T}| > 0.9$ , für beide Versionen des Produktions-Flavour-Netzwerks, in Abbildung 4.22 verdeutlicht. Die Änderung durch diesen zusätzlichen Schnitt ist für das Netzwerk mit den Jetladungen wesentlich größer als für das ohne die Jetladungen. Mit größer werdendem Schnitt auf  $|flav_{\text{hem}}|$  nähern sich die Histogramme ohne den Thrust-

schnitt immer mehr den Histogrammen mit Thrustschnitt an. Dadurch zeigt sich, die Anreicherung von Zweijetereignissen mit größer werdendem Schnitt. Anhand dieser Abbildung ist auch sehr gut zu erkennen, daß nur ein kleiner Anteil durch Gluonabstrahlung erzeugt wird, während der Hauptanteil durch die Ladungserhaltung verursacht wird.

Im Rahmen der Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarks aus der Jetladung [50] wurden die Quellen der Hemisphärenkorrelationen untersucht. Als dominierende Quelle wurde auch hier die Ladungserhaltung gefunden, die größer als der Effekt durch die Gluonabstrahlung ist. Dieses Verhalten ist in der Abbildung 4.23 dargestellt. Die Korrelationsterme sind für unterschiedliche  $\kappa$ -Werte als Funktion des Thrustschnittes dargestellt. Die Korrelationen der Jetladungen mit  $\kappa = 0.3$  sind wesentlich größer als die der Jetladungen mit größeren  $\kappa$ -Werten. Die Korrelationen für  $\kappa = 0.8$ ,  $\kappa = 1.0$ ,  $\kappa = 1.2$ , und  $\kappa = 2.0$  sind im Rahmen der Meßfehler gleich. Diese Beobachtung deckt sich mit der im letzten Absatz beschriebenen Untersuchung für diese Analyse.

Eine weitere mögliche Quelle für Hemisphärenkorrelationen ist die Position und die stark unterschiedliche räumliche Verteilung des primären Wechselwirkungspunktes in  $x$ - und  $y$ -Richtung. Der primäre Wechselwirkungspunkt liegt nicht genau in der Mitte des DELPHI-Detektors und seine Ortsverteilung in  $x$ -Richtung ist mehr als eine Größenordnung größer als in  $y$ -Richtung. Die Mittelwerte der Korrelationsterme wurden auf eine mögliche  $\phi_{\vec{T}}$ -Abhängigkeit hin in verschiedenen Intervallen des Azimuthalwinkels  $\phi_{\vec{T}}$  untersucht. Hierbei wurde keine signifikante Variation in Abhängigkeit des Azimuthalwinkels gefunden.

Die Entstehung und das Verhalten der Hemisphärenkorrelationen  $\sqrt{1+\delta}$  und  $\sqrt{1+\beta}$  wurden durch viele Studien überprüft und lassen sich folgendermaßen zusammenfassen. Die auf der Simulation berechneten Korrelationsterme  $\delta$  und  $\beta$  sind stabil gegen Änderungen des Polarwinkels. Effekte durch Azimuthalwinkelvariationen sind nicht signifikant. Die Hemisphärenkorrelationen entstehen durch Ladungserhaltungseffekte und fließen hauptsächlich durch die Jetladung mit  $\kappa = 0.3$  in die Messung ein. Weitere Effekte durch Gluonabstrahlung sind zweitrangig. Die hier gefundenen Ergebnisse für die Hemisphärenkorrelationen sind in Einklang mit den Resultaten der Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarks aus der Jetladung.

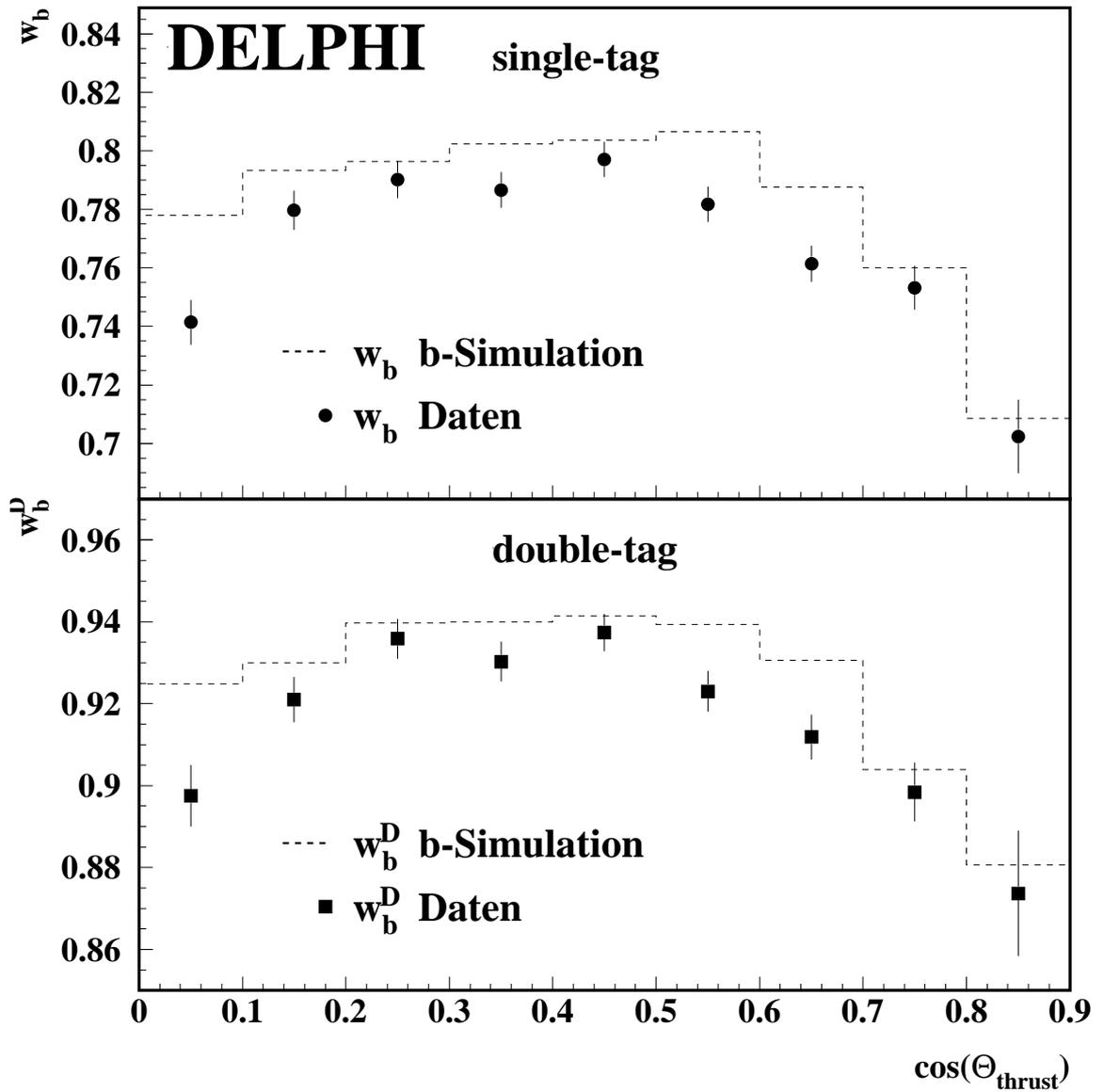


Abbildung 4.20: Die Wahrscheinlichkeit,  $b$ -Quarks richtig zu identifizieren für das Jahr 1994. Die obere Abbildung zeigt die Ergebnisse der single-tagged Ereignisse, die untere Abbildung die der double-tagged Ereignisse. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag}} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

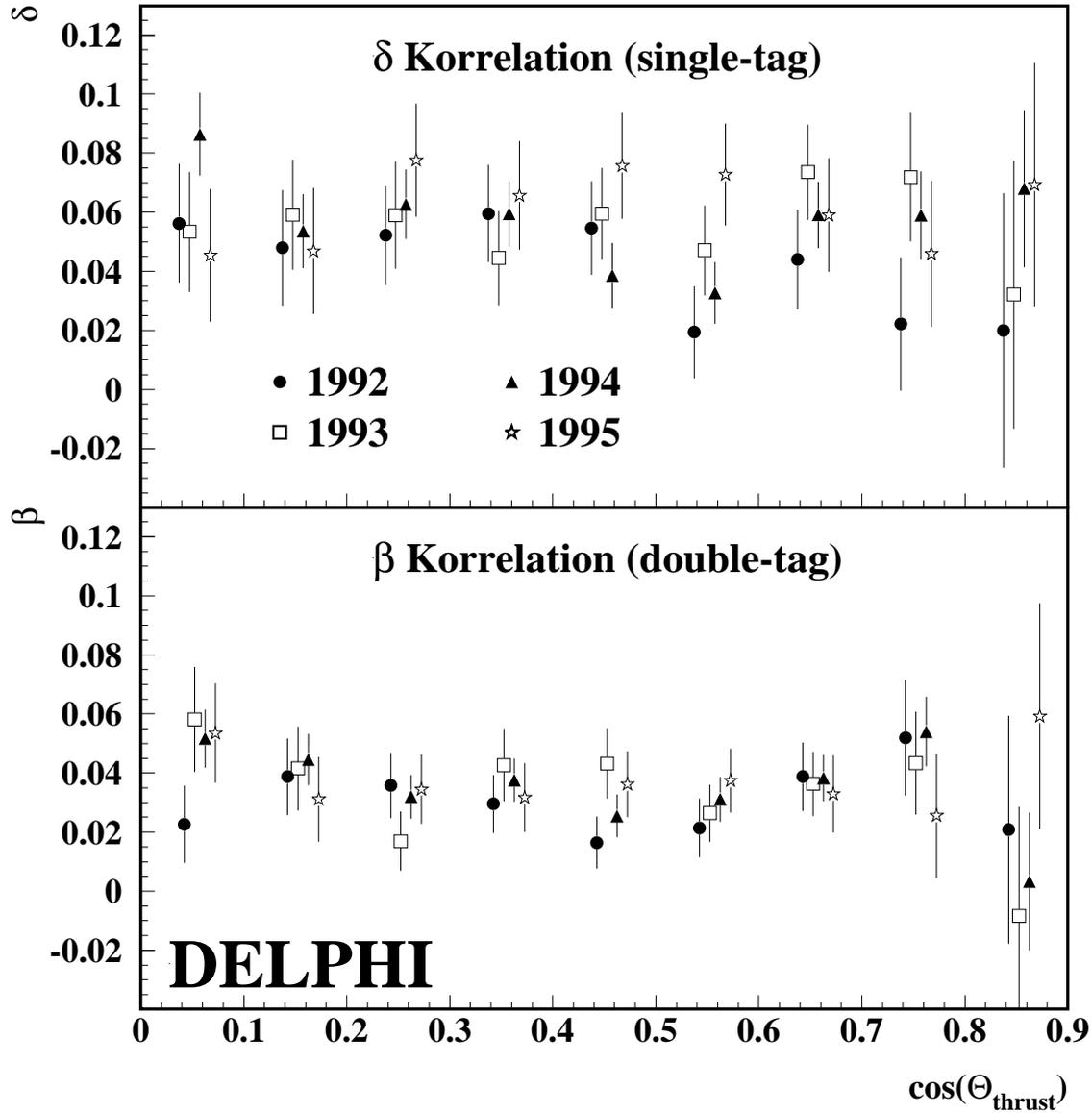


Abbildung 4.21: Die Terme  $\delta$  und  $\beta$  der Hemisphärenkorrelationen für die single- und double-tagged Ereignisse der Jahre 1992 bis 1995. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag},1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

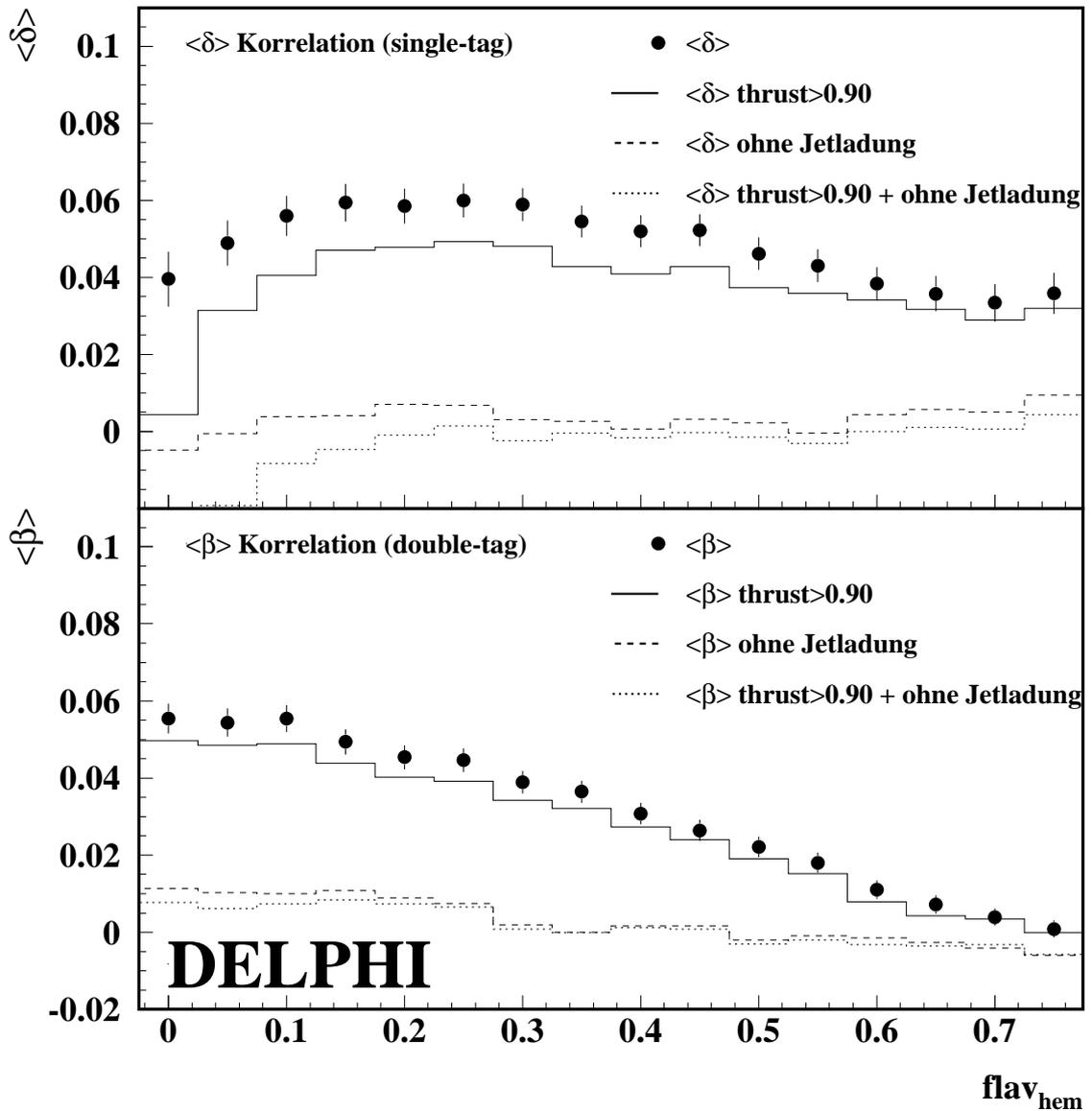


Abbildung 4.22: Die Mittelwerte der Korrelationsterme  $\delta$  und  $\beta$  als Funktion des Schnittes in die Identifikationsvariable  $flav_{hem}$  für das Jahr 1994. Zusätzlich zu dem Ergebnis des vollständigen Produktions-Flavour-Netzwerks (Punkte) wird das Resultat eines modifizierten Produktions-Flavour-Netzwerks gezeigt, das keine Jetladungen als Eingabevariable besitzt (gestrichelte Linie). Für beide Netzwerke wird der Effekt eines Thrustschnittes ( $T > 0.9$ ) gezeigt. Die statistischen Ungenauigkeiten der Linien sind etwas größer als die der jeweiligen Punkte. Angewandeter Selektionsschnitt:  $b_{tag} > 0.1$ .

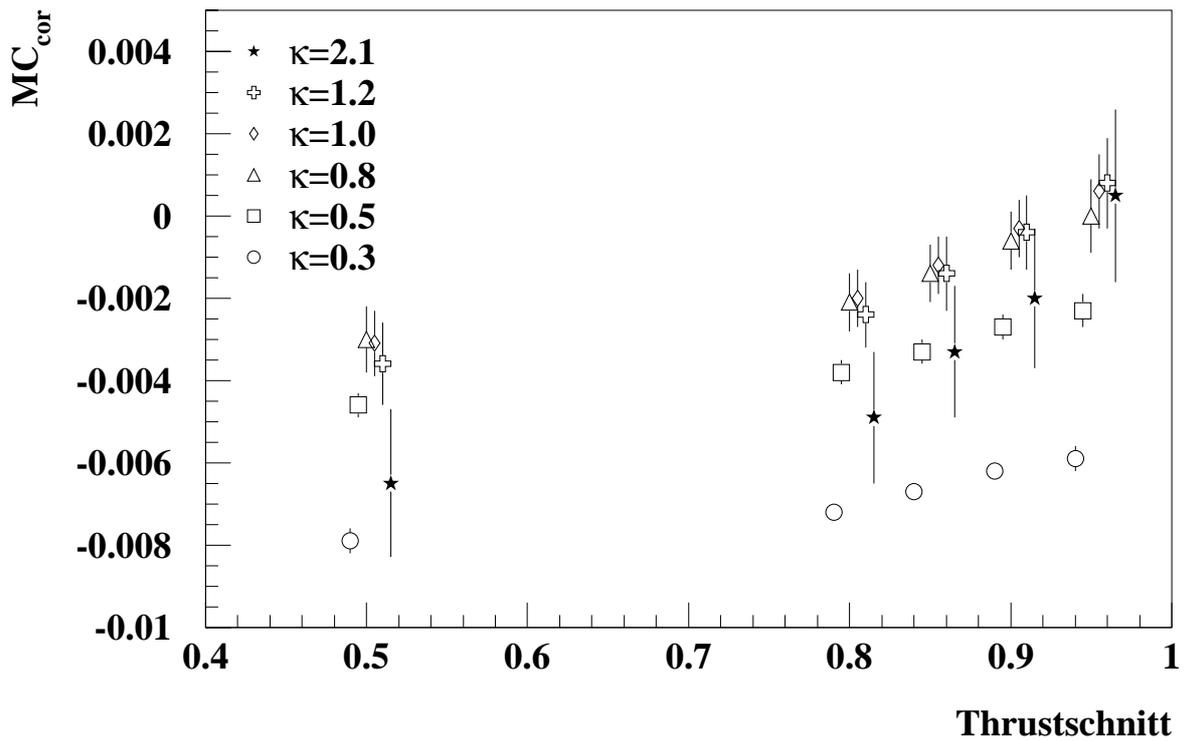


Abbildung 4.23: Die Hemisphärenkorrelationen für die Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarks aus der Jetladung [50, 66]. Die Korrelationsterme sind für unterschiedliche  $\kappa$ -Werte als Funktion des Thrustschnittes dargestellt. Die Korrelationen der Jetladungen mit  $\kappa = 0.3$  sind wesentlich größer als die der Jetladungen mit größeren  $\kappa$ -Werten.

# 5

## Die Asymmetriemessung

In dieser Analyse wird die Polarwinkelabhängigkeit des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  ausgenutzt. Für disjunkte Intervalle in  $\cos\theta_{\bar{f}}$  wird die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen, differentielle Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie genannt, berechnet und mit der Theorievorhersage des Standardmodells verglichen.

In dem folgenden Kapitel wird der experimentelle Ansatz für die Berechnung der differentiellen Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie für single- und double-tagged Ereignisse erklärt. Nach einer Korrektur zur Berücksichtigung der QCD-Effekte (Kapitel 5.3) wird die Theorievorhersage an die Meßwerte angepaßt (Kapitel 5.4). Die Instabilitäten aufgrund der Variation der  $b$ -Reinheit wird in Kapitel 5.5 und die systematischen Ungenauigkeiten dieser Analyse werden anschließend in Kapitel 5.6 diskutiert.

### 5.1 Die Asymmetriemessung

Die Herleitungen der Gleichungen, die für die Berechnung der differentiellen Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien verwendet werden, sind für single- und double-tagged Ereignisse ähnlich. Daher wird dies nur für die single-tagged Ereignisse detailliert erklärt.

Aus der Differenz der Zählraten  $N$  und  $\bar{N}$  mit negativen und positiven Quarks (Gleichungen 4.18 und 4.19) ergibt sich:

$$N - \bar{N} = \sum_{f=d,u,s,c,b} (2 \cdot w_f - 1) \cdot [N_f - N_{\bar{f}}] \cdot \eta_f, \quad (5.1)$$

hierbei ist  $\eta_f$  ein Faktor, der die unterschiedlichen Ladungen der „up“- und „down“-artigen Quarks berücksichtigt.  $\eta_f$  ist für „down“-artige Quarks 1 und für „up“-artige Quarks  $-1$ . Der Term  $[N_f - N_{\bar{f}}]$  kann in das Produkt  $A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot [N_f + N_{\bar{f}}]$  umgeformt werden:

$$N - \bar{N} = \sum_{f=d,u,s,c,b} (2 \cdot w_f - 1) \cdot A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot [N_f + N_{\bar{f}}] \cdot \eta_f. \quad (5.2)$$

Die Summe der Zählraten aus Quarks und Antiquarks  $[N_f + N_{\bar{f}}]$  läßt sich durch das Produkt der Reinheit und der Gesamtzählrate der single-tagged Ereignisse ausdrücken:

$$N - \bar{N} = \sum_{f=d,u,s,c,b} (2 \cdot w_f - 1) \cdot A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot [N + \bar{N}] \cdot p_f \cdot \eta_f . \quad (5.3)$$

Da die Gesamtzählrate unabhängig von der Quarksorte ist, kann die Gleichung 5.3 weiter umgeformt werden, so daß sich die in dieser Analyse verwendete Gleichung für single-tagged Ereignisse ergibt:

$$A_{FB}^{obs} = \frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} = \sum_{f=d,u,s,c,b} (2 \cdot w_f - 1) \cdot A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot p_f \cdot \eta_f . \quad (5.4)$$

Für die double-tagged Ereignisse ergibt sich aus den Zählraten  $N^D$  und  $\bar{N}^D$  entsprechend (Gleichungen 4.20 und 4.21):

$$A_{FB}^{D,obs} = \frac{N^D - \bar{N}^D}{N^D + \bar{N}^D} = \sum_{f=d,u,s,c,b} (2 \cdot w_f^D - 1) \cdot A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot p_f^D \cdot \eta_f . \quad (5.5)$$

Die beobachteten Asymmetrien  $A_{FB}^{obs}$  und  $A_{FB}^{D,obs}$  zeigen den Nettoeffekt der Asymmetrien aller Quarksorten zusammen. Die Beiträge der  $d$ -,  $u$ -,  $s$ - und  $c$ -Quarkereignisse werden hierbei durch die kleinen Reinheiten dieser Quarksorten stark unterdrückt ( $p_{d,u,s} \cong 0.6\%$ ,  $p_{d,u,s}^D \cong 0.3\%$ ,  $p_c \cong 4.8\%$  und  $p_c^D \cong 3.1\%$ ). Aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen der  $\eta$ -Faktoren kompensieren sich noch die Beiträge von  $u$ - und  $c$ -Quarkereignissen weitgehend mit denen von  $d$ - und  $s$ -Quarkereignissen.

Als Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  für  $c$ -Quarkereignisse wird der LEP-Mittelwert ( $A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0689 \pm 0.0035$ ) [8] und für den Untergrund aus leichten Quarkereignissen wird der Standardmodellwert verwendet ( $A_{FB}^{d\bar{d}} = A_{FB}^{s\bar{s}} = 0.1035$ ,  $A_{FB}^{u\bar{u}} = 0.0739$ ) [67].

Der Hauptbeitrag zu den beobachteten Asymmetrien besteht aus dem Beitrag der  $b$ -Quarkereignisse, die eine Reinheit von ca. 94% erreichen.

Zur Messung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen müssen alle Variablen der Gleichungen 5.4 und 5.5 für jedes Intervall in  $\cos\theta_{\bar{f}}$  bestimmt werden. Die Zählraten  $N$ ,  $\bar{N}$ ,  $N^D$  und  $\bar{N}^D$  werden aus den Meßdaten bestimmt. Für die  $b$ -Quarkereignismenge werden die Reinheiten  $p_b$  und  $p_b^D$  und die Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$ , die Quarkladung richtig zu identifizieren, im wesentlichen auch aus den Meßdaten bestimmt. Hierbei wird lediglich eine kleine Untergrundkorrektur, die über die  $b$ -Reinheiten der single- und double-tagged Mengen und die Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  einfließt, aus der Simulation verwendet. Für die Untergrundmengen aus  $d$ -,  $u$ -,  $s$ - und  $c$ -Quarkereignissen werden die Reinheiten ( $p_d$ ,  $p_u$ ,  $p_s$ ,  $p_c$ ,  $p_d^D$ ,  $p_u^D$ ,  $p_s^D$  und  $p_c^D$ ) und die Wahrscheinlichkeiten, die Quarkladung richtig zu identifizieren, ( $w_d$ ,  $w_u$ ,  $w_s$ ,  $w_c$ ,  $w_d^D$ ,  $w_u^D$ ,  $w_s^D$  und  $w_c^D$ ) mit der Simulation berechnet. Die Untergrundkorrekturen  $(2 \cdot w_f - 1) \cdot A_{FB}^{f\bar{f}} \cdot p_f \cdot \eta_f$  sind sowohl für die single-tagged als auch für double-tagged Ereignismengen klein und werden in Tabelle 5.1 mit dem Anteil aus  $b$ -Quarkereignissen verglichen.

Quarksorte	Anteil an $A_{FB}^{obs}$ in %	
	single-tagged	double-tagged
$b$	100.00	100.00
$c$	-3.24	-2.23
$s$	0.57	0.31
$u$	-0.38	-0.23
$d$	0.40	0.22

Tabelle 5.1: Der Anteil der einzelnen Quarksorten an der beobachteten Asymmetrie der einzelnen Quarksorten für die single- und double-tagged Mengen der Meßdaten des Jahres 1994. Die Mittelwerte der Anteile von  $\cos \theta_{\vec{T}}$  aus dem Intervall  $[0.0; 0.9]$  sind auf den Anteil des  $b$ -tagged Beitrages normiert.

## 5.2 Die Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie

Die hier vorgestellte Analyse wird in neun aufeinanderfolgenden Intervallen von  $\cos\theta_{\vec{T}}$  durchgeführt. Dadurch wird die Messung insensitiv auf Änderungen der Selektionseffizienz des Detektors in unterschiedlichen Polarwinkelintervallen. Alle zuvor beschriebenen Gleichungen sind auch für Intervalle des Polarwinkels gültig. Lediglich die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  in den Gleichungen 5.4 und 5.5 muß durch die Standardmodellvorhersage der differentiellen Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b,diff}(\cos\theta_{\vec{T}})$  ersetzt werden:

$$A_{FB}^{b,diff}(\cos\theta_{\vec{T}}) = A_{FB}^b \cdot \frac{\int_{\cos\theta_{\vec{T},i}}^{\cos\theta_{\vec{T},i+1}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta - \int_{-\cos\theta_{\vec{T},i+1}}^{-\cos\theta_{\vec{T},i}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta}{\int_{\cos\theta_{\vec{T},i}}^{\cos\theta_{\vec{T},i+1}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta + \int_{-\cos\theta_{\vec{T},i+1}}^{-\cos\theta_{\vec{T},i}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta} \quad (5.6)$$

$$\cong \frac{8}{3} \cdot A_{FB}^{b\bar{b}} \cdot \frac{\cos\theta_{\vec{T}}}{1 + \cos^2\theta_{\vec{T}}} \quad (5.7)$$

Die Variablen, die zur Berechnung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen benötigt werden, müssen für jedes  $\cos\theta_{\vec{T}}$ -Intervall einzeln berechnet werden. Die Wahrscheinlichkeiten, die Quarkladung richtig zu bestimmen, und die Hemisphärenkorrelationen sind in den vorhergehenden Kapiteln mit ihrer Winkelabhängigkeit beschrieben.

Nach der vollständigen Selektion besteht die kombinierte Menge aus single- und double-tagged Ereignissen aus einem  $b$ -Anteil von ungefähr 94%. In der Abbildung 5.1 sind die  $\cos\theta_{\vec{T}}$ -Abhängigkeiten der Reinheiten  $p_b$  und  $p_b^D$  und der Effizienzen  $\epsilon_b$  und  $\epsilon_b^D$  von  $b$ -Quarkereignissen dargestellt. Die Meßdaten werden mit der Simulation verglichen. Die Simulation beschreibt den Verlauf der Meßdaten. Im Zentralbereich des Detektors sind sowohl die Reinheiten als auch die Effizienzen nahezu konstant. Im Vorwärtsbereich, das heißt für größer werdende  $\cos\theta_{\vec{T}}$ , steigt die Reinheit für die single- und double-tagged Ereignismengen leicht an, während die Effizienzen für  $\cos\theta_{\vec{T}} > 0.7$  schnell kleiner werden. Dieser starke Abfall der Effizienzen entsteht dadurch, daß die Selektion von  $b$ -Quarkereignissen nur die Ereignisse akzeptiert, die eine deutliche Signatur eines  $b$ -Zerfalls aufweisen. Um diese Signatur zu messen, sind Meßpunkte des Vertexdetektors notwendig. Die Intervalle des Vorwärtsbereichs ( $0.7 < \cos\theta_{\vec{T}} < 0.8$  entspricht  $45.5^\circ > \theta_{\vec{T}} > 36.8^\circ$  und  $0.8 < \cos\theta_{\vec{T}} < 0.9$  entspricht  $36.8^\circ > \theta_{\vec{T}} > 25.8^\circ$ ) fallen mit den Polarwinkelgrenzen des Vertexdetektors zusammen ( $27^\circ$ ;  $35^\circ$ ;  $40^\circ$ ), so daß mit abnehmendem Polarwinkel immer weniger Meßpunkte mit dem Vertexdetektor der Messung zur Verfügung stehen.

Die Korrekturen für  $c$ - und leichte Quarkereignisse der Gleichungen 5.4 und 5.5 streuen für die einzelnen  $\cos\theta_{\vec{T}}$ -Intervalle um die Mittelwerte, die in Tabelle 5.1 aufgeführt sind. Sie sind in allen Intervallen klein.

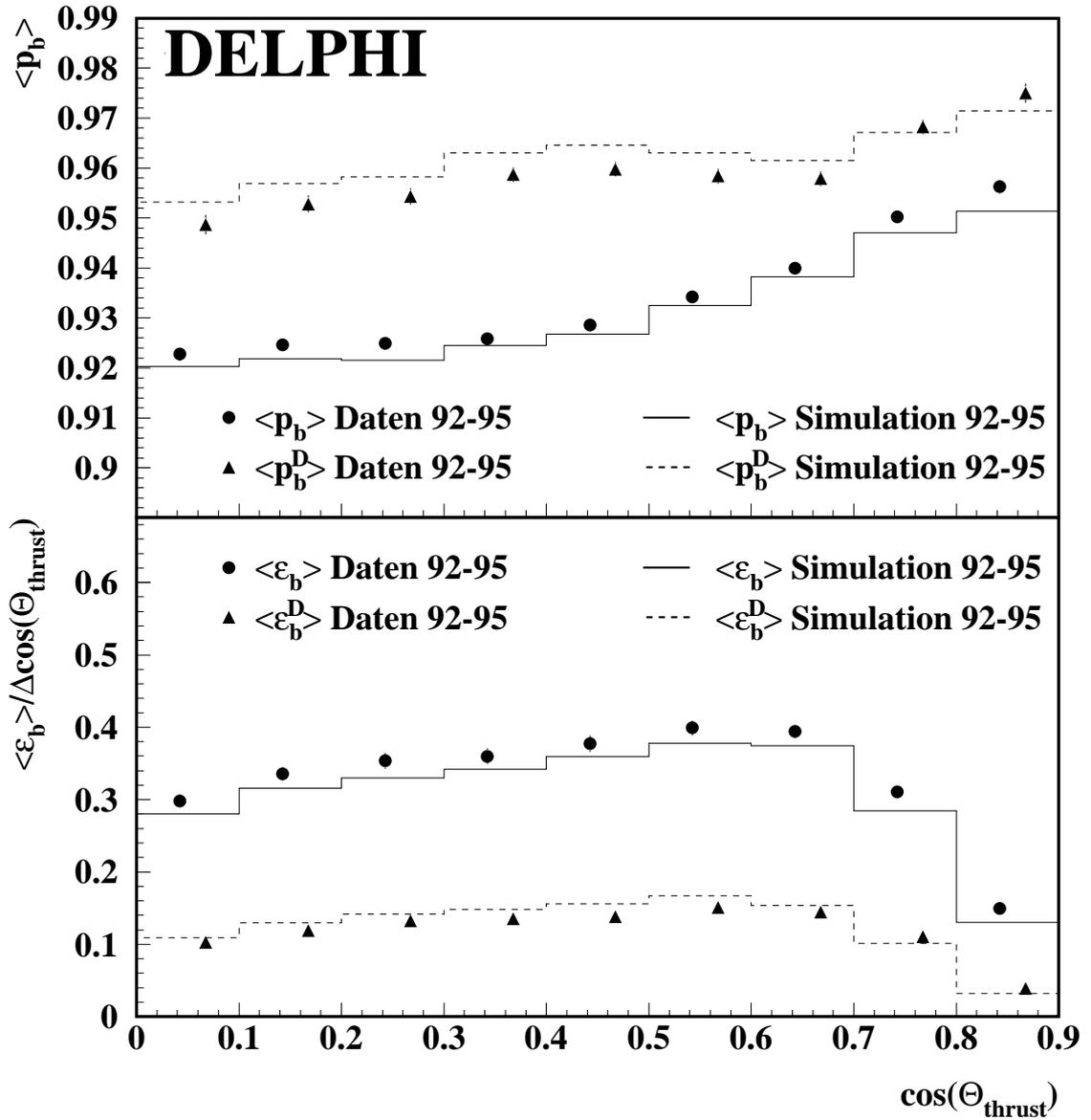


Abbildung 5.1: Die Reinheit  $p_b$  und Effizienz  $\epsilon_b$  von single- und double-tagged  $b$ -Ereignissen als Funktion des Polarwinkels der Thrustachse. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag},1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

### 5.3 Die QCD–Korrektur

Die Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ –Quarkereignissen ist sensitiv auf Gluonbremsstrahlung der Quarks des elektroschwachen Endzustandes. Dieser Einfluß muß korrigiert werden. Die Korrekturen sind in der Störungstheorie bis zur zweiten Ordnung für masselose Quarks bekannt (Kapitel 2.3.1) [15], deren Flugrichtung mit der Thrustrichtung angenähert wird [16].

Die Sensitivität von Asymmetriemessungen auf Gluonbremsstrahlung kann durch die Selektion von Ereignissen ohne harte Gluonen reduziert sein. In dieser Analyse erzeugt die Identifizierung der Quarkladung zusammen mit der Anreicherung von  $b$ –Quarkereignissen eine Verringerung der Gluonbremsstrahlung. Die QCD–Korrektur kann folgendermaßen beschrieben werden [17]:

$$A_{FB}^{b\bar{b},QCD} = (1 - C_b)A_{FB}^{b\bar{b},noQCD} = (1 - s_b C_{QCD}^b)A_{FB}^{b\bar{b},noQCD}. \quad (5.8)$$

Hierbei ist  $A_{FB}^{b\bar{b},noQCD}$  die Asymmetrie der initialen  $b$ –Quarks ohne Gluonabstrahlung, welche von der gemessenen Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b},QCD}$  mit Hilfe des QCD–Koeffizienten  $C_b$  berechnet werden kann. Dieser Korrektorkoeffizient ist das Produkt der QCD–Korrektur  $C_{QCD}^b$  mit dem Bias-Faktor  $s_b$ , der die Sensitivität der Messung auf die Gluonbremsstrahlung beschreibt. Die QCD–Korrektur  $C_{QCD}^b$  ist die Korrektur für die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ –Quarkereignissen, die mit Hilfe der Thrustrichtung als Ereignisrichtung gemessen wurde.

Der Theoriewert der QCD–Korrektur wurde in [18] abgeschätzt:

$$C_{QCD}^b = (3.54 \pm 0.63)\% . \quad (5.9)$$

Für jedes  $\cos \theta_{\overline{T}}$ –Intervall werden aus simulierten Ereignissen die QCD–Koeffizienten  $C_b$  bestimmt. Dafür wird zunächst die generierte Asymmetrie der initialen  $b$ –Quarks mit Hilfe einer Monte–Carlo–Methode auf die maximal mögliche Asymmetrie von 75% gesetzt. Der relative statistische Fehler der Asymmetrien wird dadurch und durch das Hinzunehmen zusätzlicher simulierter  $b$ –Quarkereignisse (1992: 721847; 1993: 1202235; 1994: 5411883; 1995: 1439104) reduziert. Auf dieser  $b$ –Quarkereignismenge wird für jedes  $\cos \theta_{\overline{T}}$ –Intervall einzeln der QCD–Koeffizient  $C_b$  durch Vergleich der generierten differentiellen Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie der initialen  $b$ –Quarks (Gleichung 5.6) mit dem Meßwert der Asymmetrie (Kapitel 5.4) berechnet. Korrelationen zwischen den Zählraten der generierten und gemessenen Asymmetrien werden hierbei berücksichtigt. In Abbildung 5.2 werden für die verschiedenen Jahre der Datennahme die QCD–Koeffizienten  $C_b$  für die single– und die double–tagged Mengen gezeigt. Da für große Polarwinkel (kleine  $\cos \theta_{\overline{T}}$ –Werte) die Sensitivität auf die Asymmetrie sehr klein ist, wird nur eine relativ große statistische Ungenauigkeit erreicht. Bei kleinen Polarwinkeln (großen  $\cos \theta_{\overline{T}}$ –Werten) ist keine systematische Variation des QCD–Koeffizienten zu erkennen. Aus dem QCD–Koeffizienten  $C_b$ , der sich für die Gesamtanalyse auf der single– und double–tagged Menge ergibt, wird der Bias–Faktor  $s_b$  berechnet (Tabelle 5.2). Zur Berechnung des Bias–Faktors  $s_b$  muß der theoretisch berechnete Wert der QCD–Korrektur  $C_{QCD}^b$  durch den auf der Simulation implementierten Wert  $C_{QCD}^{b,jetsset}$  ersetzt werden [17]:

$$C_{QCD}^{b,jetsset} = (3.06 \pm 0.03)\% . \quad (5.10)$$

year	$C_b$ [%]	$s_b$ [%]
1992	$0.63 \pm 0.31$	$21 \pm 10$
1993	$0.61 \pm 0.13$	$20 \pm 4$
1994	$0.41 \pm 0.09$	$13 \pm 3$
1995	$0.45 \pm 0.14$	$15 \pm 5$

Tabelle 5.2: Die Zusammenstellung der QCD-Koeffizienten  $C^b$  und der Bias-Faktoren  $s_b$  mit ihren statistischen Unsicherheiten für die einzelnen Jahre der Datennahme.

Im folgenden sind die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien für alle Polarwinkelintervalle einzeln mit dem QCD-Koeffizienten  $C_b = s_b C_{QCD}^{b,jetsct}$  des jeweiligen Intervalls auf Gluonbremsstrahlung korrigiert. Im Anschluß an die Anpassung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  an die Meßdaten der single- und double-tagged Ereignismengen wird die Korrektur durchgeführt, die von der QCD-Korrektur der Simulation  $C_{QCD}^{b,jetsct}$  auf die theoretisch berechnete QCD-Korrektur führt.

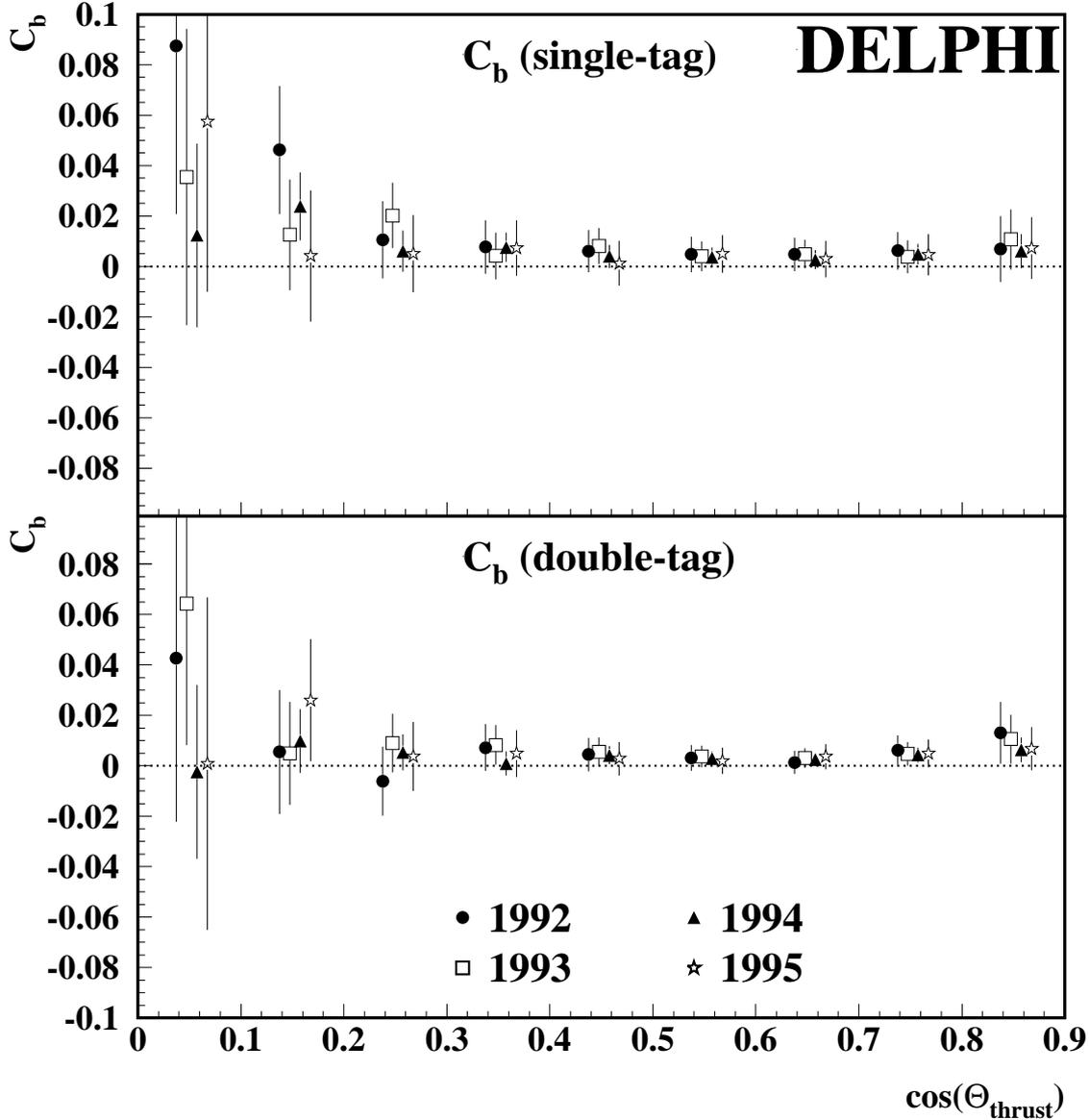


Abbildung 5.2: Der Koeffizient der QCD-Korrektur  $C_b = s_b C_{QCD}^{b,jets}$ , der den experimentellen Bias  $s_b$  der QCD-Korrektur  $C_{QCD}^{b,jets}$  berücksichtigt als Funktion des Polarwinkels der Thrustachse. In der oberen Abbildung ist die Korrektur der single-tagged Ereignisse, in der unteren Abbildung die der double-tagged Ereignisse zu sehen. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag},1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

## 5.4 Die Anpassung an die Meßdaten

Die ungleich geladenen double-tagged Zählraten  $N^D$  und  $\overline{N^D}$  sind einerseits auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie sensitiv, andererseits werden sie aber auch zur Berechnung der Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  herangezogen (Gleichungen 4.29 und 4.28). Das führt in jedem  $\cos\theta_{\overline{F}}$ -Intervall zu Korrelationen zwischen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und den Wahrscheinlichkeiten. Diese Korrelationen können durch die Anpassung berücksichtigt werden, wenn statt einer Anpassung der differentiellen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie an die Meßwerte direkt die Zählraten zur Anpassung herangezogen werden. Die Gleichungen der beobachteten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (Gleichungen 5.4 und 5.5) zusammen mit den Gleichungen der Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  (Gleichungen 4.29 und 4.28) bilden ein Gleichungssystem, welches es erlaubt, die Zählraten als Funktion der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen, der Wahrscheinlichkeit  $w_b$  der single-tagged Ereignisse und den Gesamtzählraten der single- und double-tagged Ereignisse zu schreiben. Dadurch läßt sich die zu minimierende  $\chi^2$ -Funktion durch fünf unkorrelierte Terme schreiben:

$$\begin{aligned} \chi^2 = \sum_{i=1}^9 & \left( \frac{N_i - N(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})}{\sigma(N_i)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{\overline{N}_i - \overline{N}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})}{\sigma(N_i)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{N_i^D - N^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^D)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{\overline{N}_i^D - \overline{N^D}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^D)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{N_i^{same} - N^{same}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^{same})} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.11)$$

Hierbei sind  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ ,  $N_{0,i}$  und  $N_{0,i}^D$  Parameter der Anpassung und die  $w_{b,i}$  werden durch weitere Parameter der Anpassung ausgedrückt.  $N_{0,i}$  und  $N_{0,i}^D$  beschreiben die Gesamtzählraten der single- und double-tagged Mengen des  $i$ -ten  $\cos\theta_{\overline{F}}$ -Intervalls. Die Bestimmungsgleichungen für  $N(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})$ ,  $\overline{N}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})$ ,  $N^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$ ,  $\overline{N^D}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$  und  $N^{same}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$  sind im Anhang A zu finden. Insgesamt hat die  $\chi^2$ -Funktion 28 freie Parameter, die durch die Anpassung an die fünf Zählraten für jedes  $\cos\theta_{\overline{F}}$ -Intervall zu bestimmen sind. Für jedes Jahr der Datennahme hat die Anpassung somit  $45 - 28 = 17$  Freiheitsgrade.

In Abbildung 5.3 werden die Mittelwerte der gemessenen differentiellen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen über die verschiedenen Jahre der Datennahme mit dem Resultat der  $\chi^2$ -Anpassung verglichen. Die Fehlerbalken der Punkte entsprechen statistischen Ungenauigkeiten. Das Band veranschaulicht die Anpassung mit der statistischen Ungenauigkeit. Die Resultate der Anpassung sind in Tabelle 5.3 zusammen mit den statistischen Ungenauigkeiten und dem  $\chi^2$ /Freiheitsgrad für jedes Jahr der Datennahme einzeln aufgeführt.

Der Mittelwert der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  über alle Jahre der Datennahme wird als Funktion des Schnittes in die Ausgabevariable des neuronalen Netzwerks  $|flav_{\text{hem}}|$  in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie bleibt unter Variation des Schnittes in die Variable  $flav_{\text{hem}}$  stabil. Zusätzlich

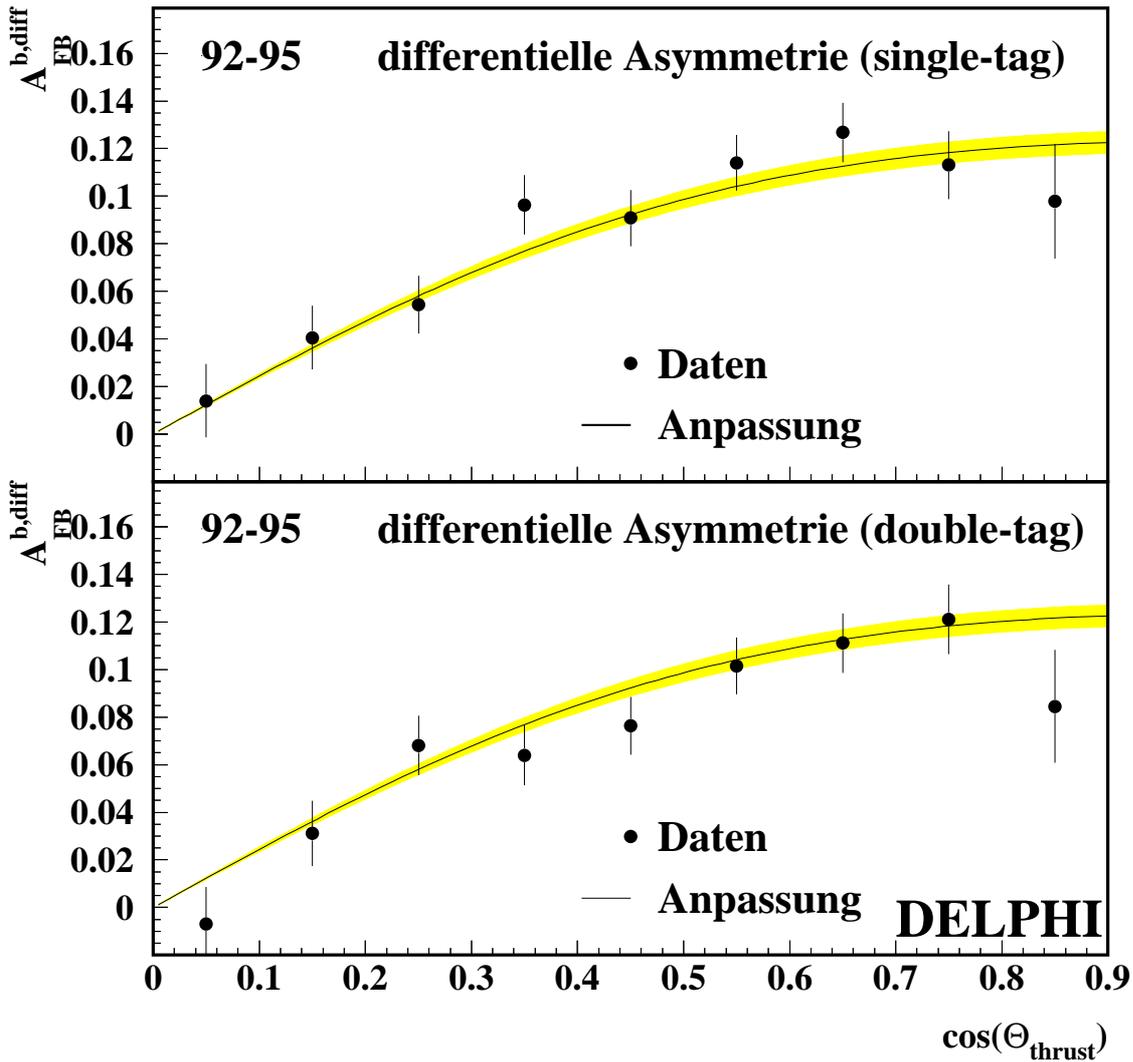


Abbildung 5.3: Die differentielle Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen für die Jahre 1992 bis 1995. Die Linie zeigt das Ergebnis der  $\chi^2$ -Anpassung zusammen mit deren statistischem Fehler, dargestellt als graues Band. Angewendete Selektionsschnitte:  $b_{\text{tag},1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$ ,  $|flav_{\text{hem}}| > 0.35$ .

Jahr	$\sqrt{s}$ [GeV]	$A_{FB}^{b\bar{b}}$	$\chi^2/ndf$
1992	91.280	$0.0915 \pm 0.0077$	0.54
1993	91.225	$0.0997 \pm 0.0094$	0.84
1994	91.202	$0.0935 \pm 0.0047$	0.88
1995	91.288	$0.0849 \pm 0.0084$	1.04

Tabelle 5.3: Die Resultate der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  mit ihren statistischen Unsicherheiten für die Jahre 1992 bis 1995. Die Anzahl der Freiheitsgrad der Anpassung ist für jedes Jahr 17.

ist der relative Gesamtfehler der Simulation dargestellt. Der Arbeitspunkt dieser Analyse wird durch die schwarzen Punkte repräsentiert. Er wurde durch das Minimum des relativen Gesamtfehlers der Simulation auf  $flav_{\text{hem}} = 0.35$  festgelegt.

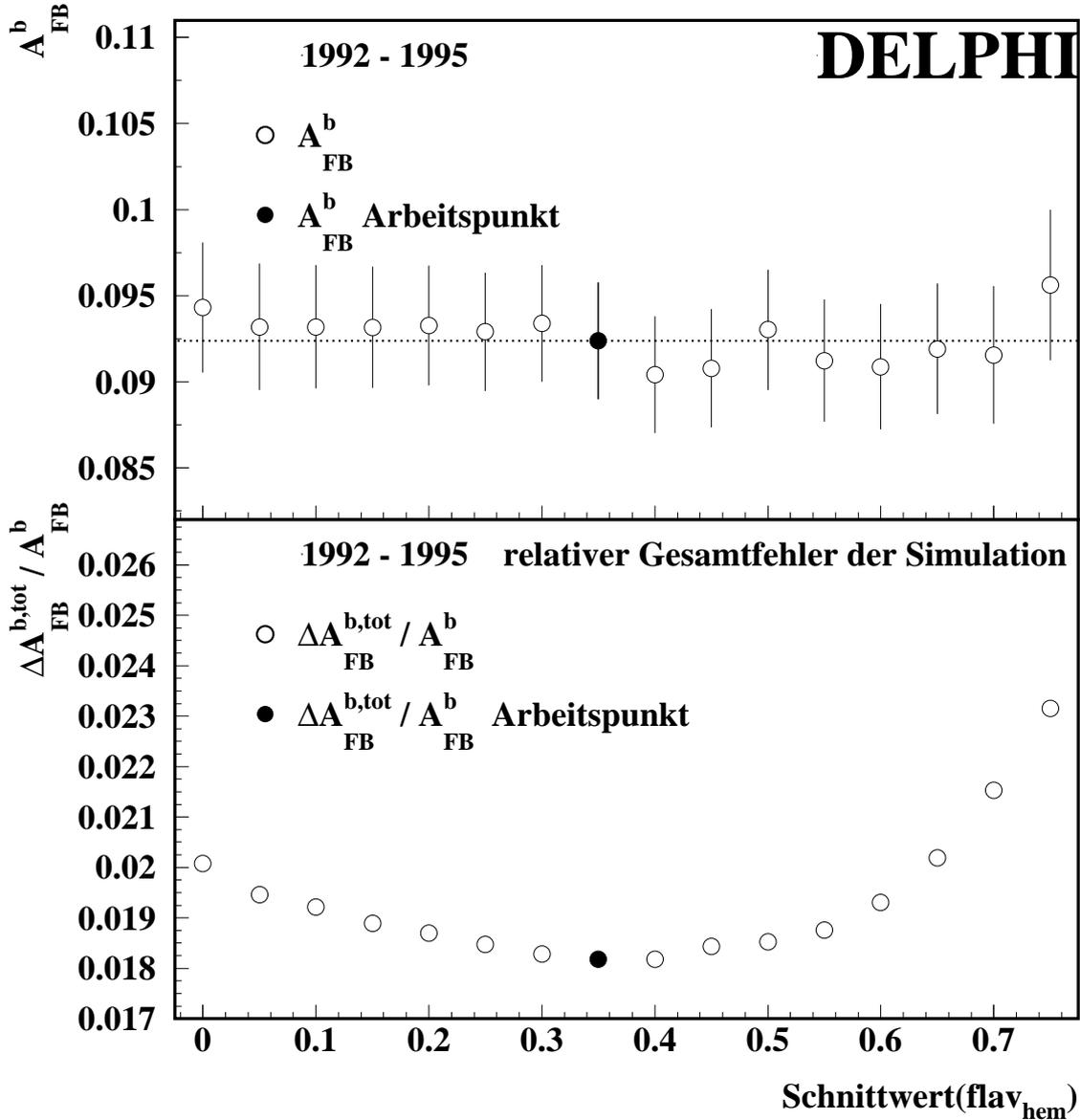


Abbildung 5.4: Das Ergebnis der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen mit ihren statistischen Fehlern als Funktion des Schnittes in die Variable  $flav_{hem}$  (obere Abbildung). Die Jahre 1992 bis 1995 sind gemittelt. In der unteren Abbildung wird der relative Gesamtfehler der Simulation gezeigt. Die Werte des Arbeitspunktes sind als schwarze Punkte dargestellt. Angewendete Selektions-schnitte:  $b_{tag,1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{tag,1994-1995} > 0.1$ .

## 5.5 Ein unerwarteter Effekt

Während der Publikationsphase dieser Analyse wurde die Stabilität der Messung bei starker Variation des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes überprüft. Die Variation ergab unerwartet große Änderungen der Meßwerte von  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ . Abbildung 5.5 verdeutlicht diese Instabilität. Eine Betrachtung benachbarter Meßwerte zeigt Änderungen in der Größenordnung einer Standardabweichung. Da die einzelnen Meßwerte miteinander korreliert sind, werden die Abweichung für unkorrelierte Fehler (die kleiner als die korrelierten Fehler sind) noch wesentlich signifikanter sein. Diese beobachtete Instabilität wird im folgenden als „ $b_{\text{tag}}$ -Effekt“ bezeichnet.

Nach Beobachtung des  $b_{\text{tag}}$ -Effekts wurden zur Ursachenerforschung erste Überprüfungen begonnen.

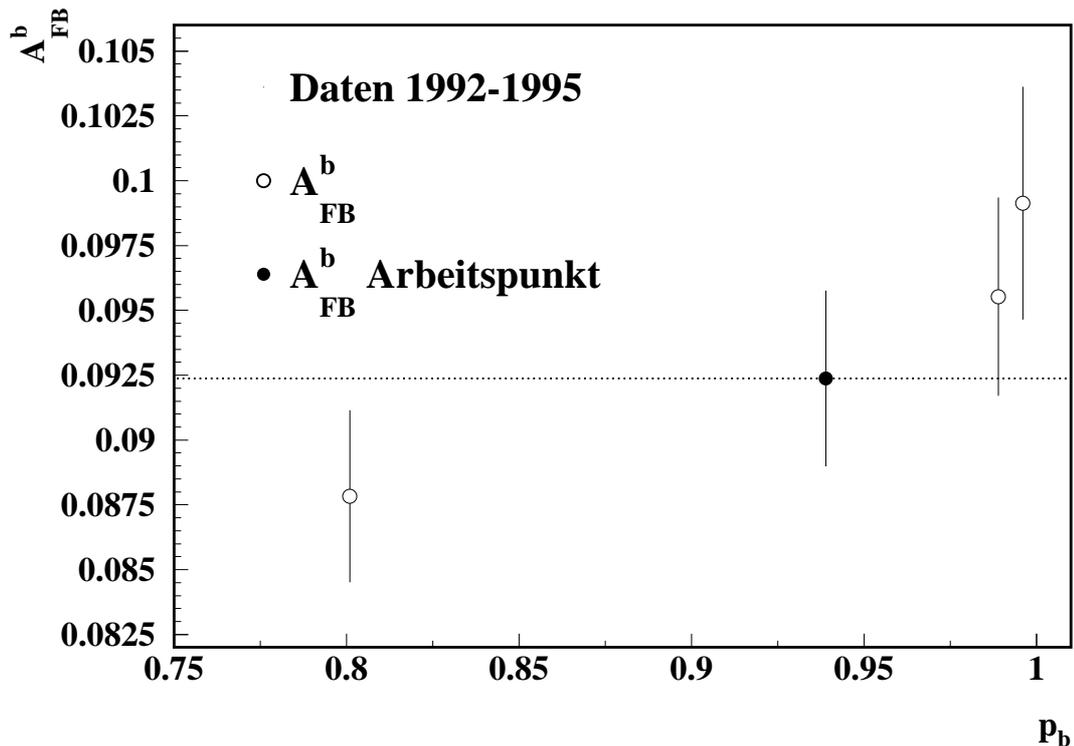


Abbildung 5.5: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  der Meßdaten als Funktion der  $b$ -Reinheit für den Mittelwert über die Jahre 1992 bis 1995. Der eingezeichnete Fehler ist der statistische Fehler. Der Arbeitspunkt ist in schwarz und als waagerechte Linie dargestellt. Für die einzelnen Meßwerte ist der Schnittwert der  $b_{\text{tag}}$ -Variable:  $-0.7$ ,  $-0.1$  ( $0.1$  für 1994-1995),  $1.0$  und  $2.0$ .

Der Erklärungsversuch des  $b_{\text{tag}}$ -Effekts mit dem linearen Ansatz:

$$A_{FB}^{b\bar{b},\text{gemessen}} = p_b \cdot A_{FB}^{b\bar{b}} + (1 - p_b) \cdot A_{FB}^{c\bar{c}}, \quad (5.12)$$

der nur  $b$ - und  $c$ -Ereignisse berücksichtigt, ist unwahrscheinlich, da die Asymmetrie als Funktion der  $b$ -Reinheit einen exponentiell verlaufenden Anstieg zeigt.

Ein ähnlicher Verlauf der gemessenen Asymmetrie würde von vertauschten Vorzeichen der Untergrundkorrektur erwartet werden. Daher wurden die Vorzeichen der Untergrundkorrektur im Programmcode überprüft. Diese Vermutung bestätigte sich nicht. Die Vorzeichen im Programmcode sind korrekt implementiert. In Tabelle 5.4 wird ein Überblick über die Größe der Untergrundkorrekturen für verschiedene  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte gegeben.

$b_{\text{tag}}$ -Schnitt	Untergrundkorrektur [%]			
	single-tag		double-tag	
	$\Delta(uds)$	$\Delta(c)$	$\Delta(uds)$	$\Delta(c)$
$> -0.7$	5.	-11.	2.	-7.
$> 0.1$	0.1	-3.	0.25	-2.
$> 1.0$	0.1	-0.6	0.05	-0.5
$> 2.0$	0.05	-0.1	0.00	-0.1

Tabelle 5.4: Der Anteil der Untergrundkorrektur bei der Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien  $A_{FB}^{obs}$  und  $A_{FB}^{D,obs}$  (Gleichungen 5.4 und 5.5) für verschiedene  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte.

Eine weitere Vermutung ist, daß der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt durch die Berücksichtigung des extremen Vorwärtsbereichs des DELPHI-Detektors ( $0.8 < \cos(\theta_T) < 0.9$ ) erzeugt würde, da die Spurrekonstruktion und speziell die  $b$ -Quarkereignisanreicherung im Vorwärtsbereich schlechter als im Zentralbereich ist. Die Analyse sowohl mit diesem Intervall, als auch ohne zeigt den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt (siehe Tabelle 5.5).

Auch wenn die Jetladungen in dem neuronalen Netzwerk nicht verwendet werden, zeigt sich der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt. Ähnlich wie bei dem Netzwerk mit der Jetladung wird der Effekt weder von dem Zentralbereich noch von dem Vorwärtsbereich erzeugt (siehe Tabelle 5.5).

In den folgenden Kapiteln werden Studien beschrieben, die vor kurzem begonnen wurden und zum Teil noch andauern, um die Ursachen für diesen Effekt zu finden. Dazu wird zunächst ein Überblick über das Verhalten einiger Meßgrößen unter Variation des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes gegeben (Kapitel 5.5.1). Anschließend werden einige Lösungsansätze dargestellt, die die Beschreibung der Daten durch die Simulation nachprüfen und mit denen gegebenenfalls Annahmen aus der Simulation durch Messungen ersetzt werden können (Kapitel 5.5.2 bis 5.5.4). In Kapitel 5.5.5 werden die Untersuchungen abschließend bewertet.

### 5.5.1 Der $b_{\text{tag}}$ -Effekt, ein Überblick

In diesem Kapitel wird der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt für die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ , die Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  und die Hemisphärenkorrelationsterme  $\delta$  und  $\beta$  dargestellt.

$b_{\text{tag}}$ -Schnitt	mit Jetladung		ohne Jetladung	
	Arbeitspunkt	ohne Vorwärtsbereich	mit Vorwärtsbereich	ohne Vorwärtsbereich
$> -0.7$	$0.0893 \pm 0.0047$	$0.0935 \pm 0.0050$	$0.0894 \pm 0.0049$	$0.0930 \pm 0.0051$
$> 0.1$	$0.0934 \pm 0.0047$	$0.0955 \pm 0.0049$	$0.0932 \pm 0.0049$	$0.0948 \pm 0.0055$
$> 1.0$	$0.0976 \pm 0.0051$	$0.0990 \pm 0.0053$	$0.0960 \pm 0.0053$	$0.0965 \pm 0.0055$
$> 2.0$	$0.1012 \pm 0.0058$	$0.1024 \pm 0.0059$	$0.1009 \pm 0.0061$	$0.1014 \pm 0.0062$

Tabelle 5.5: Der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt für das Jahr 1994. Sowohl für  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  mit, als auch ohne Berücksichtigung des Vorwärtsbereichs zeigt sich der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt. Für die Analyse ohne die Jetladung als Eingabeparameter des neuronalen Netzwerks ist der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt auch deutlich sichtbar. Als Fehler sind die statistischen Fehler angegeben. Die hier aufgeführten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien sind nicht auf Gluonbremsstrahlung korrigiert, da diese Korrekturen um drei Größenordnungen kleiner sind als der beobachtete Effekt.

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie für single- und double-tagged Messungen wurde als Funktion der  $b$ -Reinheit untersucht. In Abbildung B.1 werden diese Asymmetrien der Meßdaten (schwarz) und der Simulation (weiß) für die jeweiligen Jahre der Datennahme einzeln aufgeführt. Die Linie veranschaulicht die Asymmetrie des Arbeitspunktes. Eine Betrachtung zeigt verschiedene Auffälligkeiten:

- Der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt ist nur in den Meßdaten und nicht in der Simulation zu beobachten.
- Sowohl für die Meßwerte der verschiedenen Jahre als auch zwischen den single- und double-tagged Werten ist der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt unterschiedlich stark ausgeprägt.
  - Die double-tagged Werte zeigen einen wesentlich schwächeren Effekt als die single-tagged Werte.
  - Am stärksten ist der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt bei den single-tagged Datenpunkten des Jahres 1992 zu sehen.
  - Die Steigung der Datenwerte von 1992 ist positiv während die von 1993 negativ ist.
  - Der Meßwert bei der höchsten Reinheit weicht oft stark von den anderen Meßwerten ab.

Das Verhalten des Mittelwertes der single- und double-tagged Asymmetrien ist in Abbildung B.2 für die einzelnen Jahre und für die Kombination der vier Jahre dargestellt. Aufgetragen sind die Asymmetrien der Meßdaten (schwarz) und der Simulation (weiß) als Funktion des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes. Zusätzlich ist der Quotient aus Daten und Simulation eingetragen. Die Auffälligkeiten des zuvor beschriebenen single- und double-tagged Verhaltens zeigen sich auch in den Mittelwerten der einzelnen Jahre. Die Mittelwerte aller Jahre weisen für die Daten einen starken Anstieg der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion des Schnittes in die  $b_{\text{tag}}$ -Variable auf.

Die Abbildung B.3 zeigt das Verhalten der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie als Funktion des  $flav_{\text{hem}}$ -Schnittes. Für alle untersuchten  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte ist die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie unter Variation des  $flav_{\text{hem}}$ -Schnittes stabil und die Änderungen zwischen den einzelnen  $flav_{\text{hem}}$ -Schnitten sind für alle  $b_{\text{tag}}$ -Schnitte klein. Der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt ist daher für alle  $flav_{\text{hem}}$ -Schnittwerte annähernd gleich stark ausgeprägt.

In den Abbildungen B.4 und B.5 sind die Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_b$  für single- und  $w_b^D$  für double-tagged Ereignisse als Funktion von  $b_{\text{tag}}$ -Intervallen dargestellt. Wie erwartet steigen die Identifikationswahrscheinlichkeiten mit größer werdendem  $b_{\text{tag}}$  an. Das liegt daran, daß die Merkmale von  $b$ -Ereignissen in sehr reinen  $b$ -Quarkereignismengen klarer auftreten und dann das Rekonstruktionsprogramm BSAURUS klarere Signaturen findet, die auf das initiale Quark deuten. Ein Vergleich der Simulation mit den Daten zeigt, daß sowohl die Werte als auch die Steigungen der Simulation für jedes Jahr größer sind als die der Daten. In den Jahren 1992 und 1993 weichen die Meßwerte von Daten und Simulation wesentlich stärker voneinander ab als in 1994 und 1995. Ein möglicher Grund ist, daß die DELPHI-Simulationen der Jahre 1992 und 1993 kein Mixing berücksichtigen.

Die Abbildungen B.6 und B.7 zeigen die Terme  $\delta$  und  $\beta$  der Hemisphärenkorrelationen als Funktion der  $b_{\text{tag}}$ -Intervalle. Die gepunktete Linie in dem grauen Band stellt zum Vergleich den Wert des Arbeitspunktes ( $b_{\text{tag},1992-1993} > -0.1$ ,  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$ ) dar. Falls der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt nur durch Hemisphärenkorrelationen erzeugt würde, die nicht von der Simulation beschrieben werden, dann müßte sich dadurch die Steigung der Hemisphärenkorrelationen als Funktion der  $b_{\text{tag}}$ -Intervalle ungefähr um einen Faktor drei ändern, um den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt zu erklären.

### 5.5.2 Die Anreicherung der $b$ -Quarkereignisse

Ein weiterer Test beruht auf möglichen Abweichung der Effizienzverteilung zwischen Daten und Simulation. Deshalb wurde überprüft, ob der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt durch falsche  $b_{\text{tag}}$ -Werte aufgrund eines Programmierfehlers, oder durch das Verwenden falscher  $b_{\text{tag}}$ -Kalibrationsdateien erzeugt wird. Zusätzlich wurde die  $b$ -Quarkereignisanreicherung im Vorwärtsbereich, für den keine speziellen Kalibrationsdateien existieren, untersucht [68].

Zunächst wurden für den Arbeitspunkt des Jahres 1994 die Werte der  $b_{\text{tag}}$ -Variablen von single- und double-tagged Ereignissen von Experten [68] überprüft. Demnach sind die  $b_{\text{tag}}$ -Variablen dieser Analyse mit den korrekten Kalibrationsdateien berechnet und es gibt keinen Programmierfehler für diesen Programmteil.

Die positiven und negativen Impaktparameterverteilungen und die Verteilung der  $b_{\text{tag}}$ -Variablen für Daten und Simulation wurden miteinander verglichen. Diese Studie wurde sowohl für alle selektierten Ereignisse als auch für die, deren Thrustichtung in den Vorwärtsbereich ( $\cos\theta_{\vec{T}} > 0.7$ ) zeigt, durchgeführt. Die Verteilungen der Simulation stimmen gut mit den Datenverteilungen im Zentralbereich überein. Der Quotient der Datenverteilung mit der Simulationsverteilung ist im Rahmen der statistischen Fehler mit Eins identisch. Im Vorwärtsbereich ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation etwas schlechter als im Zentralbereich aber immer noch akzeptabel. Nur in der Anzahl der rekonstruierten sekundären Vertizes werden für die Daten im Vorwärtsbereich etwa 10% mehr Vertizes gefunden als für die Simulation. Zusammengefaßt ergibt diese  $b_{\text{tag}}$ -Studie keinen Anhaltspunkt für die Ursache des  $b_{\text{tag}}$ -Effekts.

Bei den Studien der  $R_b$ -Analyse [51] wurden Hemisphärenkorrelationen beobachtet. Diese entstanden durch die Verwendung des primären Vertex, der mit allen Spuren des Ereignisses berechnet wurde. Durch die Berechnung eines separaten primären Vertex für jede Hemisphäre konnte diese Hemisphärenkorrelation vermieden werden. Die DELPHI-Kollaboration schlägt vor, die aktuelle  $b_{\text{tag}}$ -Variable durch eine zu ersetzen, die aus den Spuren der zugehörigen Hemisphäre berechnet ist. Dies hätte den Vorteil, mögliche Korrelationen zu vermeiden, die die  $R_b$ -Analyse beeinflusst haben. Weiterhin könnte auch der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt dadurch erzeugt werden. Auf dem Analysentuple ist der Hemispären- $b_{\text{tag}}$  mit der Impaktparametermethode (Kapitel 4.5) enthalten. Die Analyse mit diesem Hemispären- $b_{\text{tag}}$  läßt jedoch kein abschließendes Urteil zu, da die Effizienz zu klein ist. Eine größere Effizienz kann durch die Verwendung des Hemispären- $b_{\text{tag}}$  mit der verbesserten Impaktparametermethode erreicht werden. Eine abschließende Untersuchung wird im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen.

### 5.5.3 Die Einflüsse von BSAURUS

Einige Verteilungen der Eingabevariablen der von BSAURUS verwendeten neuronalen Netze zeigen in verschiedenen Bereichen leichte Abweichungen zwischen Daten und Simulation. Diese Abweichungen können ursächlich für den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt sein. Die Abbildungen 4.16 und 4.17 zeigen beispielsweise Abweichungen bei der Vertexladung sowohl in den Spitzen bei Ladungen von -1, 0 und 1, als auch in den Bereichen zwischen diesen Spitzen. Das Auftreten dieser leichten Abweichungen ist in der Impaktparameterauflösung der Spuren begründet, da diese verglichen mit der Auflösung der Daten zu gut in den DELPHI-Rekonstruktionsprogrammen implementiert ist. Bei der Berechnung des  $b_{\text{tag}}$ -Wertes wird diese zu gute Auflösung durch einen Algorithmus verschmiert, um die Impaktparameterauflösung der Simulation der Auflösung der Daten anzugleichen. Im BSAURUS-Programm wurden die Spuren nicht verschmiert, obwohl dieses Programm einen primären Vertex verwendet, ähnlich wie das BTAG-Programm. In der neusten BSAURUS-Version werden die simulierten Spuren nun auch verschmiert. Erste Vergleiche zwischen der alten und der neuen Version zeigen, daß die Beschreibung der Daten durch die Simulation wesentlich verbessert wurde. Beispiele hierfür sind die Vertexladung und die  $B$ -Lebensdauer, die in der Abbildung B.8 für den Signalbereich und der Abbildung B.9 für den Untergrundbereich zu sehen sind. Der Signalbereich, in dem die  $b$ -Quarkereignisse überwiegen, ist durch den Schnitt bei  $b_{\text{tag}} = 0.5$  von dem Untergrundbereich getrennt. Die Abbildungen links zeigen die Verteilungen der alten Version, während die Verteilungen rechts die neue Version repräsentieren. Die zuvor beschriebenen geringen Abweichungen in der Vertexladungsverteilung werden signifikant kleiner. Besonders deutlich wird das für die Spitze bei der Ladung Null. Ebenfalls zeigt die Verteilung der  $B$ -Lebensdauer in dem Untergrundbereich für alle Lebensdauer-Werte eine deutliche Verbesserung. Eine Wiederholung der Analyse mit dieser verbesserten BSAURUS-Version kann im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Daher können neue Ergebnisse hier nicht präsentiert werden.

### 5.5.4 Die Messung der Wahrscheinlichkeit $w_c$

Die  $c$ -Quarkereignisse sind der dominante Untergrundanteil in dieser Analyse. Um einen Einfluß von Verteilungen des Untergrunds mit schlechter Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ausschließen zu können, muß die Analyse weitgehend von Parametern

der Simulation unabhängig werden. Mit exklusiv rekonstruierten  $D^*$ -Mesonen in den Hemisphären der  $b$ - und  $c$ -Quarkereignisse aus früheren DELPHI-Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{cc}$  [69] und  $R_c$  [70] steht eine Ereignismenge zur Verfügung, auf der die Identifikationswahrscheinlichkeiten des Produktions-Flavour-Netzwerks unabhängig nachgeprüft werden kann. Diese Idee wurde verfolgt, um die Identifikationswahrscheinlichkeit  $w_c$  der  $c$ -Quarkereignisse direkt auf den Meßdaten zu bestimmen. Die Ntuple, die für die Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{cc}$  [69] und  $R_c$  [70] erzeugt wurden, wurden mit den Ntupeln dieser Analyse kombiniert. Es wurde eine Datenmenge selektiert, die ungefähr 20000 Hemisphären mit  $D$ -Mesonen enthält. Zur Selektion wurden die invarianten Massenspektren von neun verschiedenen Zerfallskanälen ausgenutzt:

$$\begin{aligned}
D^* &\rightarrow (K^- \pi^+) \pi^+ \\
D^* &\rightarrow (K^- \pi^+ (\pi^0)) \pi^+ \\
D^* &\rightarrow (K^- \pi^+ \gamma \gamma) \pi^+ \\
D^* &\rightarrow (K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-) \pi^+ \\
D^* &\rightarrow (K^- \mu^+ \nu) \pi^+ \\
D^* &\rightarrow (K^- e^+ \nu) \pi^+
\end{aligned}$$

Eine detaillierte Beschreibungen dieser Methode findet sich in [40, 69–72]. Die selektierten Ereignisse besteht zu etwa 80% aus  $c$ -Quarkereignissen und bildet die Grundlage für die weitere Messung. Mit Hilfe eines double-tag-Verfahrens wird  $w_c$  gemessen [73]. Zunächst wird ein identifiziertes  $D$ -Meson in einer der beiden Hemisphäre verlangt. Wenn in der entgegengesetzten Hemisphäre die Variable  $flav_{\text{hem}}$  größer als 0.35 ist, wird dieses Ereignis für die weitere Analyse verwendet. Die akzeptierten double-tagged Ereignisse werden in Intervalle der Variablen  $x_E$  ( $x_E = 2p/E_{\text{Beam}}$ ) und  $b_{\text{tag}}$  eingeteilt. Als Funktion dieser Variablen sind  $b$ - und  $c$ -Quarkereignisse voneinander separiert. Um mögliche Abhängigkeiten der Variable  $flav_{\text{hem}}$  von der  $b_{\text{tag}}$ -Variable der gleichen Hemisphäre zu vermeiden, wurde der Impaktparameter- $b_{\text{tag}}$  der  $D$ -Meson-Hemisphäre verwendet. In jedem Intervall werden die Ereignisse mit  $-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) > 0$  und  $-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) < 0$  gezählt. Mit diesen Zählraten läßt sich eine Asymmetrie  $A$  definieren, die wiederum als Funktion der Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_f$  ausgedrückt werden kann:

$$A = \frac{N(-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) > 0) - N(-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) < 0)}{N(-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) > 0) + N(-q_D \cdot \text{sign}(flav_{\text{hem}}) < 0)} \quad (5.13)$$

$$= \sum_{f=d,u,s,c,b} f_f \cdot cor_f \cdot (2w_f - 1) . \quad (5.14)$$

Hierbei gibt  $f_f$  die Anteile der verschiedenen Quarksorten und  $cor_f$  die Korrelation des  $D$ -Mesons zu dem primären Quark der Hemisphäre an. Bis auf die Zählraten,  $w_b$  und  $w_c$  werden die Variablen der Asymmetrie  $A$  aus der Simulation bestimmt. Mit der  $\chi^2$ -Methode

werden die Parameter  $w_b$  und  $w_c$  an die Zählraten angepaßt. Die Ergebnisse der Anpassung für die einzelnen Zerfallskanäle der Simulation und der Meßdaten sind in den Abbildungen B.10 und B.11 miteinander verglichen. Die Mittelwerte der einzelnen Messungen von Daten und Simulation sind in Tabelle 5.6 aufgeführt.

	$\langle w_c \rangle$	$\langle w_b \rangle$
Simulation	$0.3996 \pm 0.0112$	$0.6871 \pm 0.0090$
Daten	$0.4262 \pm 0.0188$	$0.6585 \pm 0.0185$

Tabelle 5.6: Die Mittelwerte von  $w_c$  und  $w_b$  für die einzelnen  $D$ -Mesonzerfallskanäle.

Unter Berücksichtigung der Meßfehler zeigt sich für  $w_c$  ein kleiner aber nicht signifikanter Unterschied zwischen den Identifikationswahrscheinlichkeiten aus Meßdaten und Simulation. Der sich zeigende Unterschied hat eine Verkleinerung der gemessenen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei kleinen  $b$ -Reinheiten zur Folge. Die Asymmetrieänderung bei größer werdenden  $b$ -Reinheiten kann dadurch nicht beschrieben werden.

Die hier gemessene Wahrscheinlichkeit  $w_c$  berücksichtigt die entgegengesetzte Ladung der  $c$ -Quarks und darf erst nach der Transformation  $w_c \rightarrow 1 - w_c$  mit der Wahrscheinlichkeit der Asymmetrieanalyse (Kapitel 4.8) verglichen werden. Die ursprüngliche Befürchtung, daß die Identifikationswahrscheinlichkeit der Simulation die Wahrscheinlichkeit  $w_c$  der Meßdaten nicht beschreibt, kann nicht bestätigt werden. Daher kann der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt durch das Ergebnis dieser Studie nicht erklärt werden.

### 5.5.5 Die Bewertung des $b_{\text{tag}}$ -Effekts

Keine der zuvor beschriebenen Studien kann den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt erklären. Weitere Studien zum  $b_{\text{tag}}$ -Effekt werden fortgeführt.

So wird unter anderem überprüft, ob die Simulation die Hemisphärenkorrelationen für die Daten richtig vorhersagt. Eine Abweichung zwischen der Hemisphärenkorrelation der Daten und der Simulation, die eine Funktion der  $b$ -Reinheit ist, wäre eine mögliche Erklärung für den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt.

Bisher wurde nur der statistische Anteil des Gesamtfehlers der Asymmetrien bei unterschiedlichen  $b$ -Reinheiten betrachtet. Der systematische Fehler wird für kleine  $b$ -Reinheiten aufgrund des großen Untergrundanteils größer werden als für den Arbeitspunkt der Analyse. Für sehr reine Mengen aus  $b$ -Quarkereignissen können spezielle Ereignistopologien mit großer Abweichung von der Simulation für die Daten selektiert werden. Dadurch würde der systematische Fehler der Asymmetriemessung größer als für die Messung auf dem Arbeitspunkt. Es stellt sich die Frage, ob der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt mit den Gesamtfehlern noch signifikant ist.

Da die Ursache für den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt bisher noch nicht gefunden wurde, wird ein zusätzlicher Fehler für diese Analyse angegeben, der die Unsicherheit aufgrund des  $b_{\text{tag}}$ -Effekts beschreibt. Als Fehler wird die halbe Differenz der Asymmetriemessungen bei den untersuchten  $b$ -Reinheiten direkt oberhalb und unterhalb des Arbeitspunktes angegeben. Die Werte für die einzelnen Jahre sind in Tabelle 5.9 angegeben und ergeben einen mittleren

Fehler von  $\pm 0.00385$ . Dieser konservativ abgeschätzte Fehler wird damit zum dominante Fehlerbeitrag dieser Analyse. Es wird davon ausgegangen, daß durch die weiteren Untersuchungen dieser Fehler reduziert werden kann.

## 5.6 Die systematischen Unsicherheiten

Die Messung der Reinheit  $p_b$  und der Effizienz  $\epsilon_b$  der mit  $b$ -Quarkereignissen angereicherten Menge wird durch systematische Ungenauigkeiten beeinflusst. Diese gehen durch die Variablen der Gleichung 4.10 aus Kapitel 4.5 in die Messung ein. Variationen dieser Variablen werden studiert und die dadurch entstehenden Änderungen werden auf die gesamte Analyseketten angewendet. Die entstehende Variation der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  definiert den jeweiligen systematischen Fehler. Die Zahlenwerte der im folgenden beschriebenen systematischen Unsicherheiten sind in der Tabelle 5.9 auf Seite 104 aufgelistet.

$R_c$  und  $R_b$  werden auf die LEP-Mittelwerte  $R_c = 0.1709 \pm 0.0034$  und  $R_b = 0.21653 \pm 0.00069$  gesetzt [8]. Eine Variation von  $\pm 3\%$  auf  $R_c$  und von  $\pm 0.35\%$  auf  $R_b$  definiert den systematischen Fehler aufgrund dieser Verzweigungsverhältnisse.

Die Ungenauigkeiten der Effizienzen der Untergrundmengen von leichten Quarks und  $c$ -Quarks sind von der Implementierung in der Simulation abhängig. Die relevanten Parameter der Simulation, auf die die Effizienzen sensitiv sind, werden in der Simulation variiert und der Effekt auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  wird studiert. Die Effizienzen der leichten Quarks aller Ereignismengen (single-, double- und same-tagged) sind sensitiv auf folgende Effekte:

- Durch Gluonaufspaltung in  $c\bar{c}$ - und  $b\bar{b}$ -Quarkpaare in leichten Quarkereignissen werden Jets mit Hadronen bestehend aus schweren Quarks erzeugt. Die schweren Hadronen können durch ihren Zerfall einen sekundären Vertex bilden. Dieser kann durch die Impaktparametermethode der  $b$ -Quarkereignisanreicherung erkannt werden und ändert somit die Effizienzen und Reinheiten. Die Gluonaufspaltung wird innerhalb der Weltmittelwerte  $g \rightarrow c\bar{c} = 3.19 \pm 0.46\%$  [33] und  $g \rightarrow b\bar{b} = 0.251 \pm 0.063\%$  [34] variiert, und deren Änderung wird als Beitrag zum systematischen Fehler verwendet.
- $K^0$  und  $\Lambda$  Mesonen haben eine relativ lange Lebensdauer. Ihre Zerfallsprodukte können sekundäre Vertizes erzeugen, die deutlich vom primären Vertex getrennt sind. Dadurch können Untergrundereignisse mit diesen Mesonen durch die Selektion mit Hilfe der Impaktparametermethode zu der mit  $b$ -Quarkereignissen angereicherten Menge beitragen. Der Anteil dieser Zerfälle in Ereignissen mit leichten Quarks wird um  $\pm 10\%$  variiert, um den Effekt auf die Effizienzen der leichten Quarkereignisse und dadurch auf die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie abzuschätzen.

Die Ursachen des systematischen Fehlers der Effizienz  $\epsilon_c$  der  $c$ -Quarkereignisse sind durch die folgenden Beiträge abgedeckt:

- Die relativen Anteile der verschiedenen  $c$ -Hadronen in  $c$ -Quarkereignissen sind eine wichtige Ursache für die systematischen Unsicherheiten der  $b$ -Quarkanreicherung. Dem Vorgehen in [74] folgend werden die Anteile der  $D^+$ ,  $D_s$  und  $c$ -Baryonen [42]

für jedes  $c$ -Quarkereignis einzeln variiert, so daß der Gesamtanteil der  $D^0$ ,  $D^+$ ,  $D_s$  und  $c$ -Baryonen konstant bleibt. In Tabelle 5.7 sind die Weltmittelwerte aufgeführt. Die Werte werden innerhalb ihrer Meßgenauigkeiten variiert.

- Die  $c$ -Hadronlebensdauern [42] werden innerhalb der in Tabelle 5.7 aufgeführten Fehler variiert, um den Einfluß auf die Effizienz  $\epsilon_c$  abzuschätzen.
- Die Effizienz von  $c$ -Quarkereignissen nach der  $b$ -Quarkereignisanreicherung ist sensitiv auf die mittlere geladene Multiplizität von Zerfällen der  $c$ -Hadronen. Die Multiplizitäten von  $D^0$  ( $2.56 \pm 0.04 \pm 0.03$ ),  $D^+$  ( $2.38 \pm 0.04 \pm 0.05$ ) und  $D_s$  ( $2.69 \pm 0.31 \pm 0.1$ ) [42] werden im Rahmen ihrer Meßfehler variiert. Die Änderung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  ergibt den systematischen Fehler.
- Es gibt Zerfallskanäle von  $D^0$  und  $D^+$  Mesonen, die nur neutrale Zerfallsteilchen beziehungsweise nur ein neutrales und mehrere geladene Zerfallsteilchen im Endzustand haben. Solche Zerfälle führen zu nicht beziehungsweise zu schlechter rekonstruierbaren Zerfallsvertizes. Detaillierte Beschreibungen der Ungenauigkeiten aufgrund der geladenen Zerfallsmultiplizität sind in [34, 75, 76] zu finden. Für  $D^0$  und  $D^+$  Mesonen können die relevanten Anteile aus [32] verwendet werden. Der Anteil dieser Zerfallskanäle ist in Tabelle 5.8 aufgeführt. Die verschiedenen Kanäle werden für die Simulation gemäß ihrer relativen statistischen Ungenauigkeit umgewichtet und die Änderung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  wird als Beitrag zum systematischen Fehler interpretiert.
- Die  $c$ -Hadronen, die direkt durch den Fragmentierungsprozeß der  $c$ -Quarkereignisse erzeugt werden, tragen einen großen Anteil der Energie des initialen  $c$ -Quarks. Der Einfluß der Ungenauigkeit des mittleren skalierten Impulses  $\langle x_E \rangle$  von  $c$ -Hadronen in  $c$ -Quarkereignissen wird untersucht.  $\langle x_E \rangle$  wird mittels einer Rewichtungsmethode um  $\pm 2\%$  variiert, was der Ungenauigkeit des Meßwertes von  $\langle x_E \rangle = 0.480 \pm 0.008$  [74] entspricht.

$D$ -Meson	Anteil	Lebensdauer [ps]
$D^0$	0.600	$0.415 \pm 0.004$
$D^+$	$0.233 \pm 0.027$	$1.057 \pm 0.015$
$D_s$	$0.102 \pm 0.029$	$0.447 \pm 0.017$
$c$ -Baryonen	$0.063 \pm 0.028$	$0.206 \pm 0.012$

Tabelle 5.7: Die Zerfallsanteile und Lebensdauern der  $D$ -Mesonen und  $c$ -Baryonen [42]. Da die Anteile auf eins normiert sind, wird für den  $D^0$ -Anteil kein Fehler angegeben.

### Die systematischen Unsicherheiten durch Detektoreffekte

Um den systematischen Effekt aufgrund der limitierten Impaktparameterauflösung zu untersuchen wurde die Kalibrationsdatei des BTAG-Programms von den Meßdaten auf die Simulation angewendet. Dadurch wird ein zusätzliches Verschmieren des primären Wechselwirkungspunktes unterbunden, was direkt die Impaktparameterauflösung beeinflusst.

Zerfallskanal	Anteil [%]	relativer Fehler
BR( $D^0 \rightarrow$ keine Neutralen)	$14.1 \pm 1.1$	0.0780
BR( $D^0 \rightarrow$ 1 Neut. + $\geq 2$ Geladene)	$37.7 \pm 1.7$	0.0451
BR( $D^+ \rightarrow$ keine Neutralen)	$11.2 \pm 0.6$	0.0536
BR( $D^+ \rightarrow$ 1 Neut. + $\geq 3$ Geladene)	$26.1 \pm 2.3$	0.0881

Tabelle 5.8: Die Zerfallsanteile von  $D^0$ - und  $D^+$ -Mesonen für die Zerfallskanäle in neutrale Teilchen und in ein neutrales zusammen mit mehreren geladenen Teilchen [32]. Zur Abschätzung der systematischen Ungenauigkeit wird die Simulation um den relativen Fehler umgewichtet.

Mit dieser modifizierten Simulation werden für alle Quarksorten ( $f = d, u, s, c$  und  $b$ ) auf allen Mengen (single-, double- und same-tagged) die Reinheiten  $p_f$  bestimmt und für die Untergrundquarksorten ( $f = d, u, s, c$ ) die Wahrscheinlichkeiten  $w_f$  die Quarkladung richtig zu identifizieren berechnet. Anschließend wird die gesamte Analyse mit den richtigen Kalibrationsdateien erneut durchgeführt. Die Parameter  $p_f$  und  $w_f$  werden dabei durch die zuvor mit der modifizierten Simulation berechneten Parameter  $p_f$  und  $w_f$  ersetzt. Die dabei beobachtete Änderung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  ergibt den Beitrag zum systematischen Fehler aufgrund der Detektorauflösung.

Die initialen Quarks und Antiquarks induzieren Jets, deren Ladung im Mittel die Ladung des induzierenden Quarks widerspiegelt. Da die elektromagnetische Wechselwirkung eines geladenen Teilchens in Materie von der Ladung des Teilchens abhängt, gibt es ein Ungleichgewicht zwischen positiven und negativen Teilchen, welches sich in der gemessenen mittleren Multiplizität von positiven und negativen Teilchen zeigt. Detektoren messen im Mittel etwas mehr positive Teilchen. Dieser Effekt zeigt sich auch in der Ausgabevariablen des neuronalen Netzwerks  $flav_{\text{hem}}$ . Er wird durch das Verhältnis der Differenz zwischen den Zählraten mit positiven und negativen  $flav_{\text{hem}}$ -Werten und der Gesamtanzahl deutlich. In Abbildung 5.6 ist diese Asymmetrie der  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung  $A(flav_{\text{hem}})$  für 1994 dargestellt:

$$A(flav_{\text{hem}}) = \frac{N(flav_{\text{hem}}) - N(-flav_{\text{hem}})}{N(flav_{\text{hem}}) + N(-flav_{\text{hem}})}. \quad (5.15)$$

Im Bereich zwischen 0.0 und 0.8 zeigt sich ein nahezu konstanter Anstieg mit einer Steigung von  $0.0328 \pm 0.0015$  für die Simulation und  $0.0165 \pm 0.0022$  für die Meßdaten. Zwischen 0.8 und 1.0 wird die Asymmetrie wieder kleiner. Um den Effekt der asymmetrischen  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung auf diese Analyse abzuschätzen, wurden die Ereignisse der Simulation umgewichtet, so daß die Asymmetrie der  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung verschwindet. Die Analyse wurde erneut durchgeführt und die Änderung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  definiert den systematischen Fehler durch die asymmetrische  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung. Die Abschätzung des Effekts durch das Rewichten der Simulation ist konservativ, da die Asymmetrie der  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung für die Simulation doppelt so groß ist wie für die Meßdaten. Es zeigt sich, daß dieser Beitrag zum systematischen Fehler klein ist.

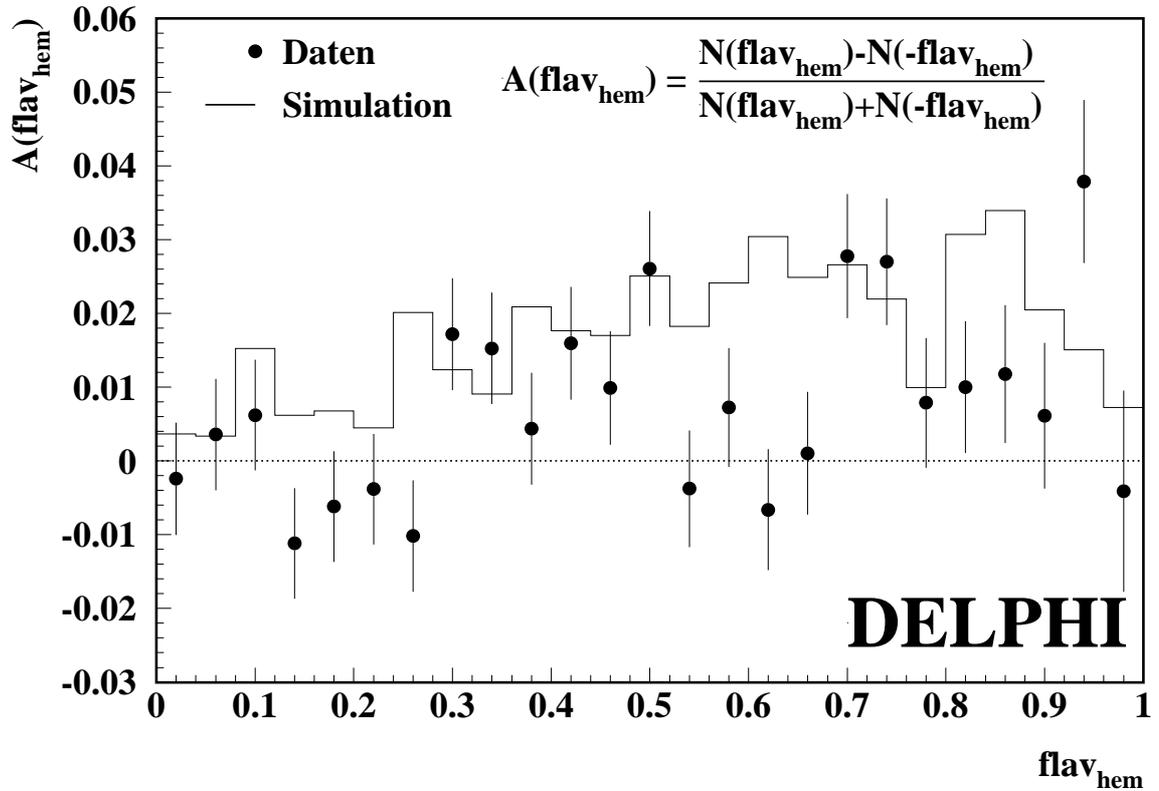


Abbildung 5.6: Die Asymmetrie der  $\text{flav}_{\text{hem}}$ -Verteilung wird für Daten und Simulation für 1994 verglichen. Die  $\text{flav}_{\text{hem}}$ -Verteilung ist nicht spiegelsymmetrisch bezüglich der Spiegelung um die  $y$ -Achse der Verteilung (Abbildung 4.19), sondern zeigt eine kleine Asymmetrie. Angewendeter Selektionsschnitt:  $b_{\text{tag},1994-1995} > 0.1$

### Die systematischen Unsicherheiten durch die Ladungsidentifikation

Die Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  und die Korrekturen aufgrund des Untergrundes der leichten und  $c$ -Quarkereignisse sind wichtige Ursachen für systematische Ungenauigkeiten der Ladungsidentifikation. Die statistischen Ungenauigkeiten der Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  gehen über die  $\chi^2$ -Anpassung in den statistischen Fehler der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  ein.

In Kapitel 4.8.3 werden die Ursachen der Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  ausführlich diskutiert. Die Hemisphärenkorrelationen werden hauptsächlich durch die Jetladung mit  $\kappa = 0.3$  aufgrund von Ladungserhaltung und zum Teil auch durch Gluonabstrahlung verursacht. Weiteren Quellen für systematische Ungenauigkeiten wurden nicht gefunden. Es wurde überprüft, daß das relative Gewicht der Jetladung in dem neuronalen Netzwerk für Meßdaten und Simulation gleich sind. Für die Berechnung der Jetladung, die die Hemisphärenkorrelationen in diese Analyse einbringen, geht nur die Impuls- und La-

dungsmessung der Spuren ein. Diese Messungen sind sehr gut verstanden, so daß zur Abschätzung der systematischen Fehler der Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  eine Variation um jeweils  $\pm 20\%$  ausreicht. Die resultierenden Änderungen der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  geben die systematischen Fehler durch Hemisphärenkorrelationen. Die Variation um  $\pm 20\%$  entspricht der Variation in der Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarks aus der Jetladung [50, 66], die Hemisphärenkorrelationen aus dem gleichen Grund wie in dieser Analyse beschrieben berücksichtigt.

Die Ungenauigkeiten der Wahrscheinlichkeiten  $w_f$  und  $w_f^D$  für Untergrundereignisse aus leichten und  $c$ -Quarkereignissen beeinflussen die Asymmetriemessung. Die Effekte durch die leichten Quarkereignisse sind sehr klein und kompensieren sich teilweise gegenseitig. Als dominierender Anteil bleibt der Effekt durch die  $c$ -Quarkereignisse. Systematische Effekte durch  $w_c$  und  $w_c^D$  aufgrund von  $c$ -Hadronerzeugung und deren Zerfällen sind in den zuvor berücksichtigten Variationen der Parameter enthalten. Eine zusätzliche Variation von  $\pm 10\%$  auf die Wahrscheinlichkeiten  $w_f$  und  $w_f^D$  wird für die Quarksorten des Untergrundes ( $d$ ,  $u$ ,  $s$  und  $c$ ) angewendet, um mögliche zusätzliche Ungenauigkeiten des Fragmentationsprozesses, der Parameteranpassung der Simulation und der Detektorsimulation zu berücksichtigen.

Ähnlich wie bei der Anpassung der Parameter des BTAG-Programms wird die Simulation korrigiert, um die Datenverteilung der  $flav_{\text{hem}}$ -Variable besser zu beschreiben. Eine Rewichtungsmethode wird verwendet, um kleine Unterschiede in den Qualitätsvariablen der Spuren und in der Anzahl der selektierten Spuren pro Hemisphäre auszugleichen, die Parameter des BSAURUS-Programmpaketes sind. Die Verwendung unterschiedlicher Rewichtungsfunktionen führt zu kleinen systematischen Variationen der gemessenen Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  von 0.07%.

### Die systematischen Unsicherheiten durch weitere Effekte

- Als Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $c$ -Quarkereignissen wird der LEP-Mittelwert verwendet ( $A_{FB}^{c\bar{c}} = 0.0689 \pm 0.0035$ ) [8]. In dieser Analyse wurde der  $A_{FB}^{c\bar{c}}$  Wert entsprechend seines statistischen Fehlers um  $\pm 5\%$  variiert und die Änderung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  wird als systematische Ungenauigkeit verwendet.
- In die Bestimmung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie gehen die statistischen Fehler der Meßdaten sowie der Simulation in das  $\chi^2$  ein (Gleichung 5.12). Der Beitrag zum statistischen Fehler aufgrund der limitierten Anzahl der Simulationsereignisse wird von dem statistischen Fehler der Messung extrahiert und als separater systematischer Fehler angegeben.
- Die systematische Ungenauigkeit der QCD-Korrektur beinhaltet Beiträge von der theoretischen Vorhersage [17] und von der Abschätzung der experimentellen Bias-Faktoren.
- Für die  $b$ -Quarkereignisse werden sowohl die Effizienzen und die Reinheiten als auch die Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$ , die Quarkladung richtig zu identifizieren, direkt aus den Meßdaten bestimmt, um die Eigenschaften der  $b$ -Ereignisse nicht aus der Simulation zu verwenden. Das ist notwendig, da der  $b$ -Sektor von der Simulation nicht vollständig beschrieben wird [50]. Es wurde überprüft, daß die

Messung nicht trotzdem sensitiv auf systematische Variationen der Fragmentation von  $b$ -Quarkereignissen, dem Mixing von  $B$ -Mesonen und den Zerfällen und den mittleren Lebensdauern von  $b$ -Hadronen ist.

- Gegen große Variationen des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes ist die Asymmetriemessung nicht stabil. Die ausführliche Beschreibung dieser Instabilität ( $b_{\text{tag}}$ -Effekt genannt) befindet sich in Kapitel 5.5. Als konservativ abgeschätzter Fehler des  $b_{\text{tag}}$ -Effekts wird die halbe Differenz der Asymmetriemessungen bei den untersuchten  $b$ -Reinheiten oberhalb und unterhalb des Arbeitspunktes verwendet. Dieser Fehler ( $\pm 0.00385$ ) ist der größte systematische Fehlerbeitrag, der bei den folgenden Asymmetriewerten als separater Fehler mit dem Index *inst.* angegeben wird. Es wird erwartet, daß dieser Beitrag durch laufende Studien besser verstanden und somit kleiner wird.

Die Beiträge zu dem systematischen Fehler sind in der Tabelle 5.9 für die Jahre der Datennahme einzeln und kombiniert für alle Jahre zusammengefaßt.

Beitrag	Variation	$\Delta A_{FB}^{b\bar{b}} \times 10^2$				
		1992	1993	1994	1995	$\sum 92-95$
$R_b$	$\mp 0.35\%$	$\pm 0.0009$	$\pm 0.0009$	$\pm 0.0009$	$\pm 0.0010$	$\pm 0.0009$
$R_c$	$\pm 3\%$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$
$A_{FB}^{c\bar{c}}$	$\pm 5\%$	$\pm 0.023$	$\pm 0.021$	$\pm 0.023$	$\pm 0.018$	$\pm 0.021$
statistischer Fehler der Simulation Rewichten der Simulation Fehler der QCD-Korrektur Identifikations-Wahrscheinlichkeiten $w_{u,d,s,c}$ Hemisphärenkorrelationen $\delta, \beta$		$\pm 0.044$	$\pm 0.045$	$\pm 0.028$	$\pm 0.039$	$\pm 0.019$
		$\pm 0.005$	$\pm 0.007$	$\pm 0.007$	$\pm 0.005$	$\pm 0.006$
	$\pm 10\%$	$\pm 0.023$	$\pm 0.023$	$\pm 0.028$	$\pm 0.032$	$\pm 0.027$
	$\pm 20\%$	$\pm 0.061$	$\pm 0.066$	$\pm 0.074$	$\pm 0.068$	$\pm 0.069$
Detektoraufösung		$\mp 0.064$	$\mp 0.106$	$\mp 0.078$	$\mp 0.084$	$\mp 0.080$
asymmetrische $flav_{\text{hem}}$ Verteilung		$\pm 0.180$	$\pm 0.180$	$\pm 0.052$	$\pm 0.051$	$\pm 0.067$
Gluonaufspaltung $g \rightarrow c\bar{c}$		$\pm 0.007$	$\pm 0.004$	$\pm 0.003$	$\pm 0.006$	$\pm 0.004$
Gluonaufspaltung $g \rightarrow b\bar{b}$	$\pm 0.46\%$	$\pm 0.006$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$
$K^0, \Lambda$ Variation	$\pm 0.063\%$	$\pm 0.004$	$\pm 0.003$	$\pm 0.002$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$
$D^+$ -Anteil in $c\bar{c}$	$\pm 10\%$	$\pm 0.008$	$\pm 0.008$	$\pm 0.006$	$\pm 0.008$	$\pm 0.007$
$D_s$ -Anteil in $c\bar{c}$	$0.233 \pm 0.027$	$\pm 0.033$	$\pm 0.038$	$\pm 0.043$	$\pm 0.038$	$\pm 0.053$
$c$ -Baryon-Anteil in $c\bar{c}$	$0.102 \pm 0.029$	$\pm 0.029$	$\pm 0.031$	$\pm 0.029$	$\pm 0.020$	$\pm 0.041$
$c$ -Hadron-Lebensdauern	$0.063 \pm 0.028$	$\mp 0.013$	$\mp 0.012$	$\mp 0.015$	$\mp 0.016$	$\mp 0.014$
Multiplizität des $D$ -Zerfalles	siehe Tabelle 5.7	$\mp 0.007$	$\mp 0.008$	$\mp 0.008$	$\mp 0.007$	$\mp 0.007$
$\text{BR}(D^0 \rightarrow \text{keine Neutrale})$	$\pm 0.0780\%$	$\pm 0.002$	$\pm 0.001$	$\pm 0.003$	$\pm 0.006$	$\pm 0.003$
$\text{BR}(D^0 \rightarrow 1 \text{ Neut.} + \geq 2 \text{ Geladene})$	$\pm 0.0451\%$	$\pm 0.006$	$\pm 0.008$	$\pm 0.007$	$\pm 0.006$	$\pm 0.007$
$\text{BR}(D^+ \rightarrow \text{keine Neutrale})$	$\pm 0.0536\%$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$
$\text{BR}(D^+ \rightarrow 1 \text{ Neut.} + \geq 3 \text{ Geladene})$	$\pm 0.0881\%$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.002$	$\pm 0.001$	$\pm 0.002$
$\langle x_E \rangle_c$ (Fragmentation)	$\pm 2\%$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$	$\pm 0.004$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$
$b_{\text{tag}}$ -Effekt	$\pm 0.332$	$\mp 0.015$	$\mp 0.015$	$\mp 0.015$	$\mp 0.016$	$\mp 0.015$
		$\pm 0.339$	$\pm 0.382$	$\pm 0.448$	$\pm 0.385$	$\pm 0.385$

Tabelle 5.9: Die systematischen Unsicherheiten der  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ -Messung.

# 6

## Die Resultate und die Interpretation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  zusammengefaßt und auf die Masse des  $Z$ -Pols korrigiert. Aus den zusammengefaßten und korrigierten Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien wird der effektive schwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  berechnet. Anschließend wird die Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  mit weiteren Messungen verglichen und im Hinblick auf das Standardmodell diskutiert.

### 6.1 Die Resultate

Für die einzelnen Jahre der Datennahme wurde die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie bei der mittleren Schwerpunktennergie des jeweiligen Datensatzes gemessen. Die Meßwerte der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien sind:

$$\begin{aligned} 1992: & A_{FB}^{b\bar{b}}(91.280 \text{ GeV}) = 0.0915 \pm 0.0077(\text{stat.}) \pm 0.0021(\text{syst.}) \pm 0.0033(\text{inst.}) \\ 1993: & A_{FB}^{b\bar{b}}(91.225 \text{ GeV}) = 0.0997 \pm 0.0094(\text{stat.}) \pm 0.0023(\text{syst.}) \pm 0.0034(\text{inst.}) \\ 1994: & A_{FB}^{b\bar{b}}(91.202 \text{ GeV}) = 0.0935 \pm 0.0047(\text{stat.}) \pm 0.0014(\text{syst.}) \pm 0.0038(\text{inst.}) \\ 1995: & A_{FB}^{b\bar{b}}(91.288 \text{ GeV}) = 0.0849 \pm 0.0084(\text{stat.}) \pm 0.0014(\text{syst.}) \pm 0.0045(\text{inst.}) \end{aligned}$$

Sie sind, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, auf QCD–Effekte korrigiert. Die mit *stat.* bezeichneten Fehler beinhalten ausschließlich die statistischen Unsicherheiten aus den Meßdaten. Die statistischen Unsicherheiten durch die limitierte Ereignisanzahl der Simulation sind im systematischen Fehler enthalten. Die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Messungen sind in Tabelle 5.9 detailliert aufgeführt. Der mit *inst.* bezeichnete Fehlerbeitrag, der die Unsicherheit der Messung durch den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt beschreibt, ist separat angegeben. In Kapitel 5.5 wird der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt ausführlich diskutiert. Diese zusätzlichen systematischen Unsicherheiten für die einzelnen Jahre und der Mittelwert dieser Unsicherheiten sind in Tabelle 5.9 aufgeführt. An der Reduzierung dieses Fehlers wird im Rahmen der Fortsetzung dieser Arbeit weiter gearbeitet.

Die Kombination der Einzelergebnisse wird unter Berücksichtigung der korrelierten und der gemeinsamen Fehler durchgeführt. Bei der von den LEP–Kollaborationen zum Ver-

gleich aller Ergebnisse empfohlenen Schwerpunktenenergie von  $\sqrt{s} = 91.26$  GeV ergibt sich die mittlere Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}(91.26 \text{ GeV}) = 0.0931 \pm 0.0034(\text{stat.}) \pm 0.0015(\text{syst.}) \pm 0.0039(\text{inst.}) \quad .$$

Die Korrekturen von den Energien der einzelnen Meßjahre auf die Schwerpunktenenergie  $\sqrt{s} = 91.26$  GeV wurden gemäß der Standardmodell–Abhängigkeit durchgeführt. Die Genauigkeit dieser Analyse ist durch den großen systematischen Fehler des  $b_{\text{tag}}$ –Effekts begrenzt. Die Reduktion dieses Fehlers würde die Signifikanz der Messung wesentlich erhöhen. Der Messwert ohne den zu dieser Zeit noch nicht beobachteten Fehler durch den  $b_{\text{tag}}$ –Effekt war Beitrag zur Winterkonferenz 2001 [77].

Zur Bestimmung des effektiven schwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  wird die mittlere Asymmetrie zunächst auf die Pol–Asymmetrie korrigiert. Hierbei werden Effekte durch ISR (0.0041),  $\gamma$ –Austausch und  $\gamma Z$ –Interferenz (-0.0003) sowie der Energieabhängigkeit (-0.0013) berücksichtigt. Auf dem  $Z$ –Pol ergibt sich die Pol–Asymmetrie:

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0956 \pm 0.0053 \quad .$$

Der angegebene Fehler beinhaltet statistische und systematische Unsicherheiten. Aus der Pol–Asymmetrie ergibt sich der effektive schwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  mit Hilfe der Gleichungen 2.13, 2.14 und 2.21 bis 2.24 aus dem Theoriekapitel 2 zu:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1 = 0.23287 \pm 0.00095 \quad .$$

## 6.2 Der Vergleich mit weiteren Messungen

In der Abbildung 6.1 sind die Resultate der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetriemessung  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  der LEP–Kollaborationen dargestellt. Die vorliegende Messung ist in dieser Abbildung mit „DELPHI NN“ bezeichnet und der Fehler des  $b_{\text{tag}}$ –Effekts ist in dem systematischen Fehler enthalten. Die DELPHI–Messungen stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit überein:

$$\begin{aligned} \text{DELPHI NN:} \quad & A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0956 \pm 0.0034(\text{stat.}) \pm 0.0042(\text{syst.}) \\ \text{DELPHI Jetladung:} \quad & A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.1003 \pm 0.0047(\text{stat.}) \pm 0.0014(\text{syst.}) \\ \text{DELPHI Leptonen:} \quad & A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.1040 \pm 0.0057(\text{stat.}) \pm 0.0023(\text{syst.}) \end{aligned}$$

Die Asymmetriemessung mit der Jetladungsmethode [50] verwendet die Datensätze der Meßperioden 1992 bis 1995 einschließlich der Off–Peak–Daten, die in 1993 und 1995 bei Energien von etwa 2 GeV oberhalb und unterhalb der  $Z$ –Masse gemessen wurden. Die Asymmetriemessung mit identifizierten Leptonen [78] verwendet zusätzlich noch die Daten der Meßperiode von 1991. Obwohl diese Analyse nur die Datensätze der Meßperioden 1992 bis 1995, die bei der Energie der  $Z$ –Masse aufgenommen wurden, verwendet und somit die kleinste der drei Ereignismengen analysiert, ist der statistische Fehler kleiner als der der beiden anderen Messungen. Diese sehr gute statistische Signifikanz wird durch die optimale Ausnutzung aller Meßgrößen durch die neuronalen Netzwerke erreicht. Da die vorliegende Messung identifizierte Leptonen, die Jetladung und mit der Jetladung korrelierte Variablen, wie beispielsweise die Vertexladung verwendet, ist sie mit den anderen

Messungen korreliert. Die Korrelationen der Asymmetriemessungen sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die DELPHI-Kollaboration hat die Korrelationen zwischen den Messungen der

	Korrelationskoeffizienten		
	$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Jetladung	$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Leptonen	$A_{FB}^{c\bar{c}}$ Leptonen
$A_{FB}^{b\bar{b}}$ NN	$0.490 \pm 0.076$	$0.296 \pm 0.091$	$0.055 \pm 0.100$
$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Jetladung		$0.300 \pm 0.091$	$0.151 \pm 0.098$
$A_{FB}^{b\bar{b}}$ Leptonen			$0.140 \pm 0.100$

Tabelle 6.1: Die Korrelationskoeffizienten der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien der DELPHI Messungen.

Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie aus der Simulation von 1994 bestimmt. Die Ereignisse der Simulation wurden in 100 disjunkte Untermengen aufgeteilt, aus denen jeweils die Asymmetrien berechnet wurden. Aus diesen Einzelergebnissen wurden dann die Korrelationskoeffizienten bestimmt. Die Präzision der Korrelationskoeffizienten ist durch die limitierte Anzahl der Ereignismengen beschränkt.

Der Konferenzbeitrag über diese Messung zu der Sommerkonferenz 2000 in Osaka [79] hat erstmals demonstriert, daß durch die Verwendung neuronaler Netzwerke der statistische Fehler im Vergleich zu den bis dahin existierenden Meßmethoden verringert werden kann. Von der ALEPH-Kollaboration wurde auf der folgenden Winterkonferenz 2001 eine verbesserte  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ -Messung mit der Jetladungsmethode vorgestellt, die zusätzliche Informationen aus neuronalen Netzwerken berücksichtigt. Der statistische Fehler wurde dadurch weiter reduziert, so daß diese Messung den zur Zeit genauesten  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ -Wert aller LEP-Kollaborationen liefert.

Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  dieser Messung ist innerhalb der Meßgenauigkeit mit den Asymmetriewerten  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  der anderen LEP-Kollaborationen konsistent und stimmt folglich auch mit deren Mittelwert:

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0986 \pm 0.0017$$

überein. Der Mittelwert ist der kombinierten Anpassung an alle LEP-Daten zur elektroschwachen Physik schwerer Quarks entnommen [80]. Für die Berechnung des LEP-Meßwertes wurden sowohl Korrelationen der systematischen Beiträge der Meßwerte aller LEP-Kollaborationen als auch die Korrelationen aus Tabelle 6.1 verwendet. Die drei anderen LEP-Kollaborationen geben keine Korrelationen für ihre Asymmetriemessungen an.

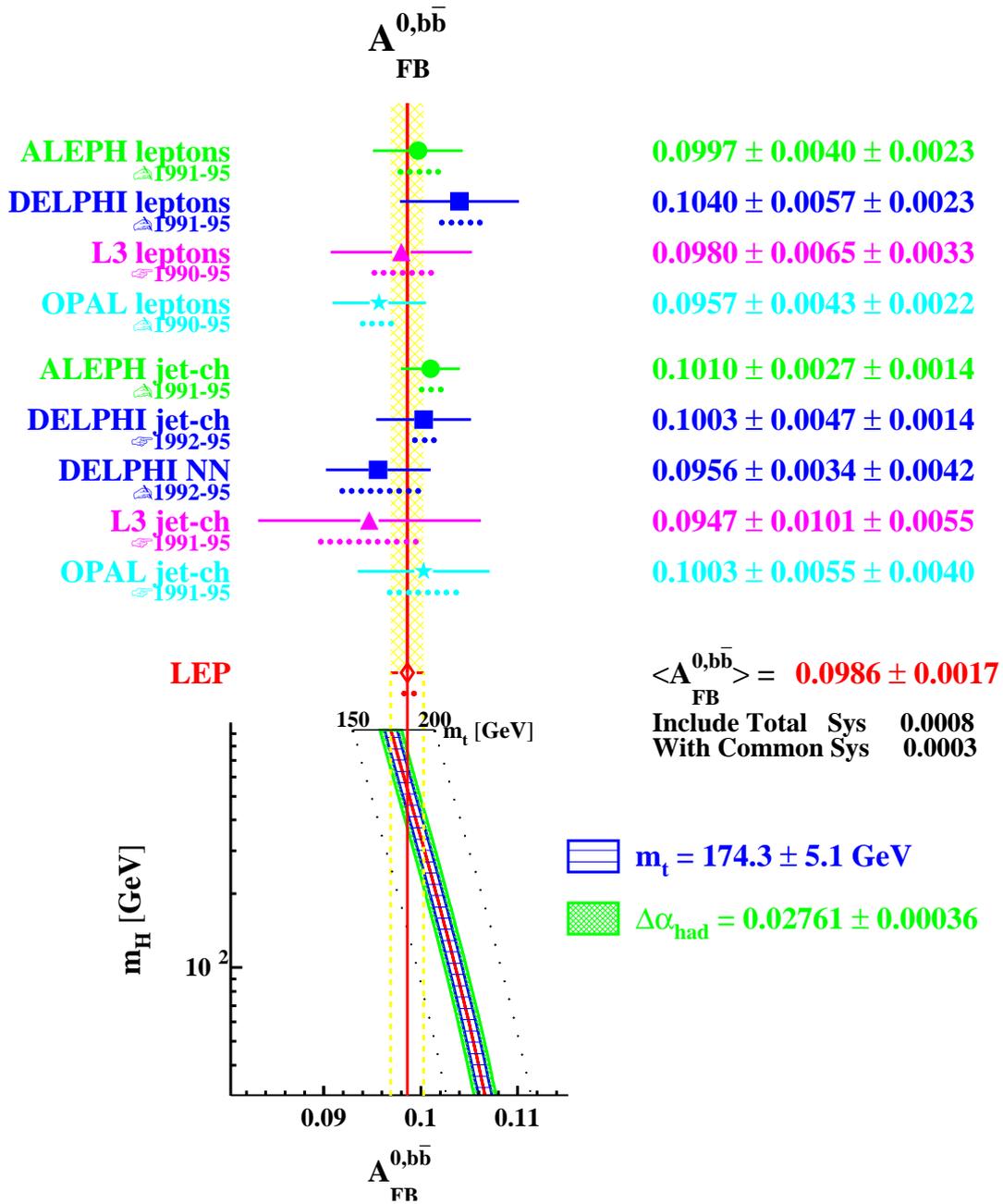


Abbildung 6.1: Die Zusammenstellungen der mit LEP-Daten gemessenen Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien und ihr Mittelwert [8, 81]. Der Mittelwert ist der kombinierten Anpassung an alle LEP-Daten zur elektroschwachen Physik schwerer Quarks entnommen [80]. Die Einzelmessungen sind miteinander konsistent.

### 6.3 Der Vergleich mit der Vorhersage des Standardmodells

Im unteren Abschnitt der Abbildung 6.1 wird der LEP-Mittelwert der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  in Relation zur Higgsmasse gesetzt. Die Messungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bevorzugen eine große Masse des Higgsbosons. Der Zentralwert des Fehlerbandes, das der Unsicherheit der  $t$ -Quarkmasse entspricht, schneidet den Mittelwert der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  bei einer Higgsmasse oberhalb von 500 GeV. Dieser Wert ist viel größer als die Higgsmasse von  $m_H = 115$  GeV durch die direkten Suchen [6, 7].

Die Ergebnisse einer Anpassung der Parameter des Standardmodells an alle Meßdaten ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Bis auf den Meßwert der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$ , der aufdatiert ist, sind alle Meßwerte auf dem Stand der Winterkonferenz 2001 [8]. Die dargestellten Werte sind jeweils LEP-Mittelwerte ( $m_Z$  bis  $m_W$ ), beziehungsweise kombinierte Mittelwerte von SLD+LEP ( $R_b$  bis  $\mathcal{A}_c$ ), SLD-Ergebnisse aus der Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR}$  ( $\mathcal{A}_l$ ) und weitere elektroschwache Messungen von  $p\bar{p}$ -Experimenten und  $\nu N$ -Streuung.

Der Meßwert dieser Analyse ist in dem Mittelwert  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$  von SLD+LEP enthalten. Das  $\chi^2/ndf$  dieser Anpassung ist 23.7/15 und entspricht einer Wahrscheinlichkeit von 7%, daß die Theorie des Standardmodells die Meßwerte beschreibt. Der Grund für diese kleine Wahrscheinlichkeit sind die wenigen Meßwerte mit größeren Abweichungen von den Standardmodellwerten. Die Abweichung des jeweiligen Meßwertes in Einheiten der Standardabweichung vom Standardmodellwert wird Pull genannt. Der Pull ist sowohl graphisch als auch als Wert angegeben. Die  $b$ -Asymmetrie Messung besitzt den größten absoluten Pull von  $|-2.96|$ . Der Meßwert dieser Analyse ( $A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.0956 \pm 0.0053$ ) weicht von dem Standardmodellwert ( $A_{FB}^{b\bar{b}} = 0.1036$ ) mit einem Pull von  $-1.52$  ab. Der nächstgrößere Pull der gemittelten Werte (1.68) gehört zu dem Meßwert der Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR}$ . Diese Meßwerte sind über die Vektor- und Axialvektorkopplungen auf  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^1$  sensitiv. Aus dem LEP-Mittelwert  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$  [80] ergibt sich:

$$A_{FB}^{b\bar{b}} : \quad \sin^2 \theta_{\text{eff}}^1 = 0.23230 \pm 0.00031, \quad (6.1)$$

während sich aus der Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR}$  ein effektiver Mischungswinkel:

$$A_{LR} : \quad \sin^2 \theta_{\text{eff}}^1 = 0.23097 \pm 0.00027 \quad (6.2)$$

ergibt [82]. Diese beiden Meßwerte sind 3.2 Standardabweichungen voneinander entfernt. Dadurch kann die Standardmodellanpassung beide Meßwerte nicht gleichzeitig beschreiben.

Wird die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$  aus den separat gemessenen Polarisationsparametern  $\mathcal{A}_e = 0.1498 \pm 0.0048$  und  $\mathcal{A}_b = 0.921 \pm 0.020$  berechnet, so ergibt sich  $0.10347 \pm 0.00400$  als Asymmetrie. Diese Asymmetrie beschreibt die Standardmodellanpassung mit einem Pull von  $-0.0395$  sehr gut. Auch die separat gemessenen Polarisationsparameter werden von dem Standardmodell gut beschrieben. Die große Diskrepanz zwischen den beiden Messungen tritt nur auf, wenn das Produkt  $\frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_b$  der Polarisationsparameter des elektroschwachen Anfangs- und Endzustands gemessen wird, wie bei der Messung der

Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{0,b\bar{b}}$ . Für die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{0,c\bar{c}}$  hat diese Diskrepanz auch einen negativen Pull von  $-1.48$ , der groß ist.

Die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  sind im wesentlichen auf den Polarisationsparameter des leptonischen Anfangszustandes sensitiv. Aus diesem Grund kann aus der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  eine genaue Messung von  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  abgeleitet werden. Die Messung der Links–Rechts–Asymmetrie  $A_{LR}$ , die direkt proportional zu dem leptonischen Polarisationsparameter ist, ist eine weitere unabhängige Messung des elektroschwachen Mischungswinkels. Für hadronische Endzustände ist die Links–Rechts–Asymmetrie die genaueste Einzelmessung, die zur Bestimmung von  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  herangezogen werden kann. Die zweitgenaueste Messung zur Bestimmung von  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  ist der Mittelwert der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  von LEP und SLD. Die aus diesen Messungen abgeleiteten elektroschwachen Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  sind in Abbildung 6.3 in ihrer zeitlichen Entwicklung, jeweils mit dem Stand der Sommerkonferenzen, miteinander verglichen. Die LEP– und SLD–Werte sind zeitlich sehr stabil während die  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$ –Werte aus der Links–Rechts–Asymmetrie mit fortschreitender Zeit etwas größer werden. Der absolute Unterschied der Meßwerte wird mit fortschreitender Zeit dadurch zwar kleiner, da aber gleichzeitig beide Messungen des elektroschwachen Mischungswinkels genauer werden, wird der Unterschied in Einheiten der Standardabweichung signifikanter. Die Meßwerte für 2001 sind den Beiträgen zur Winterkonferenz 2001 entnommen. Der Meßwert dieser Analyse wurde ohne den zusätzlichen systematischen Fehler aufgrund des  $b_{\text{tag}}$ –Effekts zur Winterkonferenz eingereicht. Dadurch entspricht der Wert in der Abweichung von 3.5 Standardabweichungen nicht dem zuvor angegebenen Wert von 3.2 Standardabweichungen. Es zeigt sich, daß die Meßwerte des elektroschwachen Mischungswinkels schon seit acht Jahren um zwei bis drei Standardabweichungen voneinander abweichen. Die mit „Asymmetrie Krise“ bezeichnete Diskussion um die Diskrepanzen in den elektroschwachen Messungen ist daher kein neues Phänomen. Durch die neuen und genaueren auf neuronalen Netzwerken basierenden Analysen, die seit der Sommerkonferenz 2000 in Osaka hinzugekommen sind, wurde diese „Asymmetrie Krise“ signifikanter.

Die kleine Wahrscheinlichkeit der Standardmodellanpassung von 7% ist aufgrund statistische Argumente noch nicht besorgniserregend. Aber vielleicht ist dies doch ein Indiz auf notwendige theoretische Erweiterungen des Standardmodells.

## June 2001

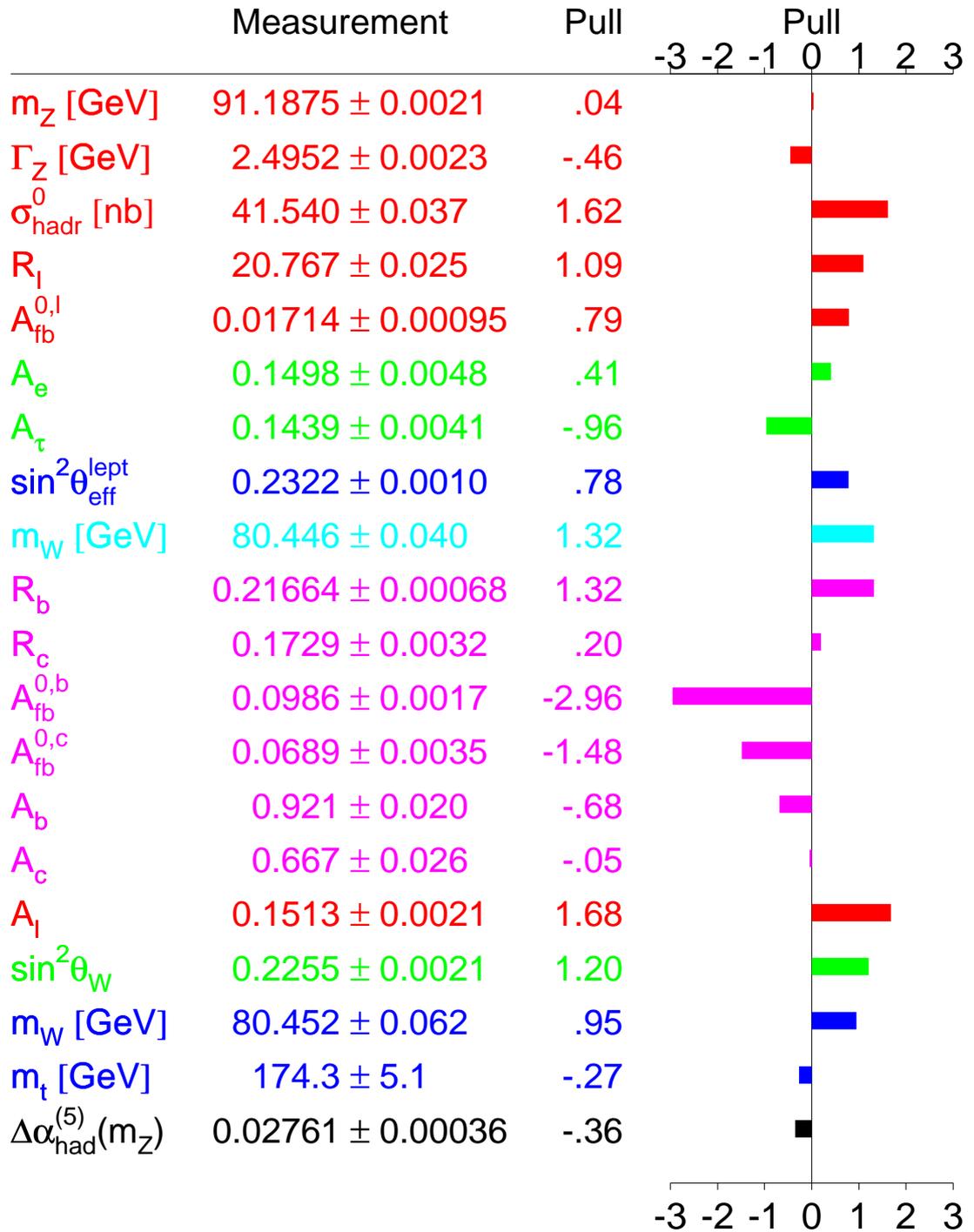


Abbildung 6.2: Die Anpassung der Standardmodellparameter an die Meßwerte.

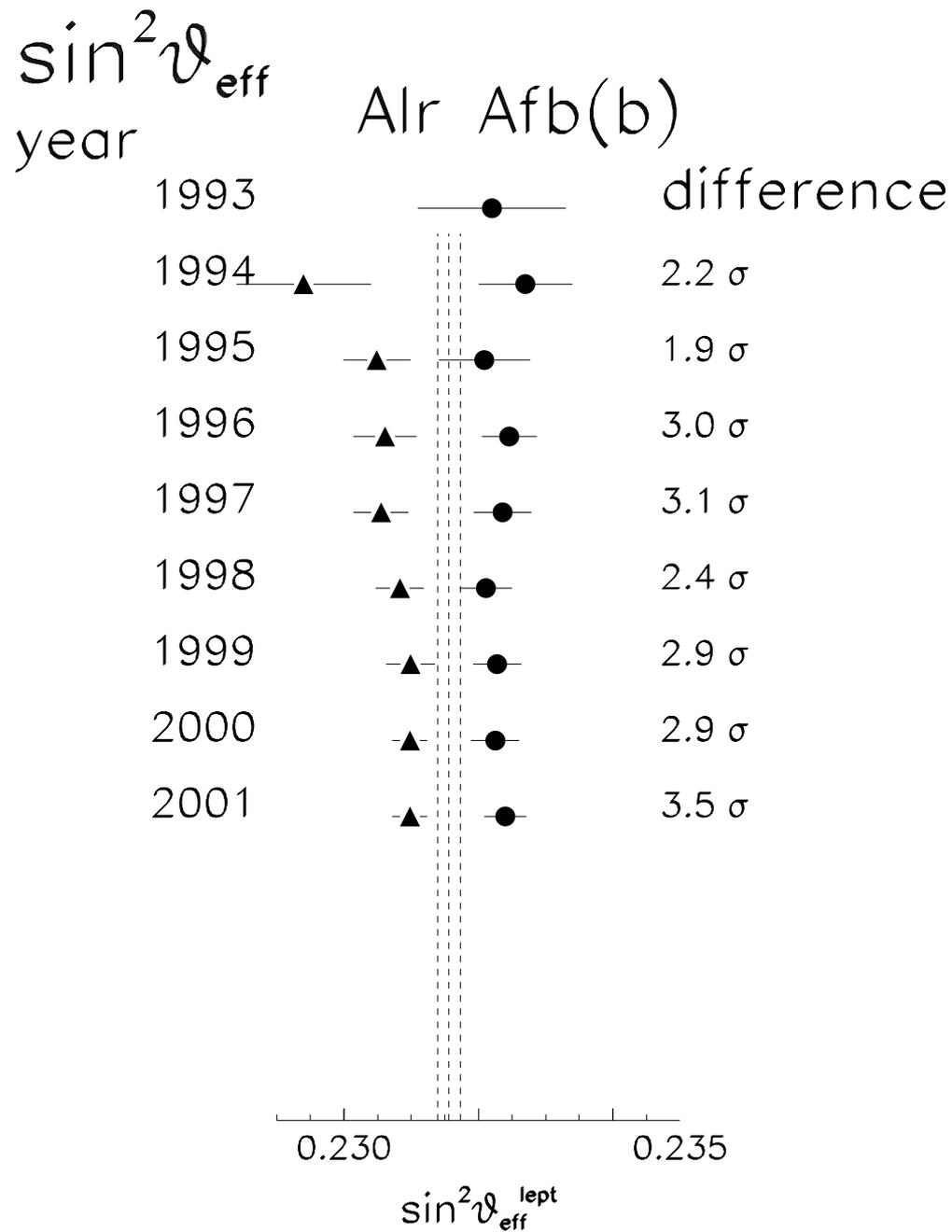


Abbildung 6.3: Zeitliche Entwicklung der Asymmetriemessungen. Die Sommerkonferenzwerte der Links-Rechts-Asymmetrie  $A_{LR}$  und der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{bb}$  sind für verschiedene Jahre miteinander verglichen.

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Analyse wird die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie von  $b$ -Quarks mit Hilfe einer inklusiven Ladungsidentifikation gemessen. Aus 2.636.000 hadronischen Ereignissen der Jahre 1992 bis 1995 werden mittels einer verbesserten Impaktparameter-Methode  $b$ -Quarkereignisse mit sehr hoher Reinheit selektiert. Die Effizienz und die Reinheit der  $b$ -Quarkereignisse werden direkt aus den Meßdaten bestimmt.

Für jede Hemisphäre eines Ereignisses wird die Ladung des Quarks (Antiquarks) identifiziert, das die Teilchen dieser Hemisphäre induziert hat. Hierfür wird eine neu entwickelte Analysemethode verwendet, die auf neuronalen Netzwerken basiert und die zur Verfügung stehenden Ladungsinformationen der Hemisphäre optimal verarbeitet. Als Ladungsinformationen werden die Vertexladung, die Jetladungen und die Ladungen der identifizierten Hadronen und Leptonen verwendet.

Die Ladung identifiziert in sehr reinen  $b$ -Quarkereignismengen das Quark beziehungsweise das Antiquark. Die Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  für single- und double-tagged Ereignisse werden mit einer Double-Tag-Methode aus den Meßdaten unter Berücksichtigung von Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  gemessen. Die Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  erreichen große Werte um 0.78 und 0.93. Die Hemisphärenkorrelationen werden mit der Simulation genau studiert und ergeben sich für den Arbeitspunkt zu:

$$\langle \delta \rangle = 0.0552 \pm 0.0027 \quad \text{und} \quad \langle \beta \rangle = 0.0343 \pm 0.0018 .$$

Aus den selektierten single- und double-tagged Zählraten wird die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  gemessen:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}(91.26 \text{ GeV}) = 0.0931 \pm 0.0034(\text{stat.}) \pm 0.0015(\text{syst.}) \pm 0.0039(\text{inst.}) .$$

Der angegebene Meßwert beinhaltet QCD-Korrekturen. Mit *inst.* ist die Ungenauigkeit bezeichnet, die durch Instabilitäten aufgrund von Variationen der  $b$ -Reinheit auftreten. Es wird jedoch davon ausgegangen, daß sich dieser Beitrag durch weiterführende Studien stark reduzieren läßt.

Die Pol-Asymmetrie ergibt sich durch die Energiekorrektur und Korrekturen, die QED-Effekte,  $\gamma Z$ -Interferenzen und  $\gamma$ -Austausch berücksichtigen:

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0956 \pm 0.0053 .$$

Aus der Pol-Asymmetrie ergibt sich der effektive Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$ :

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l = 0.23287 \pm 0.00095 .$$

Der angegebene Meßwert ist in guter Übereinstimmung mit den aktuellen Ergebnissen der LEP-Eperimente. Die Abweichungen dieser Asymmetriemessung ( $-1.52\sigma$ ) und die des Mittelwertes ( $-2.96\sigma$ ) von dem Standardmodellwert können als Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells gedeutet werden.

# Anhang A

## Das $\chi^2$

Um Korrelationen direkt durch die Anpassung zu berücksichtigen wird die  $\chi^2$ -Anpassung mit einer  $\chi^2$ -Funktion durchgeführt, deren einzelne Terme unkorreliert sind (siehe Kapitel 5.4):

$$\begin{aligned} \chi^2 = \sum_{i=1}^9 & \left( \frac{N_i - N(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})}{\sigma(N_i)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{\bar{N}_i - \bar{N}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})}{\sigma(N_i)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{N_i^D - N^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^D)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{\bar{N}_i^D - \bar{N}^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^D)} \right)^2 + \\ & \left( \frac{N_i^{same} - N^{same}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)}{\sigma(N_i^{same})} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei repräsentieren die Funktionen  $N(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})$ ,  $\bar{N}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i})$ ,  $N^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$ ,  $\bar{N}^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$  und  $N^{same}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D)$  die erwarteten Zählraten der single- und double-tagged Mengen. Sie werden im folgenden Text noch definiert (Gleichungen A.2 bis A.6).  $A_{FB}^{b\bar{b}}$ ,  $N_{0,i}$  und  $N_{0,i}^D$  sind Parameter der Anpassung und die  $w_{b,i}$  werden durch weitere Parameter der Anpassung ausgedrückt.  $N_{0,i}$  und  $N_{0,i}^D$  beschreiben die Gesamtzählraten der single- und double-tagged Mengen des  $i$ -ten  $\cos\theta_{\bar{T}}$ -Intervalls.

Die Gleichungen der beobachteten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie (Gleichungen 5.4 und 5.5) zusammen mit den Gleichungen der Wahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_b^D$  (Gleichungen 4.29 und 4.28) bilden ein Gleichungssystem, welches es erlaubt, die Zählraten der  $\cos\theta_{\bar{T}}$ -Intervalle als Funktion der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen, der Wahrscheinlichkeit  $w_b$  der single-tagged Ereignisse und den Gesamtzählraten der single- und double-tagged Ereignisse zu schreiben.

$$N(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}) = \frac{N_{0,i}}{2} \cdot \left( 1 + \sum_{d,u,s,c,b} (2 \cdot w_{f,i} - 1) \cdot A_{FB,i}^{D,diff} \cdot p_{f,i} \cdot \eta_f \right) \quad (\text{A.2})$$

$$\overline{N}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}) = \frac{N_{0,i}}{2} \cdot \left( 1 + \sum_{d,u,s,c,b} (2 \cdot w_{f,i} - 1) \cdot A_{FB,i}^{D,diff} \cdot p_{f,i} \cdot \eta_f \right) \quad (\text{A.3})$$

$$N^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D) = \frac{N_{0,i}^D}{2} \cdot \left( 1 + \sum_{d,u,s,c,b} (2 \cdot w_{f,i}^D - 1) \cdot A_{FB,i}^{D,diff} \cdot p_{f,i}^D \cdot \eta_f \right) \quad (\text{A.4})$$

$$\overline{N}^D(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D) = \frac{N_{0,i}^D}{2} \cdot \left( 1 + \sum_{d,u,s,c,b} (2 \cdot w_{f,i}^D - 1) \cdot A_{FB,i}^{D,diff} \cdot p_{f,i}^D \cdot \eta_f \right) \quad (\text{A.5})$$

$$N^{same}(A_{FB}^{b\bar{b}}, w_{b,i}, N_{0,i}^D) = \frac{X_i \cdot N_{0,i}^D \cdot p_{f,i}^D}{1 - X_i} + N_{Had}(R_c \cdot \epsilon_{c,i}^{same} + (1 - R_c - R_b) \cdot \epsilon_{uds,i}^{same}) \quad (\text{A.6})$$

$$\text{mit: } w_{b,i} = \frac{fitw(i)}{\sqrt{1 + \delta_i}} \quad (\text{A.7})$$

$$w_{f,i} \quad \text{für } f = d, u, s, c \quad \text{aus der Simulation} \quad (\text{A.8})$$

$$w_{b,i}^D = \frac{fitw^2(i)}{fitw^2(i) + (1 - fitw^2(i))} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_i}} \quad (\text{A.9})$$

$$w_{f,i}^D \quad \text{für } f = d, u, s, c \quad \text{aus der Simulation} \quad (\text{A.10})$$

$$X_i = 2 \cdot (fitw(i) - fitw^2(i)) \quad (\text{A.11})$$

$$N_{0,i} = fitsingle(i) \quad (\text{A.12})$$

$$N_{0,i}^D = fitdouble(i) \quad (\text{A.13})$$

$$N_{Had} = \text{Anzahl der Hadronischen Ereignisse} \quad (\text{A.14})$$

Die 28 anzupassenden Parameter sind die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  und für jedes der neun  $\cos \theta_{\bar{T}}$ -Intervall die Parameter  $fitw$ ,  $fitsingle$  und  $fitdouble$ . Die  $\chi^2$ -Funktion besteht aus 45 additiven Termen, fünf für jedes  $\cos \theta_{\bar{T}}$ -Intervall. Somit hat diese Anpassung  $45 - 28 = 17$  Freiheitsgrade.

## Anhang B

### Die Abbildungen zum $b_{\text{tag}}$ -Effekt

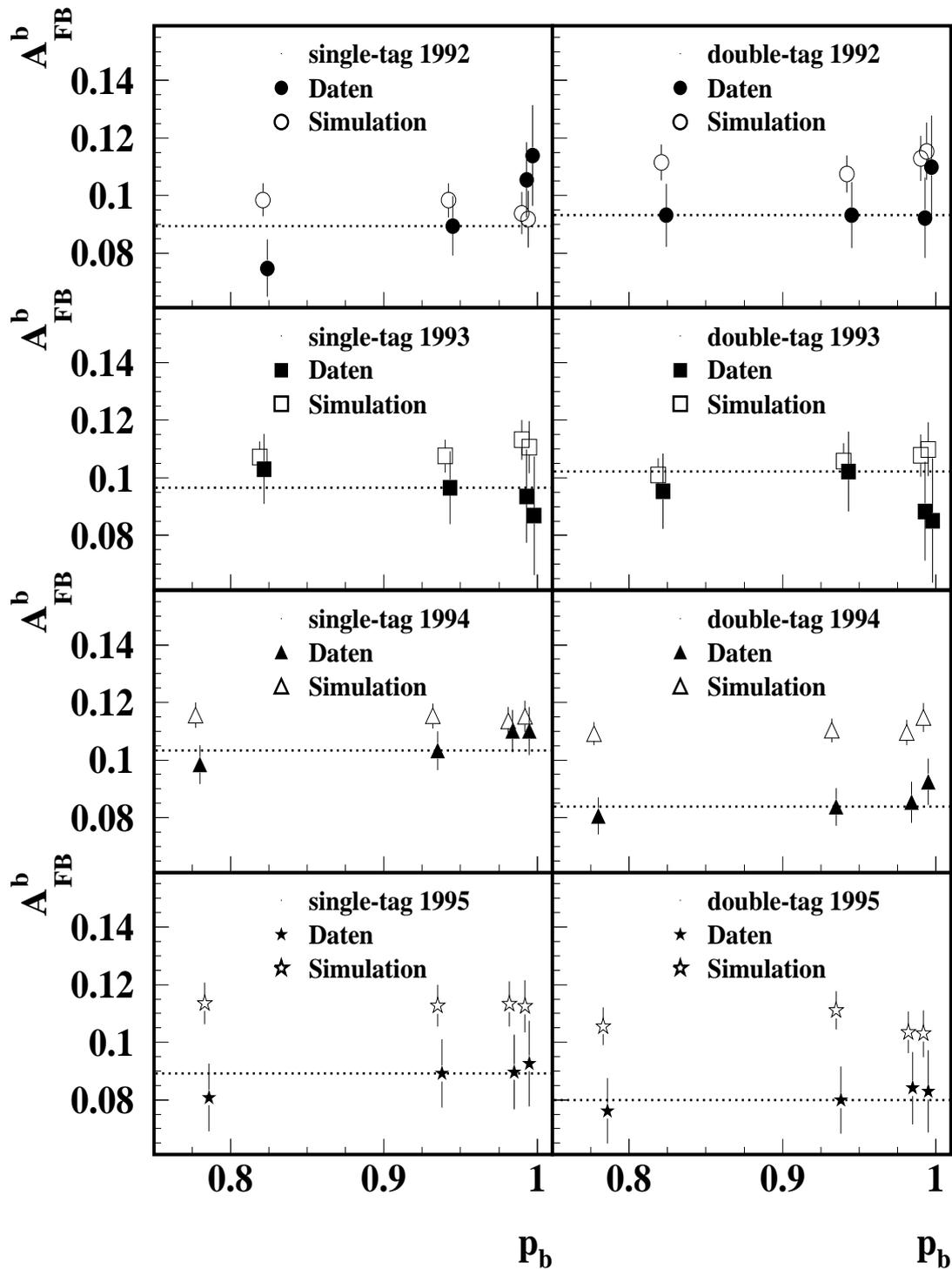


Abbildung B.1: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{bb}$  als Funktion der  $b$ -Reinheit. Die Resultate der single- und double-tagged Mengen sind für die einzelnen Jahre dargestellt. Die Meßdaten (schwarz) zeigen für die einzelnen Abbildungen den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt unterschiedlich stark während die Simulation kaum Schwankungen durch die Änderung der  $b$ -Reinheit zeigt. Die Linie veranschaulicht die Asymmetrie des Arbeitspunktes.

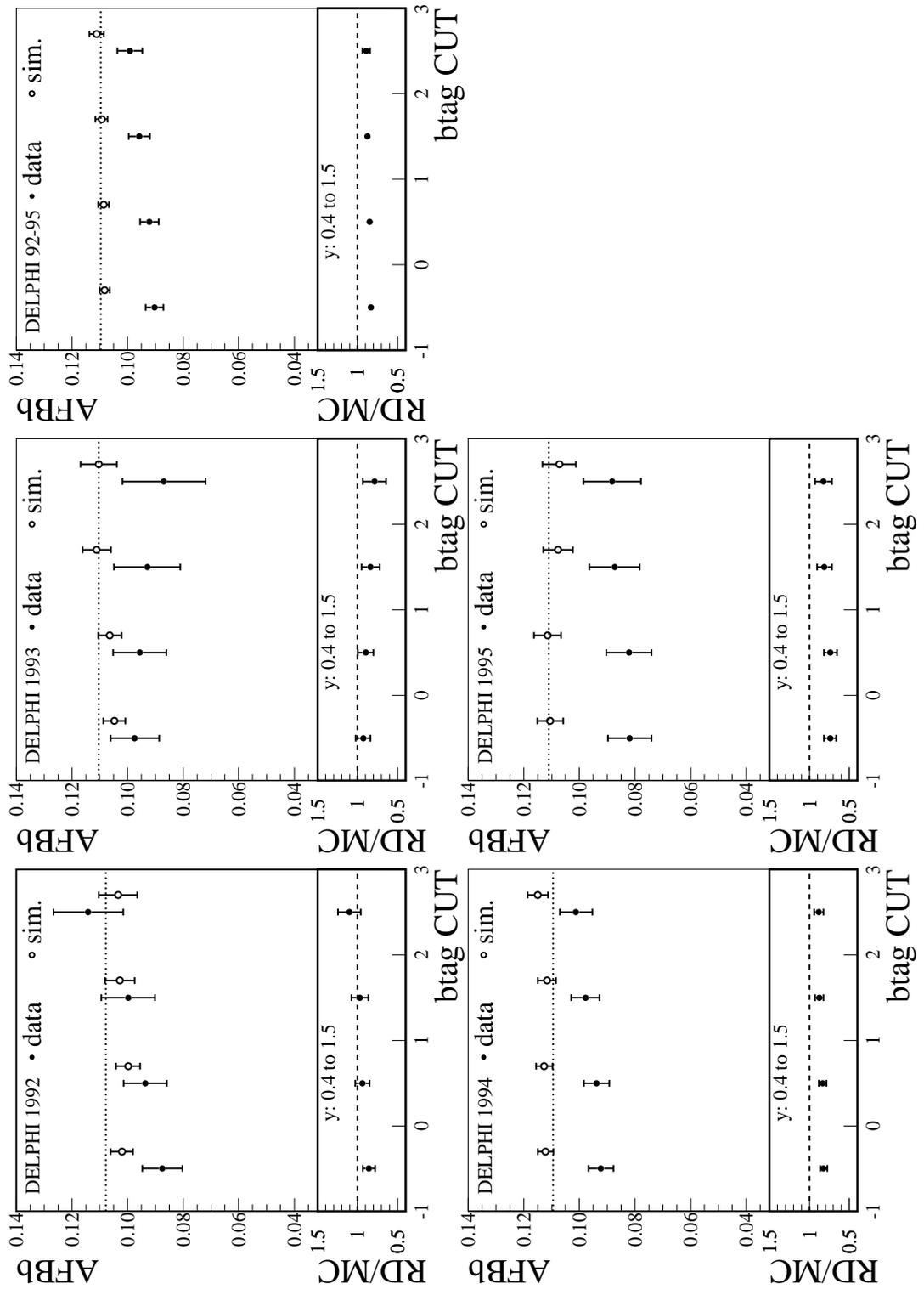


Abbildung B.2: Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie  $A_{FB}^{bb}$  als Funktion des  $b_{tag}$ -Schnittes für die einzelnen Jahre der Datennahme [83]. Die Punkte für die Meßdaten (schwarz) und die Simulation (weiß) sind die kombinierten Meßwerte aus single- und double-tagged Ereignissen. Die gepunktete Linie stellt die wahre Asymmetrie der Simulation dar.

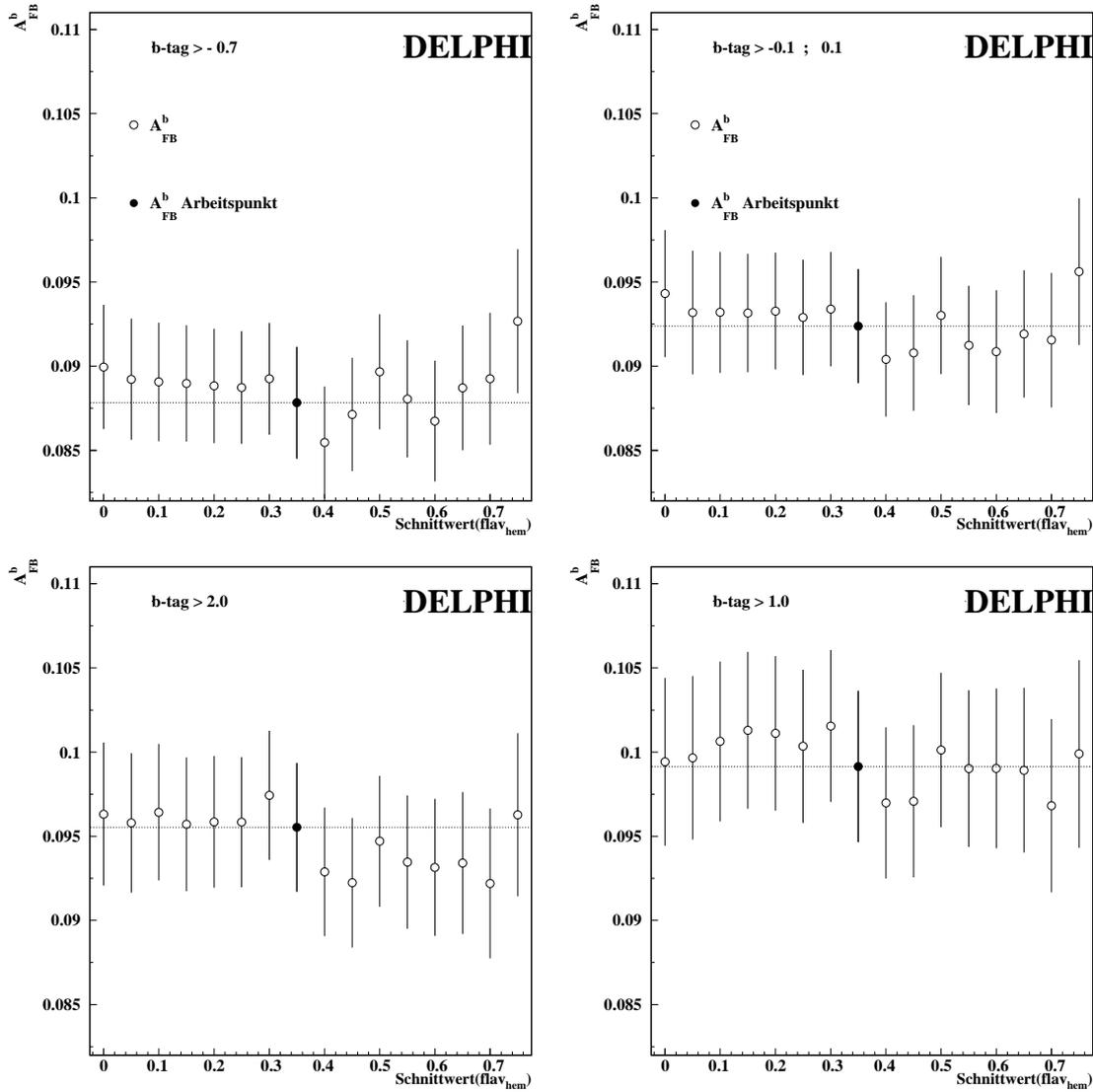


Abbildung B.3: Das Ergebnis der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von  $b$ -Quarkereignissen mit ihren statistischen Fehlern als Funktion des Schnittes in die Variable  $\text{flav}_{\text{hem}}$  [83]. Oben links: für  $b_{\text{tag}} > -0.7$ , oben rechts: für  $b_{\text{tag}} > -0.1; 0.1$ , unten links: für  $b_{\text{tag}} > -0.7$ , unten rechts: für  $b_{\text{tag}} > -0.7$ .

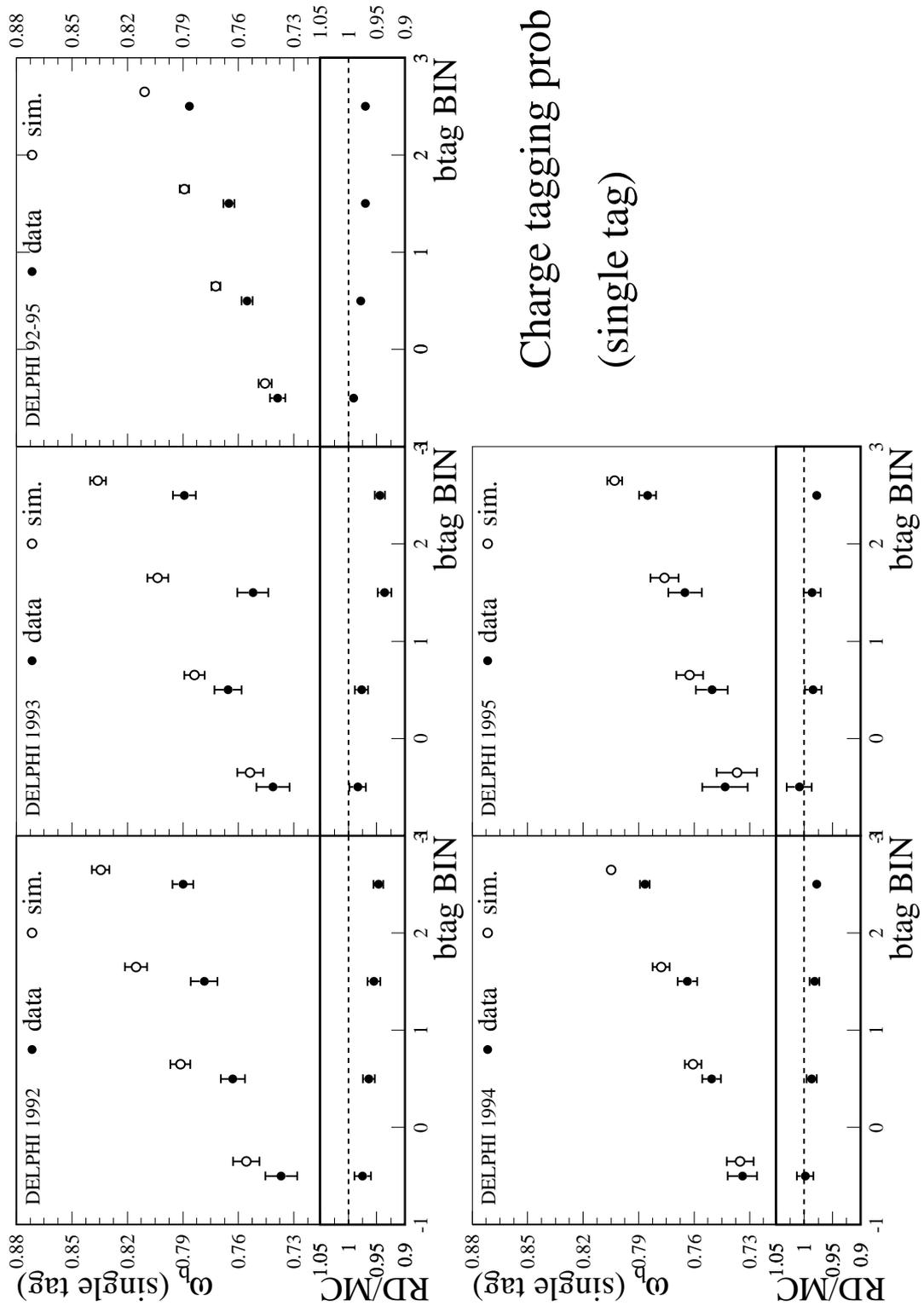


Abbildung B.4: Die Wahrscheinlichkeit  $w_b$  als Funktion des  $b_{tag}$ -Schnittes für die einzelnen Jahre der Datennahme [83]. Die Meßdaten sind als schwarze und die Simulation als weiße Punkte dargestellt.

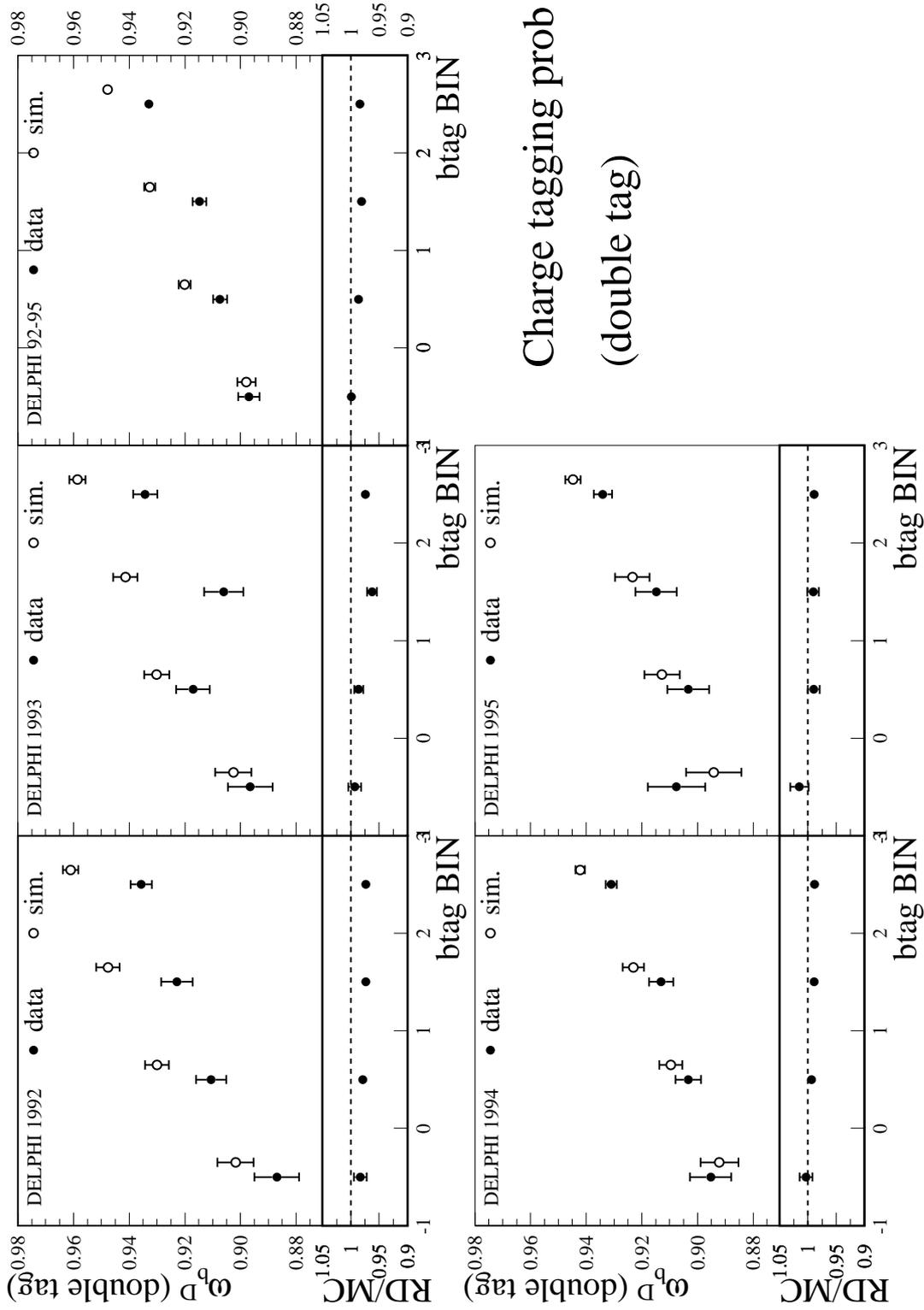


Abbildung B.5: Die Wahrscheinlichkeit  $w_b^D$  als Funktion des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes für die einzelnen Jahre der Datennahme [83]. Die Meßdaten sind als schwarze und die Simulation als weiße Punkte dargestellt.

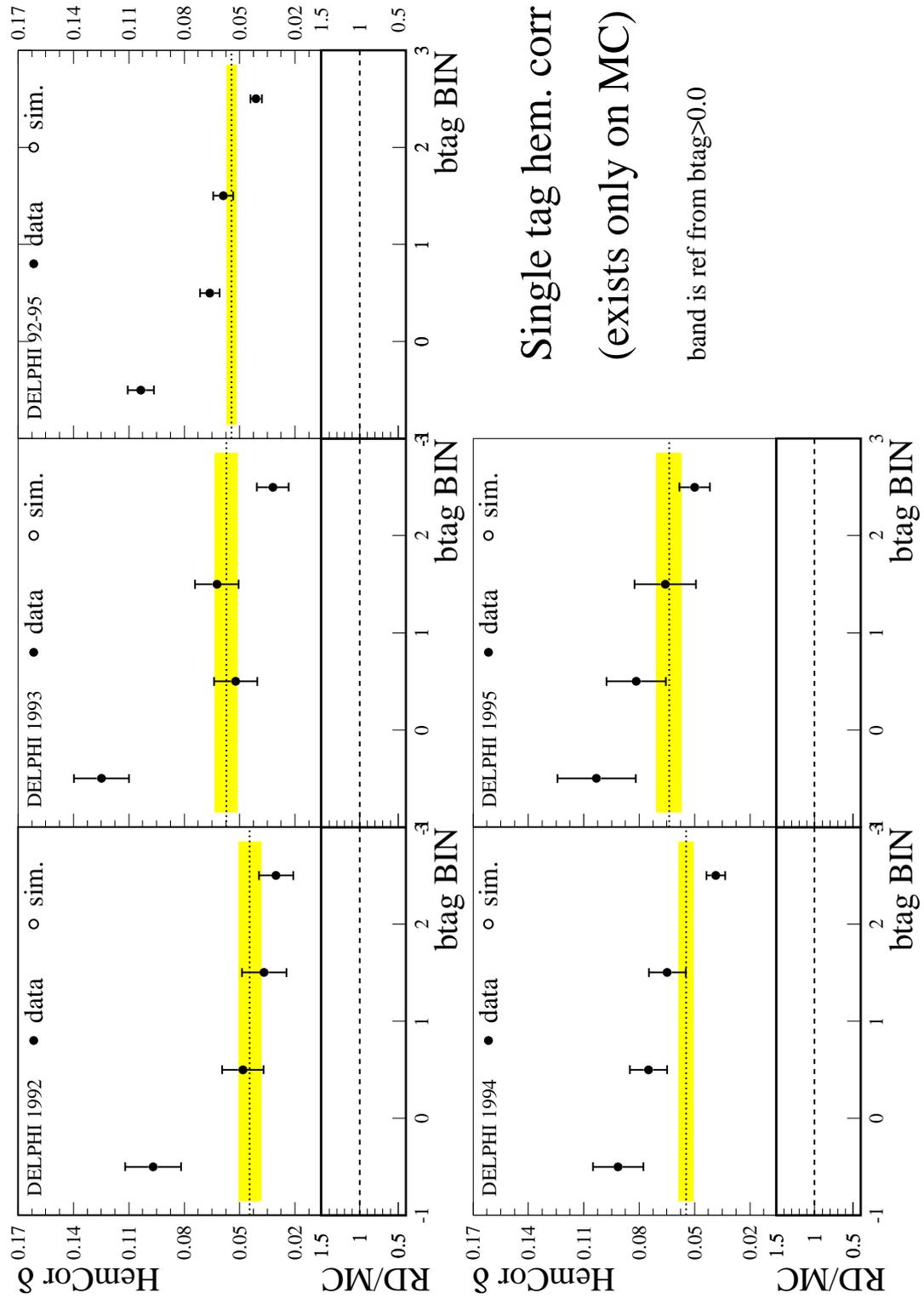


Abbildung B.6: Die Hemisphärenkorrelation  $\delta$  als Funktion des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes für die einzelnen Jahre der Datennahme [83]. Die Simulation ist durch die schwarzen Punkte dargestellt.

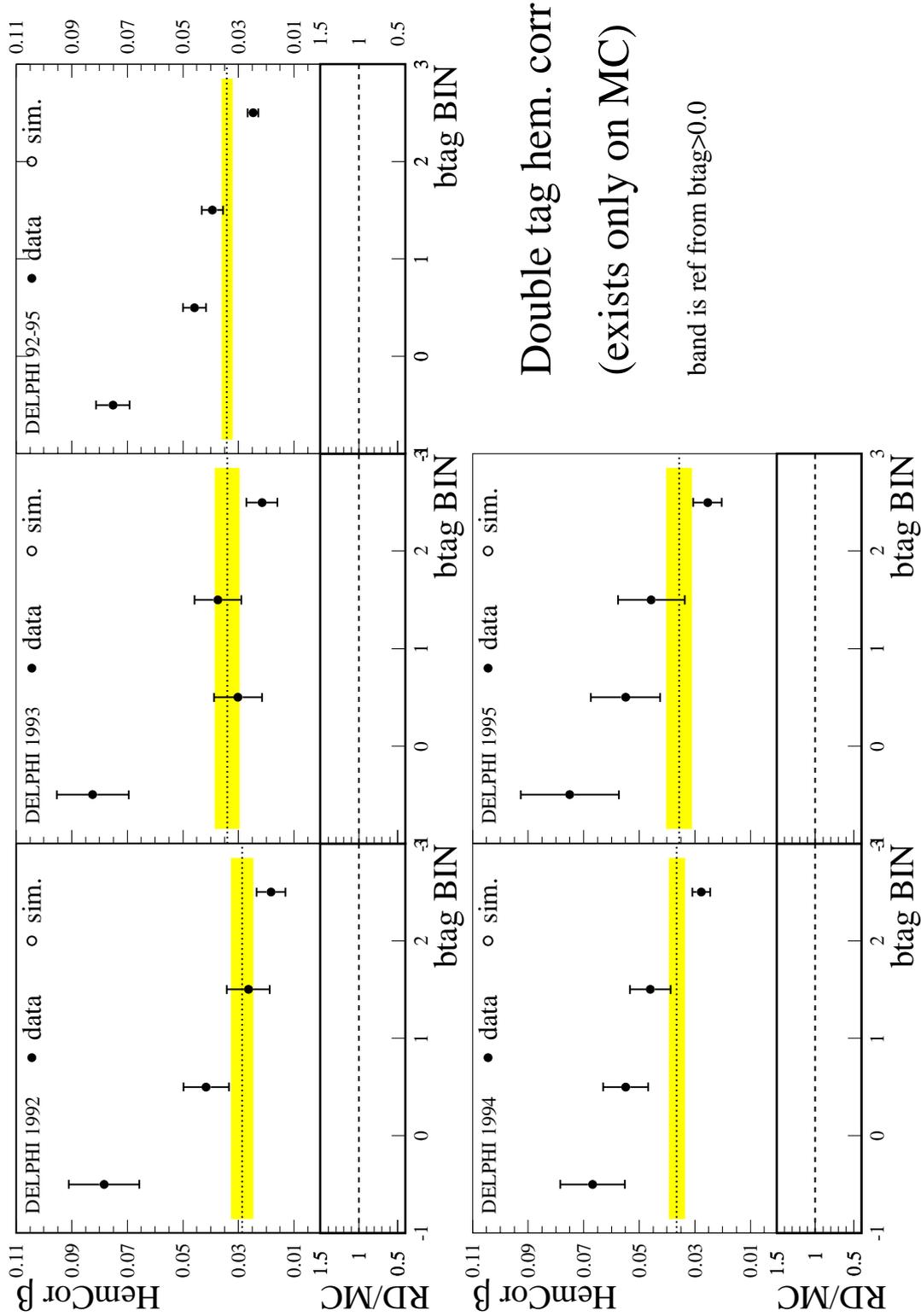


Abbildung B.7: Die Hemisphärenkorrelation  $\beta$  als Funktion des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes für die einzelnen Jahre der Datennahme [83]. Die Simulation durch die schwarzen Punkte dargestellt.

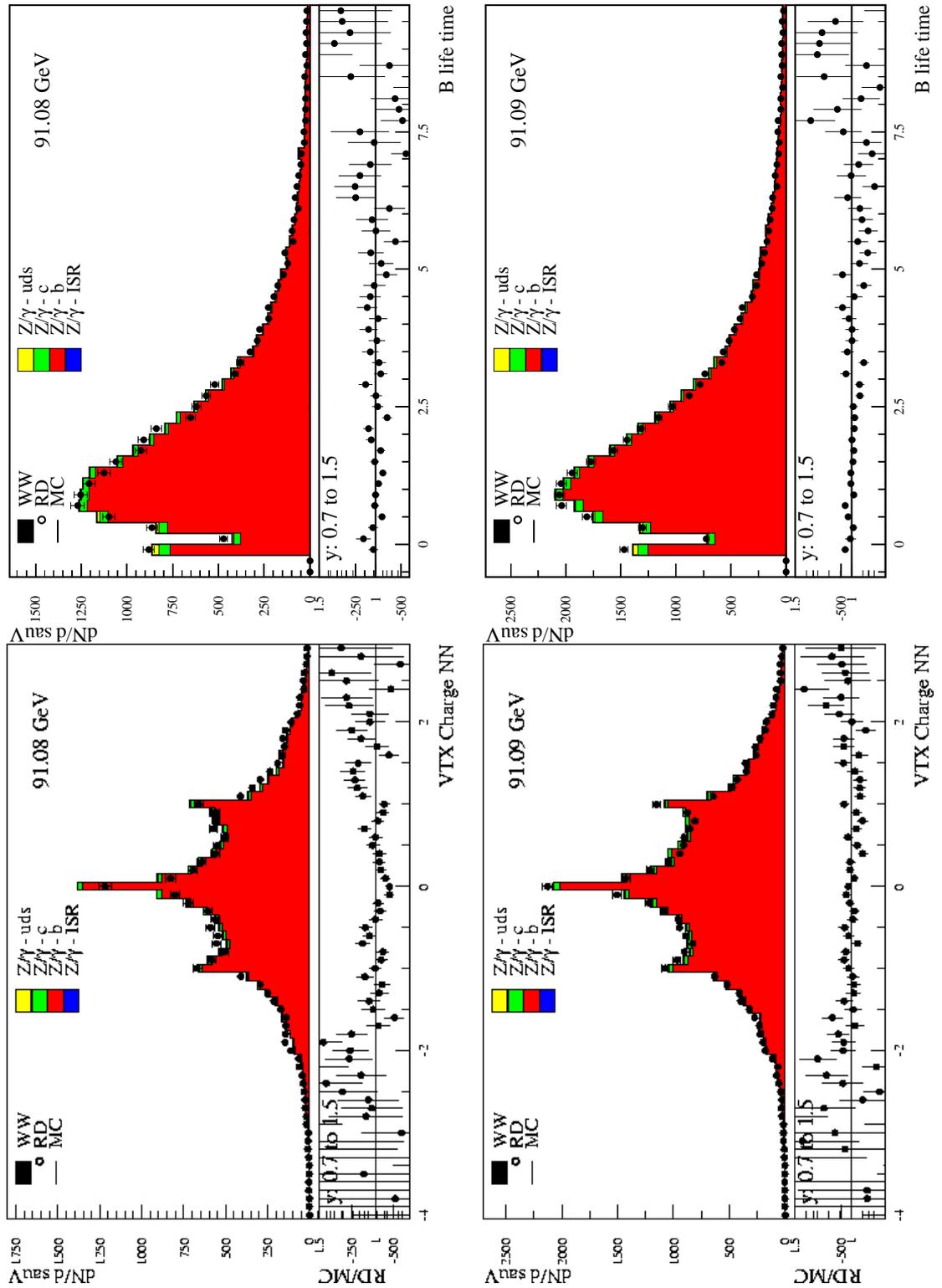


Abbildung B.8: Vergleich zwischen der alten (links) und der neuen (rechts) BSAURUS-Version für die Vertexladung (unten) und die  $B$ -Lebensdauer (oben) [84]. Der verwendete Signalbereich wird durch den Selektionsschnitt  $b_{\text{tag}} > 0.5$  definiert.

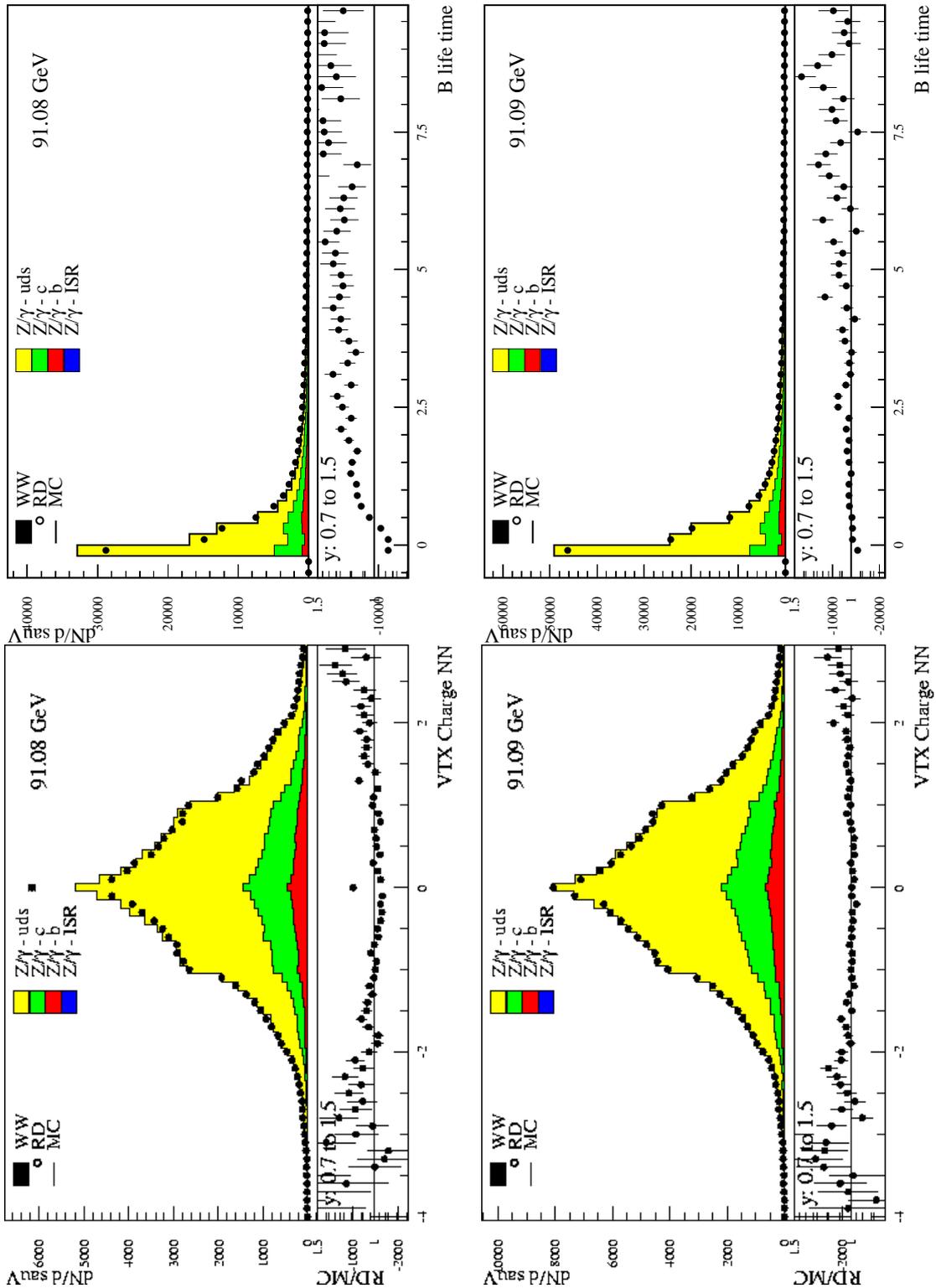


Abbildung B.9: Vergleich zwischen der alten (links) und der neuen (rechts) BSAURUS-Version für die Vertexladung (unten) und die  $B$ -Lebensdauer (oben) [84]. Der verwendete Untergrundbereich wird durch den Selektionsschnitt  $b_{\text{tag}} < 0.5$  definiert.

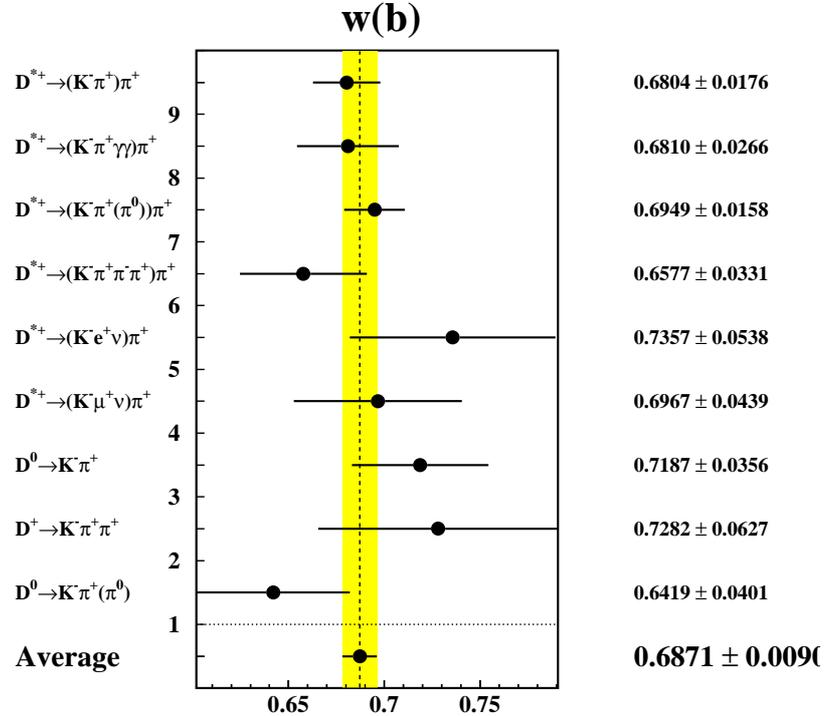
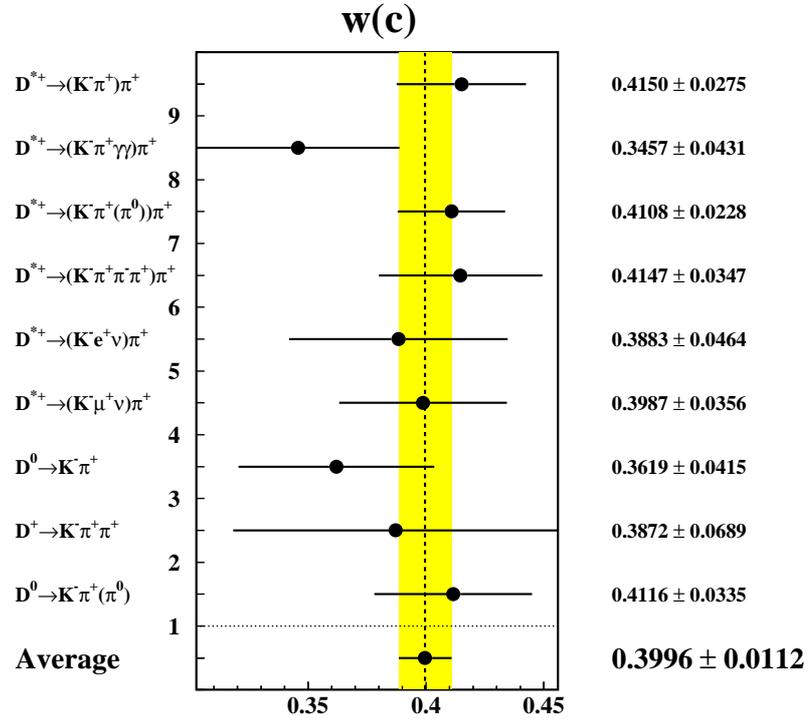


Abbildung B.10: Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_c$  aus der Messung identifizierter  $D$ -Mesonen [73].

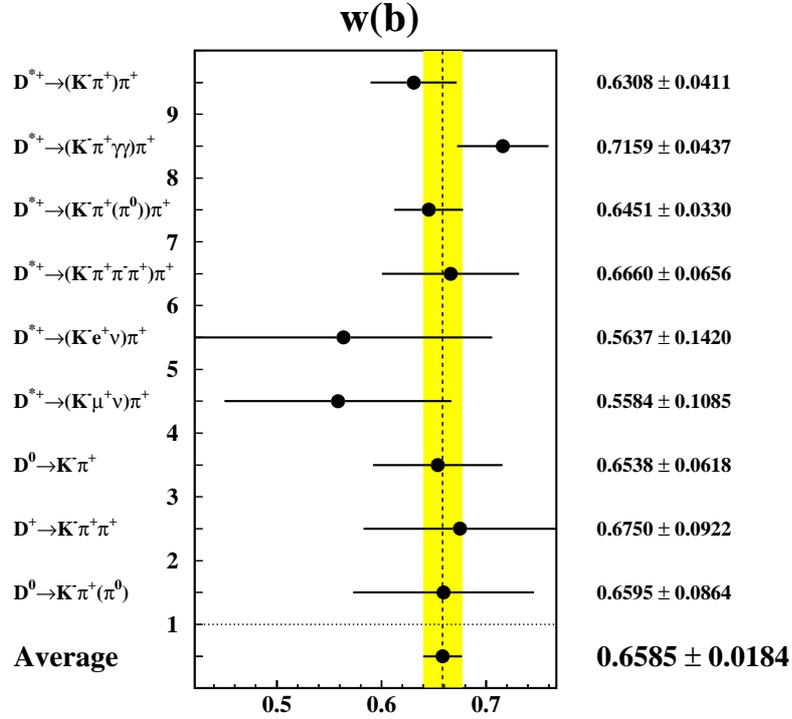
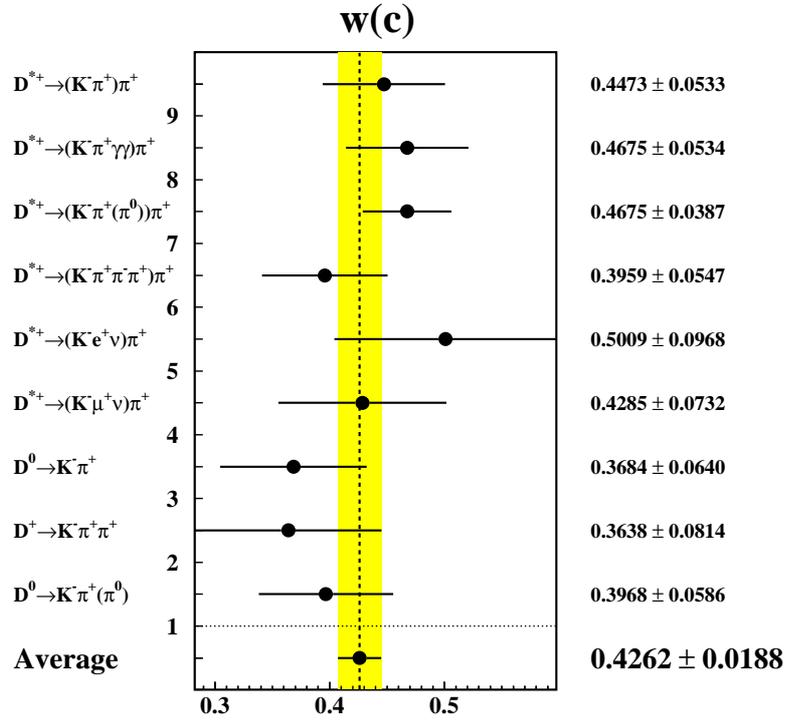


Abbildung B.11: Identifikationswahrscheinlichkeiten  $w_b$  und  $w_c$  aus der Messung identifizierten  $D$ -Meson [73].

## Anhang C

# Die Aufdatierung für die Sommerkonferenzen 2001

Nach der Fertigstellung dieser Arbeit im Juni 2001 sind umfangreiche, weiterführende Anstrengungen unternommen worden, die im folgenden Text beschrieben werden. Diese führten zu einem neuen Ergebnis der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie, das als Beitrag zu den Sommerkonferenzen 2001 in Rom und Budapest [85] eingereicht wurde. Es ergibt sich ein etwas größerer Meßwert als der in dieser Arbeit vorgestellte. Die Resultate und die daraus folgenden Interpretationen der LEP–Mittelwerte ändern sich durch das aufdatierte Ergebnis nur unwesentlich. Die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie bleibt mit einem Pull von  $-2.9\sigma$  der Meßwert mit der größten Abweichung vom Standardmodellwert.

Für die einzelnen Jahre der Datennahme ergeben sich die neuen Meßwerte der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien zu:

$$\begin{aligned} 1992 \text{ (91.280 GeV)} : A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.1008 \pm 0.0082(\text{stat.}) \\ 1993 \text{ (91.225 GeV)} : A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.1027 \pm 0.0099(\text{stat.}) \\ 1994 \text{ (91.202 GeV)} : A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0959 \pm 0.0049(\text{stat.}) \\ 1995 \text{ (91.288 GeV)} : A_{FB}^{b\bar{b}} &= 0.0910 \pm 0.0087(\text{stat.}) \end{aligned}$$

Aus den Einzelergebnisse folgt durch eine gewichtete Kombination bei der Schwerpunktenergie  $\sqrt{s} = 91.234$  GeV:

$$A_{FB}^{b\bar{b}}(91.234 \text{ GeV}) = 0.0967 \pm 0.0036(\text{stat.}) \pm 0.0021(\text{syst.})$$

Somit ergibt sich auf dem  $Z$ -Pol die Pol–Asymmetrie:

$$A_{FB}^{0,b\bar{b}} = 0.0997 \pm 0.0036(\text{stat.}) \pm 0.0021(\text{syst.})$$

Aus der Pol–Asymmetrie berechnet sich der effektive schwache Mischungswinkel  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l$  zu:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^l = 0.23214 \pm 0.00074$$

## C.1 Die Änderungen der Analyse

In der aufdatierten Messung ist der  $b_{\text{tag}}$ -Effekt verschwunden. Da die Analysemethode an mehreren Stellen gleichzeitig verändert wurde, kann die exakte Herkunft für den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt nicht genau geklärt werden. In der folgenden Aufzählung sind die wesentlichen Änderungen aufgeführt. Genaue Details der aufdatierten Messung sind in den Sommerkonferenzbeiträgen [85] zu finden:

- Die Polarwinkelakzeptanz berücksichtigt nun unterschiedliche Ausbaustufen des Vertexdetektors. Für die Datensätze aus den Jahren 1992 und 1993 wurde die Akzeptanz auf den Bereich  $\cos\theta_{\vec{T}} < 0.8$  eingeschränkt.
- Der Arbeitspunkt wurde modifiziert. Er liegt jetzt bei einer  $b$ -Reinheit von  $p_b = 96\%$ .
- Das Programmpaket BSAURUS wurde modifiziert, so daß die simulierten Spuren genau so verschmiert werden wie in dem BTAG-Programm. Die Impaktparameterverteilung der simulierten Spuren beschreibt dadurch die Datenverteilung besser. Inkonsistenzen bei den verwendeten Spuren zwischen den beiden Softwareprogrammen BTAG und BSAURUS werden hierdurch vermieden.
- Die Analyse der einzelnen Jahre wird in  $b_{\text{tag}}$ -Intervallen durchgeführt. Durch die einzelnen Intervalle werden unterschiedliche Hemisphärenkorrelationen  $\delta$  und  $\beta$  berücksichtigt. Zusätzlich werden die einzelnen Messungen in den kleineren Intervallen besser anhand der  $b$ -Reinheit gewichtet. Die Ergebnisse der Intervalle werden anschließend zusammengefaßt.
- Für den Sommerkonferenzbeitrag werden Rewichtungsfunktionen verwendet, die für die Jahrgänge 92&93, 94 und 95 separat bestimmt sind. In der hier vorgestellten Analyse wurde noch ausschließlich eine Rewichtungsfunktion für die  $flav_{\text{hem}}$ -Variable verwendet, die für die Simulation von 1994 entwickelt wurde.
- Die  $b$ -Ereignisanreicherung ( $b_{\text{tag}}$ ) wurde geändert. Die  $b_{\text{tag}}$ -Variablen werden mit der Version des BTAG-Programms berechnet, die für die Messung von  $R_b$  [51] entwickelt wurde. Diese Version verwendet nur vier Diskriminanzvariablen und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Messdaten und den Daten der Simulation. Die vier verwendeten Diskriminanzvariablen die Wahrscheinlichkeit  $P_j^+$  aus der Lebensdauerinformation, die Effektive Masse  $M_s$ , die Rapidität  $R_s^{tr}$  und der Energieanteil  $X_s^{ch}$  [47] sind in Kapitel 4.5 beschrieben. Die Diskriminanzvariablen der Logarithmus aus den Transversalimpuls der Spuren des sekundären Vertex  $\log_{10}(P_s^t)$  [49] und der Transversalimpuls  $P_T$  von identifizierten Leptonen [48, 49] werden nicht mehr verwendet.
- Die Variablen  $w_c$  und  $\epsilon_c$  wurden durch vorläufige Studien direkt auf den Daten überprüft.
- Die verwendeten Parameter aus unabhängigen Messungen wurden aufdatiert.

## C.2 Die Änderungen der Fehlerbetrachtung

Der statistische Fehler erhöht sich aufgrund der Reduktion der vom BTAG-Programm verwendeten Variablen, aufgrund der Einschränkung des Akzeptanzbereiches des Polarwinkels für 1992 und 1993, sowie aufgrund der Änderung des  $b_{\text{tag}}$ -Schnittes. Weiterhin gibt es Veränderungen bei der Behandlung der systematischen Ungenauigkeiten, die im folgenden aufgeführt sind. Genaue Details hierzu sind in [85] zu finden:

- Der Fehler der Detektorauflösung setzt sich abweichend von der in dieser Arbeit präsentierten Analyse aus drei linear aufaddierten Beiträgen zusammen, die durch folgende Betrachtungen abgeschätzt werden:
  1. Die veränderte Impaktparameterauflösung durch das Anwenden der  $b_{\text{tag}}$ -Kalibrationsdatei der Daten auf die Simulation.
  2. Die VD-Effizienzkorrektur der Simulation wurde ausgeschaltet.
  3. Eine zusätzliche Verschmierung der Impaktparameterverteilung der Simulation um  $\pm 1\sigma$  der Datenverteilung wurde angewendet.
- Die Variationsbereiche der verwendeten Parameter aus unabhängigen Messungen wurden aufdatiert.
- Der Fehler des Rewichtens wird auf den halben Unterschied zwischen dem gewichteten und dem ungewichteten Ergebnis abgeschätzt.
- Abweichend von dieser Analyse setzt sich der Fehler der QCD-Korrektur nicht mehr aus zwei sondern aus drei Anteilen zusammen:
  1. Der Fehler der theoretischen Vorhersage.
  2. Der Fehler des Bias-Faktors  $s_b$ .
  3. Es wurde beobachtet, daß die Mittelwerte von  $\delta$  und  $\beta$  auf Änderungen des Thrustschnittes sensitiv sind. Somit ist ein Teil der Effekte, die durch Gluonabstrahlung entstehen, in den Hemisphärenkorrelationen enthalten. Eine Variation von  $\delta$  und  $\beta$  um 50% ihrer Gesamtschwankung durch verschiedene Thrustschnitte wird deshalb verwendet, um diesen Einfluß auf die Messung zu untersuchen. Die hieraus resultierende Variation der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie gibt einen weiteren Fehlerbeitrag zur QCD-Korrektur.
- Die Variation für  $w_{u,d,s}$  wurde von 10% auf 20% erhöht.
- Ein weiterer Beitrag, der durch Unsicherheiten in der Bestimmung der  $c$ -Effizienz entsteht, wurde eingeführt.
- Weitere Beiträge durch die Variationen von Variablen aus dem Sektor der  $b$ -Quarkphysik wurden zusätzlich berücksichtigt:
  1. Die  $b$ -Hadronanteile in  $b\bar{b}$  Ereignissen.
  2. Die  $b$ -Hadronlebensdauern in  $b\bar{b}$  Ereignissen.
  3. Der Mittelwert  $\langle x_E \rangle_b$  aus der Fragmentation.
- Der Beitrag durch den  $b_{\text{tag}}$ -Effekt fällt weg.
- Der Beitrag durch die asymmetrische  $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung fällt weg.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Die fundamentalen Feynmangraphen der elektroschwachen Theorie. . . . .	6
2.2	Die fundamentalen Feynmangraphen der QCD. . . . .	7
2.3	Die Feynmangraphen erster Ordnung zur Fermionpaarproduktion . . . . .	9
2.4	Der t-Kanal Feynmangraph zur Bhabha-Streuung. . . . .	9
2.5	Die Feynmangraphen der photonischen ISR- und FSR-Korrekturen. . . . .	13
2.6	Der Feynmangraph zur Propagatorkorrektur . . . . .	14
2.7	Die Vertexkorrekturen . . . . .	14
2.8	Die Boxdiagramme . . . . .	15
2.9	Die schematische Darstellung einer $e^+e^-$ -Annihilation . . . . .	16
2.10	Das Raum-Zeit-Diagramm des Popkorn-Verfahrens . . . . .	20
2.11	Die Zusammensetzung der Meson- und Baryonmultipletts . . . . .	21
2.12	Die Darstellung der LUND- und Peterson-Fragmentierungsfunktion . . . . .	22
3.1	Die LEP Skizze . . . . .	25
3.2	Der schematische Aufbau von DELPHI . . . . .	31
3.3	Die Analysekette . . . . .	32
4.1	Bestimmung und Vorzeichenkonvention des Impaktparameters . . . . .	38
4.2	Die Diskriminanzvariablen zur Berechnung des $b_{\text{tag}}$ . . . . .	41
4.3	Die Effizienzen und Reinheiten des $b_{\text{tag}}$ für verschiedene Diskriminanzvariablen . . . . .	42
4.4	Die $b_{\text{tag}}$ -Verteilung . . . . .	43
4.5	Die Verteilungen der Cherenkov-Winkel im Gas- und Flüssigkeitsradiator für Pionen, Kaonen und Protonen . . . . .	45
4.6	Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise des zentralen RICH-Detektors	46
4.7	Der erwarteter Energieverlust und die gemessenen $\frac{dE}{dx}$ -Verteilungen für verschiedene Teilchensorten . . . . .	47
4.8	Die Topologie eines vorwärtsgerichteten Netzwerks . . . . .	50
4.9	TrackNet: Ausgabevariable, Reinheit und Effizienz . . . . .	55

4.10	Die Wahrscheinlichkeit einer Hemisphäre für $B^+$ , $B^0$ , $B_s$ und $b$ -Baryonen . . .	58
4.11	Die Wahrscheinlichkeit einer Hemisphäre für $B^+$ , $B^0$ , $B_s$ und $b$ -Baryonen im Vorwärtsbereich . . . . .	59
4.12	Die Flavour-Hypothese der Hemisphäre für $B^+$ , $B^0$ , $B_s$ und $b$ -Baryonen . .	60
4.13	Die Flavour-Hypothese der Hemisphäre für $B^+$ , $B^0$ , $B_s$ und $b$ -Baryonen im Vorwärtsbereich . . . . .	61
4.14	Die Wahrscheinlichkeit der Hemisphären-Ladung . . . . .	62
4.15	Die Wahrscheinlichkeit der Hemisphären-Ladung im Vorwärtsbereich . . . .	63
4.16	Die Jetladungen und die Vertexladung mit Signifikanz . . . . .	64
4.17	Die Jetladungen und die Vertexladung mit Signifikanz im Vorwärtsbereich .	65
4.18	Die Flavour-Tag Variable $flav_{\text{hem}}$ für $\cos\theta_T$ -Intervalle . . . . .	66
4.19	Die Flavour-Tag Variable $flav_{\text{hem}}$ . . . . .	67
4.20	Die Wahrscheinlichkeit $b$ -Quarks richtig zu identifizieren . . . . .	75
4.21	Die Korrelationen $\delta$ und $\beta$ . . . . .	76
4.22	Die Mittelwerte der Korrelationsterme $\delta$ und $\beta$ als Funktion von $flav_{\text{hem,cut}}$ für das Jahr 1994 . . . . .	77
4.23	Die Hemisphärenkorrelationen für die Messung der Vorwärts-Rückwärts- Asymmetrie von $b$ -Quarks aus der Jetladung . . . . .	78
5.1	Die Reinheit und Effizienz von $b$ -Ereignissen . . . . .	83
5.2	Der Koeffizient der QCD-Korrektur . . . . .	86
5.3	Die differentielle Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie . . . . .	88
5.4	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und der relativer Gesamtfehler . . .	90
5.5	Der $b_{\text{tag}}$ -Effekt . . . . .	91
5.6	Die Asymmetrie der $flav_{\text{hem}}$ -Verteilung . . . . .	101
6.1	Die Zusammenstellungen der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien . . . . .	108
6.2	Die Anpassung der Standardmodellparameter . . . . .	111
6.3	Zeitliche Entwicklung der Asymmetriemessungen . . . . .	112
B.1	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion der $b$ -Reinheit für single- und double-tagged Ereignisse . . . . .	118
B.2	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion des $b_{\text{tag}}$ -Schnittes . . .	119
B.3	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie als Funktion von $flav_{\text{hem,cut}}$ für ver- schiedene $b_{\text{tag}}$ . . . . .	120
B.4	Die Wahrscheinlichkeit $w_b$ als Funktion des $b_{\text{tag}}$ -Schnittes . . . . .	121
B.5	Die Wahrscheinlichkeit $w_b^D$ als Funktion des $b_{\text{tag}}$ -Schnittes . . . . .	122
B.6	Die Hemisphärenkorrelation $\delta$ als Funktion des $b_{\text{tag}}$ -Schnittes . . . . .	123

B.7 Die Hemisphärenkorrelation $\beta$ als Funktion des $b_{\text{tag}}$ -Schnittes . . . . .	124
B.8 Vergleich der neuen und alten BSAURUS-Version im Signalbereich: Vertexladung und $B$ -Lebensdauer . . . . .	125
B.9 Vergleich der neuen und alten BSAURUS-Version im Untergrundbereich: Vertexladung und $B$ -Lebensdauer . . . . .	126
B.10 $w_b$ und $w_c$ mit $D$ -Mesonidentifikation . . . . .	127
B.11 $w_b$ und $w_c$ mit $D$ -Mesonidentifikation . . . . .	128

# Tabellenverzeichnis

2.1	Die elementaren Fermionen . . . . .	4
2.2	Die Koeffizienten der QCD-Korrektur . . . . .	12
2.3	Die Mesonenmultipletts im JETSET Monte Carlo . . . . .	19
3.1	Die Polarwinkelakzeptanz und die Auslese des Vertexdetektors . . . . .	26
3.2	Die Akzeptanzbereiche der Spurdetektoren . . . . .	27
3.3	Die Akzeptanzbereiche der Kalorimeter . . . . .	29
4.1	Die Spurnetze zur Ereignis Selektion . . . . .	34
4.2	Die Netze der Ereignis Selektion . . . . .	35
4.3	Die Anzahl und mittlere Energie der hadronischen Z-Ereignisse . . . . .	35
4.4	Anteil und Lebensdauer von $b$ -Hadronen . . . . .	37
4.5	Die $b_{\text{tag}}$ -Netze mit resultierenden Reinheiten und Effizienzen . . . . .	44
4.6	Die Spurnetze zur Ereignis Selektion von BSAURUS . . . . .	51
4.7	Die single- und double-tagged Mengen . . . . .	69
5.1	Der Anteil an der beobachteten Asymmetrie . . . . .	81
5.2	Die Parameter der QCD-Korrektur . . . . .	85
5.3	Die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ der Jahre 1992 bis 1995 . . . . .	89
5.4	Der Anteil der Untergrundkorrektur . . . . .	92
5.5	Der $b_{\text{tag}}$ -Effekt . . . . .	93
5.6	Die Mittelwerte von $w_c$ und $w_b$ . . . . .	97
5.7	Die Zerfallsanteile und Lebensdauern der $D$ -Mesonen und $c$ -Baryonen . . . . .	99
5.8	Die Zerfallsanteile von $D^0$ - und $D^+$ -Mesonen für neutrale und geladene Kanäle . . . . .	100
5.9	Die systematischen Unsicherheiten der $A_{FB}^{b\bar{b}}$ -Messung . . . . .	104
6.1	Die Korrelationskoeffizienten der DELPHI Messungen . . . . .	107

# Literaturverzeichnis

- [1] S. L. Glashow: *Partial symmetries of weak interactions*. Nucl. Phys., 22:579, 1961.
- [2] S. Weinberg: *A model of leptons*. Phys. Rev. Lett., 19:1264, 1967.
- [3] J. Goldstone, A. Salam und S. Weinberg: *Broken symmetries*. Phys. Rev., 127:965, 1962.
- [4] S. Weinberg: *Mass of the higgs boson*. Phys. Rev. Lett., 36:294, 1976.
- [5] A. Linde. *JETO Lett.*, 23:64, 1976.
- [6] ALEPH Coll.: *Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH*. Phys. Lett., B495:1–17, 2000.
- [7] L3 Coll., M. Acciarri et al.: *Higgs candidates in  $e^+e^-$  interactions at  $\sqrt{s} = 206.6\text{GeV}$* . Phys. Lett., B495:18–25, 2000.
- [8] The LEP Collaborations: *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*. LEPEWG/2001-01, 2001.
- [9] M. Kobayashi und T. Maskawa: *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*. Prog. Theor. Phys., 49:652, 1973.
- [10] G. Zweig: *Quark catalysis of exothermal nuclear reactions*. Science, 201:973, 1978.
- [11] M. Consoli, W. Hollik und F. Jegerlehner: *The effect of the top quark on the  $m(W) - m(Z)$  interdependence and possible decoupling of heavy fermions from low-energy physics*. Phys. Lett., B227:167, 1989.
- [12] M. Bohm et al.: *Forward-backward asymmetries*. Presented at Workshop on Z Physics at LEP.
- [13] D. Bardin, A. Leike und T. Riemann: *Higgs production in  $e^+e^- \rightarrow l\bar{l}q\bar{q}$  at LEP and NLC*. Phys. Lett., B353:513–518, 1995.
- [14] D. A. Ross und J. C. Taylor: *Renormalization of a unified theory of weak and electromagnetic interactions*. Nucl. Phys., B51:125, 1973.
- [15] G. Altarelli und B. Lampe: *Second order QCD corrections to heavy quark forward - backward asymmetries*. Nucl. Phys., B391:3–22, 1993.
- [16] A. Djouadi und P. M. Zerwas: *Memorandum: QCD corrections to  $A_{FB}^{b\bar{b}}$* . DESY-T-97-04, 1997.

- 
- [17] D. Abbaneo et al.: *QCD corrections to the forward-backward asymmetries of  $c$  and  $b$  quarks at the  $Z$  pole.* Eur. Phys. J., C4:185, 1998.
- [18] The LEP Collaborations: *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model.* CERN-EP/2000-016, 2000.
- [19] F. A. Berends und R. Kleiss: *Distributions in the process  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ .* Nucl. Phys., B177:237, 1981.
- [20] D. Bardin et al.: *The convolution integral for the forward-backward asymmetry in  $e^+e^-$  annihilation.* Phys. Lett., B229:405, 1989.
- [21] (ed.) J. H. Kühn: *Radiative corrections for  $e^+e^-$  collisions. Proceedings, International Workshop, Schloss Ringberg, Tegernsee, F.R. Germany, April 3-7, 1989.* Berlin, Germany: Springer (1989) 349 p.
- [22] D. Bardin et al.: *ZFITTER v.6.21: A semi-analytical program for fermion pair production in  $e^+e^-$  annihilation.* Comput. Phys. Commun., 133:229–395, 2001.
- [23] W. F. L. Hollik: *Radiative corrections in the Standard Model and their role for precision tests of the electroweak theory.* Fortschr. Phys., 38:165–260, 1990.
- [24] A. Djouadi, J. H. Kühn und P. M. Zerwas:  *$b$  jet asymmetries in  $Z$  decays.* Z. Phys., C46:411–418, 1990.
- [25] B. R. Webber: *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference.* Nucl. Phys., B238:492, 1984.
- [26] G. Marchesini et al.: *Simulation of QCD jets including soft gluon interference.* Nucl. Phys., B238:492, 1984.
- [27] T. D. Gottschalk: *A simple phenomenological model for hadron production from low mass clusters.* Nucl. Phys., B239:325, 1984.
- [28] T. D. Gottschalk: *An improved description of hadronisation in the QCD cluster model for  $e^+e^-$  annihilation.* Nucl. Phys., B239:349, 1984.
- [29] T. D. Gottschalk und D. A. Morris: *A new model for hadronization and  $e^+e^-$  annihilation.* Nucl. Phys., B288:729, 1987.
- [30] D.A. Morris: *A framework for the fragmentation of a massless relativistic string.* Dissertation, Caltech, 1987. CALT 68-1440.
- [31] B. Andersson, G. Gustafson und T. Sjöstrand: *Baryon production in jet fragmentation and  $\epsilon$  decay.* Phys. Scripta, 32:574, 1985.
- [32] C. Caso et al.: *Review of particle physics.* Eur. Phys. J., C3:1–794, 1998.
- [33] G. Abbiendi et al.: *Measurement of the production rate of charm quark pairs from gluons in hadronic  $Z^0$  decays.* Eur. Phys. J., C13:1–13, 2000.
- [34] The LEP Collaborations: *Input parameters for the LEP/SLD electroweak heavy flavour result for summer 1998 conferences.* LEPHF/98-01, 1998.

- [35] P. Aarnio et al.: *The DELPHI detector at LEP*. Nucl. Instrum. Meth., A303:233–276, 1991.
- [36] P. Abreu et al.: *Performance of the DELPHI detector*. Nucl. Instrum. Meth., A378:57–100, 1996.
- [37] T. Spassoff: *DELPHI Extended ShortDST Content*. DELPHI 97–147 PROG 222, 1997.
- [38] T. Sjöstrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna und E. Norrbin: *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*.
- [39] B. Murray: *Measurement of the beam position in DELPHI*. DELPHI 96-6 PHYS 590, 1996.
- [40] M. Elsing: *Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrien für Charm– und Bottom–Quarks bei Energien der Z-Resonanz*. WUB-DIS 96-07, 1996.
- [41] P. Billoir, R. Fruhwirth und M. Regler: *Track element merging strategy and vertex fitting in complex modular detectors*. Nucl. Instrum. Meth., A241:115–131, 1985.
- [42] D. Coffman et al.: *Measurement of the inclusive decay properties of charmed mesons*. Phys. Lett., B263:135–140, 1991.
- [43] The LEP, CDF und SLD Collaborations: *Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays*. 2000.
- [44] T. Allmendinger, G. Barker, M. Feindt, C. Haag und M. Moch: *BSAURUS – A package for inclusive B-reconstruction in DELPHI*. DELPHI 2000-069 PHYS 868, 2000.
- [45] G. Borisov und C. Mariotti: *Fine tuning of the track impact parameter resolution of the DELPHI detector*. Nucl. Instrum. Meth., A372:181–187, 1996.
- [46] G. Borisov und C. Mariotti: *Fine tuning of the track impact parameter resolution of the upgraded DELPHI detector*. DELPHI 97-95 PHYS 717, 1997.
- [47] G. Borisov: *Combined b-tagging*. Nucl. Instrum. Meth., A417:384, 1998.
- [48] M. Boonekamp: *b-tagging with high  $p_T$  leptons*. DELPHI 98-54 PHYS 779, 1998.
- [49] G. Borisov: *b-tagging in DELPHI at LEP*. Publikation in Vorbereitung.
- [50] P. Abreu et al.: *Measurement of  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  in hadronic Z decays using a jet charge technique*. Eur. Phys. J., C9:367–381, 1999.
- [51] P. Abreu et al.: *A precise measurement of the partial decay width ratio  $R_b^0 = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}$* . E. Phys. J., C10:415, 1999.
- [52] P.M. Kluit M. Battaglia: *Particle identification using the RICH detectors based on the RIBMEAN package*. DELPHI 96-133 RICH 90, 1996.
- [53] P. Antilogus et al.: *Ionisation measurement in the DELPHI TPC*. In Vorbereitung.

- 
- [54] L. Chevalier: *Identification des particules par leur ionisation dans la chambre à échantillonnage temporel de DELPHI*. DAPNIA/SPP 92-32, 1992.
- [55] W. Adam et al.: *Measurement of inclusive  $\pi^0$  production in hadronic  $Z0$  decays*. Z. Phys., C69:561-574, 1996.
- [56] O. Podrobin M. Feindt, C. Kreuter: *ELEPHANT reference manual*. DELPHI 96-82 PROG 217, Genf, 1997.
- [57] O. Podrobin M. Feindt: *PXPHOT - Third stage pattern recognition for DELPHI*. Veröffentlichung als DELPHI-Note in Vorbereitung.
- [58] T. Burgsmüller: *Untersuchung der Myon-Paarproduktion bei Energien auf und oberhalb der Z-Resonanz*. Dissertation, Bergische Univ.-GH Wuppertal, 1998. WUB-DIS 98-07.
- [59] H. Ritter, T. Martinez und K. Schulten: *Neuronale Netze - Eine Einführung in die Neuroinformatik selbstorganisierender Netzwerke*. Addison-Wesley, 1991.
- [60] C.M.Bishop: *Neural Networks for Pattern Recognition*. Oxford University Press, 1995.
- [61] F.Rosenblatt: *Principles of neurodynamics*. Spartan Books Washington DC, 1962.
- [62] D.E.Rumelhart, G.E.Hinton und R.J.Williams: *Learning internal representations by error propagation*. Parallel Distributed Processing 1, MIT Press Cambridge (MA), 1986.
- [63] T. Sjöstrand. Computer Physics Communications, bf 82 (1994) 74.
- [64] P. Abreu et al.: *Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data*. Z. Phys., C73:11, 1996.
- [65] Private Kommunikation mit T. Allmendinger, G. Barker, M. Feindt und T. Scheidel.
- [66] Private Kommunikation mit B. Schwering.
- [67] D. E. Groom et al.: *Review of particle physics*. Eur. Phys. J., C15:1, 2000.
- [68] Private Kommunikation mit und Studie von G. Borisov.
- [69] P. Abreu et al.: *Measurement of the forward backward asymmetry of  $c$  and  $b$  quarks at the  $Z$  pole using reconstructed  $D$  mesons*. E. Phys. J., C10:219, 1999.
- [70] P. Abreu et al.: *Measurements of the  $Z$  Partial Decay Width into  $c\bar{c}$  and Multiplicity of Charm Quarks per  $b$  Decay*. E. Phys. J., C12:225, 2000.
- [71] T. Brenke: *Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels  $\sin^2 \theta_{lept}^{eff}$  aus der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien von  $c$ - und  $b$ -Quarks*. WUB-DIS 98-17, 1998.
- [72] P. Sponholz: *Die Messung der partiellen Zerfallsbreite des  $Z$  in  $c\bar{c}$ -Quark-Paare und die Multiplizität von Charm Quarks in  $b$ -Zerfällen*. WUB-DIS 98-17, 1998.
- [73] Studie von M. Elsing.

- 
- [74] The LEP Collaborations: *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model*. CERN-EP/1999-15, 1999.
- [75] The LEP Collaborations: *Combining heavy flavour electroweak measurements at LEP*. Nucl. Instrum. Meth., A378:101–115, 1996.
- [76] The LEP Collaborations: *Presentation of LEP electroweak heavy flavour results for summer 1996 conferences*. LEPHF/96-01, 1996.
- [77] K. Münich, M. Elsing, B. Schwering, T. Allmendinger, G. Barker, M. Feindt und C. Haag: *Determination of  $A_{FB}^b$  using inclusive charge reconstruction and lifetime tagging at LEP 1*. DELPHI 01-27 CONF 468, contributed to Moriond 2001, 2001.
- [78] P. Abreu et al.: *Measurement of the forward-backward asymmetries of  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}$  and  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow c\bar{c}$  using prompt leptons*. to be submitted to Summer Conference/HEP2001-299, 2001.
- [79] K. Münich, M. Elsing, B. Schwering, T. Allmendinger, G. Barker, M. Feindt und C. Haag: *Determination of the forward-backward asymmetry of  $b$  quarks using inclusive charge reconstruction and lifetime tagging at LEP I*. DELPHI 00-102 CONF 401, contributed to Osaka 2000, 2000.
- [80] Private Kommunikation mit K. Mönig.
- [81] Private Kommunikation mit P. Antilogus.
- [82] Kenji Abe et al.: *A high-precision measurement of the left-right  $Z$  boson cross-section asymmetry*. Phys. Rev. Lett., 84:5945–5949, 2000.
- [83] Zusammenarbeit mit W. Liebig.
- [84] Studie von W. Liebig.
- [85] K. Münich, M. Elsing, W. Liebig, B. Schwering, T. Allmendinger, G. Barker, M. Feindt, C. Haag und T. Scheidle: *Determination of  $A_{FB}^{b\bar{b}}$  using inclusive charge reconstruction and lifetime tagging at LEP1*. submitted to Summer Conferences/HEP2001-297 and LP01-196, 2001.

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde durch Prof. Jürgen Drees angeregt, der mich in seine Arbeitsgruppe aufnahm, viele fruchtbare Arbeitsaufenthalte am CERN ermöglichte und mir dadurch den Zugang zu der großen internationalen Kollaboration DELPHI gab. Wertvolle Erfahrungen, auch jenseits der Physik, wurden mir dadurch zuteil. Sehr schätzte ich seine offene Tür, die freie Arbeitsweise und das dadurch bedingte gute Klima in der Wuppertaler Gruppe. Ihm gilt mein besonderer Dank.

Danken möchte ich auch Dr. Markus Elsing und Dipl.-Phys. Wolfgang Liebig, mit denen ich viele Ideen austauschte, lange Diskussionen führte und die zusammen mit mir viele Nächte für neue physikalische Erkenntnisse opferten.

Den Autoren des BSAURUS-Programmpaketes – Prof. Michael Feindt, Dr. Gary Barker, Dipl.-Phys. Thomas Allmendinger, Dipl.-Phys. Christian Haag, Dipl.-Phys. Markus Moch und Herrn Thorsten Scheidle – danke ich für ihre Mühen und die freundschaftliche Diskussionsbereitschaft, durch die nach vielen Iterationen das in dieser Arbeit verwendete Neuronale Netzwerk entstand.

Den Kollegen der DELPHI-Asymmetrie-Gruppe danke ich für die vielen konstruktiven Anregungen.

Zusammen mit Dr. Thomas Brenke und Dr. Uwe Flammeyer konnte ein spezielles, freundschaftliches, lustiges, hilfsbereites und diskussionsfreudiges Büroklima gepflegt werden, das durch Dr. Tobias Burgsmüller, Dipl.-Phys. Patrick Buschmann, Dipl.-Phys. Uwe Müller, Dipl.-Phys. Martin Siebel und Dr. Daniel Wicke während der Teezeiten bereichert wurde. Meinen Kollegen danke ich dafür.

Meinen Freunden Petra und Daniel Wicke danke ich für das jederzeit zur Verfügung gestandene Zimmer und die vielen guten Croissants.

Meinen Eltern und ganz besonders meiner Freundin Kirsten danke ich für die Geduld, mit der sie meine häufige Abwesenheit ertragen haben.