

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Bestimmung der Masse des neutralen B_s -Mesons
mit dem ALEPH-Experiment

M. Stehle

Diese Arbeit ist Teil der gleichnamigen Diplomarbeit
an der Ludwig-Maximilians-Universität München
vom 30. April 2001.

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung der Masse des neutralen B_s^0 -Mesons. Dazu wurden B_s^0 -Mesonen in den beiden Zerfallskanälen $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ rekonstruiert, wobei die Subresonanzen in den Zerfallsmoden $J/\Psi \rightarrow l^+ l^-$, $\Psi(2S) \rightarrow l^+ l^-$ und $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ untersucht wurden. Diese beiden Kanäle werden auf Grund ihrer eindeutigen Signatur auch als "goldene Kanäle" bezeichnet und eignen sich deshalb sehr gut für eine exklusive Rekonstruktion, wie sie hier angewendet wurde. Grundlage der Analyse waren ca. 4 Millionen hadronische Z^0 -Zerfälle, die in den Jahren 1991 – 1995 mit dem ALEPH-Detektor am e^+e^- -Speicherring LEP am CERN aufgezeichnet wurden. Die zwischenzeitliche Reprozessierung der Daten ermöglichte eine präzisere und effizientere Rekonstruktion als das in früheren Messungen der Fall war. Wegen der niedrigen Verzweigungsverhältnisse der untersuchten Zerfallsmoden wurden nur wenige einzelne Ereignisse in den Daten erwartet. Die selektierten Kandidaten wurden durch Schnitte in mehreren Ereignisvariablen bestmöglich von Untergrundereignissen getrennt und auf mögliche Alternativhypothesen untersucht. So konnten zwei B_s^0 -Kandidaten in dem Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und ein Kandidat in dem Kanal $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ rekonstruiert und deren Masse bestimmt werden. Durch Kombination der drei Einzelmessungen ergibt sich folgender Wert für die Masse des B_s^0 -Mesons:

$$m_{B_s^0} = 5.3707 \pm 0.0021(\text{stat.}) \pm 0.0022(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2$$

Das vorliegende Ergebnis ist verträglich mit vorangegangenen Messungen anderer Experimente.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	4
2.1.1	Elektroschwache Wechselwirkung	6
2.1.2	Quantenchromodynamik	8
2.2	Hadronproduktion in Z^0 -Zerfällen	9
2.3	Modelle für B-Mesonzerfälle	10
2.3.1	Hadronische Zerfälle	11
2.3.2	Leptonische Charmonium-Zerfälle	12
2.4	Die Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$	13
3	Das ALEPH-Experiment	15
3.1	Der LEP-Speicherring	15
3.2	Der ALEPH-Detektor	16
3.2.1	VDET - Der Vertexdetektor	18
3.2.2	Die innere Spurkammer (ITC)	18
3.2.3	Die Zeitprojektionskammer (TPC)	19
3.2.4	Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)	20
3.2.5	Das hadronische Kalorimeter (HCAL)	21
3.2.6	Die Myonkammern	22
3.2.7	Der Trigger	22
3.3	Rekonstruktionsverfahren	23
3.3.1	Geladene Teilchen	23
3.3.2	Neutrale Teilchen	24
3.3.3	Leptonen	24
3.3.4	Der Energy-Flow-Algorithmus	27
3.4	Simulation der Ereignisse	28
4	Ereignisselektion und Rekonstruktion des B_s^0	30
4.1	Selektion hadronischer Ereignisse	32
4.2	Vorselektion	34
4.2.1	Einteilung in zwei Hemisphären	35

4.2.2	Rekonstruktion des Primärvertex	36
4.3	Rekonstruktion der Subresonanzen J/Ψ und $\Psi(2S)$	37
4.3.1	Leptonidentifikation	37
4.3.2	Kombination der Leptonen	39
4.4	Rekonstruktion der Φ -Subresonanz	40
4.4.1	Pion-Kaon Trennung	40
4.4.2	Kombination der Kaonen	42
4.5	Rekonstruktion des B_s^0	43
4.6	Ereignisvariablen	44
4.6.1	Unterdrückung von uds - und c -Ereignissen (b-tag)	44
4.6.2	Fehlende Energie	47
4.6.3	Zerfallslänge	49
4.6.4	B-Meson Impuls	50
4.6.5	Winkel α	52
4.7	Schnittoptimierung und Untergrunderwartung	52
5	Bestimmung der B_s^0-Masse	55
5.1	Kandidaten im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$	55
5.1.1	Der erste Kandidat	56
5.1.2	Der zweite Kandidat	58
5.2	Kandidaten im Kanal $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$	60
5.3	Kombination der Kanäle und die Masse des B_s^0	62
5.3.1	Systematische Fehler	64
6	Diskussion der Ergebnisse	65
6.1	Vergleich mit anderen Messungen	65
6.1.1	Bisherige Messungen mit dem ALEPH-Detektor	65
6.1.2	Weitere Analysen anderer LEP-Experimente	66
6.1.3	Die CDF-Analyse	67
6.2	Kombination mit bisherigen Messungen	67
6.3	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	Physikalische Parameter	71
	Abbildungsverzeichnis	72
	Tabellenverzeichnis	73
	Literaturverzeichnis	74

Kapitel 1

Einleitung

Das Studium der Physik des schweren bottom-Quarks[†] ist von großer Bedeutung für das Verständnis des Aufbaus der Materie. So ermöglicht die Messung seiner Eigenschaften die Bestimmung freier Parameter im Standardmodell der Elementarteilchenphysik und die Überprüfung theoretischer Vorhersagen. Auch in der Kosmologie spielen Erfahrungen der b -Physik eine wichtige Rolle. Beispielsweise sei das Phänomen der CP-Verletzung genannt, das eine Teilerklärung für die beobachtete Baryon-Antibaryon-Asymmetrie in unserem Universum liefern kann [1]. Aus diesem Grund hat seit der Entdeckung des b -Quarks 1977 [2, 3] als eine schmale Resonanz im Massenbereich $9.5 - 10.5 \text{ GeV}/c^2$ in Proton-Nukleon-Kollisionen, die als gebundener Zustand zweier b -Quarks interpretiert wurde, das Interesse an der b -Physik stetig zugenommen. Die Bedeutung dieses Gebiets lässt sich auch daran ablesen, dass sich einige große Experimente fast nur oder ausschließlich dessen Studium widmen. In der Vergangenheit waren das z.B. die Detektoren der CLEO- und ARGUS-Kollaboration am CESR in Cornell und am DESY in Hamburg. Kürzlich in Betrieb gegangene (BABAR am SLAC und Belle am KEK) oder in der Bauphase befindliche B-Fabriken (LHC-b am CERN) ermöglichen die Produktion vieler Millionen dieser Teilchen und erlauben damit Präzisionsmessungen, die sensitiv für sehr kleine Effekte sind.

B-Mesonen sind Teilchen, die aus einem b -Antiquark und einem leichteren Quark aufgebaut sind ($B_d^0 \equiv [\bar{b}d]$, $B_s^0 \equiv [\bar{b}s]$, $B^+ \equiv [\bar{b}u]$ und $B_c^+ \equiv [\bar{b}c]$)[‡]. In dieser Arbeit wird die Masse des B_s^0 -Mesons bestimmt, deren Messung wichtig ist, um theoretische Aussagen und Modelle zu überprüfen. Außerdem ist sie ein wichtiger Eingangsparameter vieler experimenteller Analysen auf diesem Gebiet. Im Vergleich zur Masse des B_d^0 weist der bisherige Wert eine fünffach größere Unsi-

[†]Das Standardmodell und theoretische Begriffe, die für das Verständnis der Arbeit notwendig sind, werden im zweiten Kapitel erläutert werden.

[‡]Im weiteren Verlauf der Arbeit bezeichnet "B" geladene oder neutrale Mesonen mit einem b -Quark, während "b" sowohl für Baryon- als auch Mesonzustände steht. Soweit nicht anders angegeben, ist bei allen Teilchen immer auch der ladungskonjugierte Zustand (z.B. $\bar{B}_s^0 \equiv [b\bar{s}]$) gemeint.

cherheit auf [4]. Messungen von Effekten im B_s -Sektor erfordern aber oftmals eine höhere Genauigkeit. Beispielsweise sollte nach theoretischen Vorhersagen die Oszillationsfrequenz neutraler B_s -Mesonen knapp 12 mal höher sein als im B_d^0 - $\bar{B}_d^0$ -System [5]. Will man diese Frequenz auflösen, ist eine bessere Genauigkeit als bisher nötig, die gerade auch durch präziser gemessene Eingangsparameter erreicht werden kann.

Diese Arbeit beschreibt eine Analyse zur Bestimmung der Masse des B_s^0 -Mesons. Dazu werden die zwei Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ untersucht, wobei das J/Ψ bzw. $\Psi(2S)$ in ein Paar von Leptonen und das Φ in ein Paar geladener Kaonen zerfällt. Diese Zerfälle werden als "goldene Kanäle" bezeichnet, da sie eine sehr saubere Topologie aufweisen. Dies erleichtert einerseits die Rekonstruktion der B_s^0 und ist andererseits die wichtigste Voraussetzung, um die Messung überhaupt sinnvoll durchführen zu können. Denn ein Kandidat kann nur dann zur Bestimmung der Masse herangezogen werden, wenn seine Endprodukte eindeutig von einem B_s^0 stammen und sämtliche Alternativhypothesen mit hoher Signifikanz ausgeschlossen werden können. Ein weiterer großer Vorteil dieser Zerfallskanäle ist, dass sie ausschließlich geladene Teilchen als Endprodukte besitzen. Diese sind einfacher und mit höherer Präzision zu rekonstruieren als neutrale Teilchen, da letztere keine Spuren in den Spurkammern hinterlassen.

Die Messung basiert auf ca. 4 Millionen hadronischen Z^0 -Zerfällen, die in den Jahren 1991 – 1995 mit dem ALEPH-Detektor am e^+e^- -Speicherring am europäischen Laboratorium für Teilchenphysik (CERN) aufgezeichnet wurden. Mit einer Schwerpunktsenergie nahe der Z^0 -Resonanz von etwa 91 GeV, die weit oberhalb der Ruheenergie eines $b\bar{b}$ -Paares liegt und den b -Hadronen damit einen sehr großen Impuls verleiht, sowie dem hohen Anteil an $b\bar{b}$ -Paaren, bietet der LEP-Speicherring sehr gute Voraussetzungen für eine solche Messung. Die kleinen Verzweungsverhältnisse der untersuchten Zerfallskanäle stellen eine große Herausforderung an die Effektivität der Analyse und erfordern eine hohe Effizienz der Selektion, wobei die Reinheit aus oben genanntem Grund ebenfalls sehr hoch gehalten werden muss. Letztendlich werden in dem Ausgangsdatensatz von mehreren Millionen Ereignissen einige wenige (Größenordnung 2 – 3) übrigbleiben. Bei der ersten Messung der B_s^0 -Masse mit dem ALEPH-Detektor [6] konnten 1993 insgesamt zwei Kandidaten eindeutig rekonstruiert werden, wovon einer in den hier untersuchten Kanälen gefunden wurde. Zu diesem Zeitpunkt stand nur etwa ein Viertel des endgültigen Datensatzes zur Verfügung. Damit ist eine hohe Wahrscheinlichkeit für zusätzliche Kandidaten gegeben. Außerdem ermöglicht die zwischenzeitliche Reprozessierung der ALEPH-Daten der LEP1-Phase eine präzisere und effizientere Spurrekonstruktion. Diese Gründe motivieren die vorliegende Analyse, denn es sollte damit möglich sein, weitere Kandidaten zu finden und die Masse des B_s^0 entsprechend genauer zu bestimmen.

Die Softwarebibliothek der ALEPH-Kollaboration stellt eine Vielzahl an Programmen und Analysewerkzeugen bereit, auf deren Basis ein Programm zur Rekonstruktion der hier untersuchten Zerfälle erstellt wurde. Viele der Software-

routinen wurden entsprechend den Erfordernissen dieser Analyse angepasst und modifiziert.

Die weitere Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kapitel 2 vermittelt allgemeine theoretische Grundlagen, die zum Verständnis der Analyse notwendig sind. Es wird auf die Theorie der Produktion und des Zerfalls schwerer B-Mesonen eingegangen. Außerdem werden die hier betrachteten Zerfallskanäle diskutiert und eine Abschätzung der Anzahl der erwarteten Kandidaten vor Effizienz berechnet.

Das dritte Kapitel befasst sich mit dem Aufbau des ALEPH-Experiments. Darin werden einzelne Detektorkomponenten, die für diese Analyse wichtig sind, näher erläutert und die wesentlichen Aspekte der Ereignisrekonstruktion sowie der Ereignissimulation behandelt.

Im anschließenden Kapitel wird die Selektion der Ereignisse dargestellt. Es wird erklärt, wie die gewünschten Prozesse aus dem hadronischen Datensatz herausgefiltert werden und von potentiellen Untergrundereignissen getrennt werden.

Nach der Selektion geht es in Kapitel 5 darum, die Verlässlichkeit der Kandidaten im Hinblick auf Alternativhypothesen, die trotz einer sauberen Selektion noch möglich sind, zu überprüfen. Danach können die beiden Kanäle kombiniert und ein Wert für die Masse des B_s^0 -Mesons berechnet werden.

Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse der Analyse diskutiert und mit Messungen anderer Experimente verglichen, bevor ein Ausblick in zukünftige Entwicklungen auf diesem Gebiet und eine abschließende Zusammenfassung folgen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Bei der Suche nach den fundamentalen Bausteinen der Materie sind Physiker zu immer kleineren Konstituenten vorgedrungen, die sich später als teilbar erwiesen. So kannte man Mitte der dreißiger Jahre des vergangenen Jahrhunderts vier Teilchen — Elektron, Proton, Neutron und ein Neutrino —, die aus heutiger Sicht ausreichen, um die uns umgebende Welt beschreiben zu können. Wie sich aber in den fünfziger und sechziger Jahren durch Experimente, zuerst mit kosmischer Strahlung, dann an Teilchenbeschleunigern herausstellte, sind Proton und Neutron nur Vertreter einer großen Teilchenfamilie, den Hadronen, und auch Elektron und Neutrino haben schwerere Partner, die ihnen in den physikalischen Eigenschaften fast gleich sind. Da der “Teilchen-Zoo” der Hadronen sehr schnell anwuchs (heute sind mehr als 100 bekannt) und sie, wie die Atome, in Gruppen mit ähnlichen Eigenschaften auftreten, lag die Vermutung nahe, dass sie keine Fundamentalbausteine der Materie sind. Es wurde das Quark-Modell [7, 8] eingeführt, das durch die richtige Vorhersage des Ω_{sss} sehr schnell erfolgreich wurde. Mit diesem Modell lassen sich die Hadronen in eine Gruppe aufgebaut aus zwei Quarks (Mesonen) und eine Gruppe aus drei Quarks (Baryonen) einteilen. Das Modell postuliert sechs Quarks, die seit der Entdeckung des *top*-Quarks 1995 am Fermilab [9, 10] alle experimentell nachgewiesen wurden.

2.1 Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das Standardmodell beschreibt nach dem momentanen Kenntnisstand die fundamentalen Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untereinander. Die Elementarteilchen lassen sich gemäß ihres Spins und des damit verbundenen Verhaltens als ununterscheidbare Objekte in zwei Gruppen klassifizieren. Teilchen mit halbzahligem Spin werden *Fermionen* genannt und gehorchen der Fermi-Statistik, während die *Bosonen* ganzzahligen Spin besitzen und mit der Bose-Einstein-Statistik beschrieben werden. Das Standardmodell kennt sechs Lepto-

Typ	Fermionen	Q	I_3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	0	+1/2	-1
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	-1	-1/2	-1
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	-1	0	-2
Quarks	e_R	-1	0	-2
	μ_R			
	τ_R			
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	+2/3	+1/2	+1/3
	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	-1/3	-1/2	+1/3
	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	+2/3	+1/2	+4/3
	u_R	+2/3	+1/2	+4/3
	d_R	-1/3	-1/2	-2/3
	c_R			
	s_R			
	t_R			
	b_R			

Tabelle 2.1: Die drei Generationen fundamentaler Fermionen, dargestellt als Multipletts des schwachen Isospins. Die hier als masselos angenommenen Neutrinos ν treten nur als linkshändige Zustände auf. Die Quantenzahlen Q , I_3 und Y bezeichnen jeweils die elektrische Ladung, die dritte Komponente des schwachen Isospins und die schwache Hyperladung.

nen und die sechs Quarks, die alle Fermionen sind und in drei *Familien* eingeteilt werden (Tabelle 2.1). Experimentell konnte nachgewiesen werden, dass es keine weitere leichte Neutrinogeneration geben kann. Allerdings liefert das Standardmodell keine Begründung für die Zahl der Familien.

Man kennt insgesamt vier Wechselwirkungen: Gravitation, Elektromagnetismus, starke und schwache Kraft. In Tabelle 2.2 sind die Austauschteilchen und einige ihrer Eigenschaften aufgeführt. Alle Austauschteilchen sind Bosonen und werden deshalb auch als Austauschbosonen bezeichnet. Die Gravitation nimmt unter den Fundamentalkräften eine Sonderstellung ein, da sie bisher nicht in das Standardmodell integriert werden konnte. Sie spielt auf Grund ihrer geringen Stärke in momentanen Experimenten der Hochenergiephysik keine Rolle und wird im folgenden auch nicht näher betrachtet. Allerdings ist es ein erklärtes Ziel der Elementarteilchenphysik, irgendwann in der Zukunft alle vier Wechselwirkungen, inklusive der Gravitation, in einer vereinheitlichten Theorie zu beschreiben.

Ein Teilziel erreichten Glashow, Salam und Weinberg (GSW) in den sechziger Jahren mit der Entwicklung einer einheitlichen Theorie für die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung [13, 14, 15]. Diese Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung hat sich experimentell sehr gut bestätigen lassen, wobei die Entdeckung der vorhergesagten massiven Austauschteilchen Z^0 und $W^\pm$ am Proton-Antiproton-Speicherring des CERN 1983 [11, 12] wohl ihr größter Erfolg ist.

Wechselwirkung	Boson	Kopplung an	Masse [GeV/c ²]	elektrische Ladung [e]	Spin
Elektromagnetismus	Photon	elektr. Ladung	0	0	1
Schwache Kraft	$W^\pm$	schwache Ladung	80.4	± 1	1
	Z^0		91.2	0	1
Starke Kraft	8 Gluonen	Farbladung	0	0	1
Gravitation	Graviton	Masse	0	0	2

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Kräfte und ihre Austauscheteilchen. Für die Gravitation existiert noch keine vollständige Quantentheorie.

Sowohl die elektroschwache als auch die starke Wechselwirkung sind invariant unter lokalen Eichtransformationen der Fermionfelder. Die Eigenschaften der Wechselwirkungen ergeben sich auf natürliche Weise aus dieser Eichsymmetrie. Um diese Invarianz zu gewährleisten, müssen Vektorfelder eingeführt werden, die mit den Austauscheteilchen assoziiert werden und deswegen Eichbosonen heißen.

2.1.1 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die lokale Eichtheorie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ beschrieben, deren Invarianz sich auf Transformationen des schwachen Isospins I und der schwachen Hyperladung Y bezieht. Es gibt vier Generatoren der Gruppe, $\vec{I} = (I_1, I_2, I_3)$ und Y , denen vier masselose Eichfelder in Form eines Triplets $\vec{W}^\mu$ und eines Singulets B^μ zugeordnet werden. Bezüglich der schwachen Isospinsymmetrie kommen die Fermionen als linkshändige Dubletts und rechtshändige Singulets vor (Tabelle 2.1). Im Rahmen des Standardmodells erhalten die Fermionen und die Eichbosonen ihre Masse durch den Higgs-Mechanismus. Man postuliert dazu ein skalares komplexes Isodublett ϕ , das Higgs-Potential, dessen von null verschiedener Vakuumerwartungswert die Symmetrie der $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ spontan zur $U(1)_Q$, der Eichsymmetrie der elektromagnetischen Wechselwirkung, bricht. Somit erhalten drei der vier Vektorfelder Masse, die mit den massiven Vektorbosonen W^+ , W^- und Z^0 und dem masselosen Photon assoziiert werden. Diese Masseneigenzustände sind durch die Transformationen

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (W_1^\mu \mp iW_2^\mu) \quad (2.1)$$

$$A^\mu = B^\mu \cdot \cos \Theta_W + W_3^\mu \cdot \sin \Theta_W \quad (2.2)$$

$$Z^\mu = -B^\mu \cdot \sin \Theta_W + W_3^\mu \cdot \cos \Theta_W \quad (2.3)$$

mit den ursprünglichen Vektorfeldern verknüpft. A^μ steht für das Vierervektorpotential der Elektrodynamik und Θ_W bezeichnet den elektroschwachen Mischungswinkel, der Weinberg-Winkel genannt wird. Die Fermionfelder koppeln an das Higgs-Potential und geben so den Teilchen ihre Masse. Zusätzlich verlangt der Higgs-Mechanismus nach einem weiteren skalaren Teilchen, dem Higgs-Boson, dessen Nachweis ein zentrales Ziel momentaner und zukünftiger Experimente ist.

Schwache Zerfälle der fundamentalen Fermionen mittels eines $W^\pm$ ändern die Ladung um eine Einheit und werden durch den geladenen Strom J_μ^+ bzw. $J_\mu^- = (J_\mu^+)^{\dagger}$ beschrieben, der definiert ist als:

$$J_\mu^+ = (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau)_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix}_L + (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}_L. \quad (2.4)$$

Experimentell wurden auch geladene Übergänge zwischen Quarks verschiedener Generationen beobachtet. Dies veranlasste Cabibbo zur Einführung einer Mischungsmatrix für die damals bekannten Quarks u, d und s um den sogenannten Cabibbo-Winkel [16]. Dies ist durch die Tatsache bedingt, dass die Masseneigenzustände der Quarks nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung identisch sind. Die Erweiterung dieser Mischung auf alle drei Generationen wird durch die komplexe Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix (CKM-Matrix) [17] beschrieben. Als eine Folge der Unitarität der CKM-Matrix sind flavour-ändernde neutrale Ströme (FCNC: Flavour Changing Neutral Currents), bei denen z.B. ein s -Quark in ein d -Quark übergeht im Standardmodell stark unterdrückt, und nur über Prozesse höherer Ordnung möglich (GIM-Mechanismus [18]).

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix

Die unitäre Transformation der Flavoureigenzustände über die CKM-Matrix wird durch folgende Matrixengleichung beschrieben:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Die CKM-Matrix ist komplex und zunächst durch 2×3^2 reelle Parameter bestimmt. Auf Grund der Unitarität sind nur neun davon unabhängig, die sich als drei Eulerwinkel und sechs komplexe Phasen interpretieren lassen. Weitere fünf Phasen können durch geeignete Phasentransformationen der Quarkfelder

absorbiert werden und es bleiben letztendlich vier reelle unabhängige Parameter übrig, die als drei Winkel θ_{ij} ($i > j = 1, 2, 3$) und eine Phase δ beschrieben werden. Die Phase δ ist die Ursache für CP-Verletzung im Standardmodell [19]. Für die CKM-Matrix gibt es mehrere Parametrisierungen. Mit $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ und $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ ergibt sich die Standardparametrisierung der PDG [4] zu

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -s_{23}c_{12} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Eine andere Form, die von Wolfenstein vorgeschlagen wird [20], parametrisiert die Matrixelemente in Potenzen des Cabibbo-Winkels $\lambda = \sin \theta_C = 0.221$. Man erhält:

$$\begin{aligned} V_{ii} &\approx 1 & i = 1, 2, 3 \\ V_{12} &\approx V_{21} \sim \lambda \\ V_{23} &\approx V_{32} \sim \lambda^2 \\ V_{13} &\approx V_{31} \sim \lambda^3 \end{aligned}$$

Da die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls proportional zum Quadrat des jeweiligen CKM-Matrixelements ist, lassen sich daraus die Häufigkeit der Übergänge gut ablesen. Die Diagonalelemente von der Ordnung $\mathcal{O}(1)$ beschreiben Zerfälle innerhalb einer Generation, während Prozesse, die ein Element der ersten oder zweiten Diagonale enthalten, stark bzw. sehr stark unterdrückt sind. Die lange Lebensdauer der B-Mesonen von etwa 1.5 ps liegt darin begründet, dass nur die Prozesse $(b \rightarrow c)$ und $(b \rightarrow u)$, bei denen ein Übergang in eine niedrigere Generation stattfindet, möglich sind. Das b -Quark kann nicht in ein t -Quark zerfallen, da es eine viel kleinere Masse besitzt.

2.1.2 Quantenchromodynamik

Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Sie ist invariant unter lokalen Eichtransformationen bezüglich der $SU(3)_{\text{colour}}$ mit acht masselosen Eichbosonen, den *Gluonen*. Die Gluonen vermitteln die starke Kraft durch Kopplung an sogenannte Farbladungen. Während den Quarks eine der drei Farbladungen (rot, grün, blau; Antiquarks besitzen die entsprechenden Antifarben) zugeschrieben werden, tragen die Gluonen selbst Ladung der Form Farbe-Antifarbe und sind damit zu Selbstwechselwirkungen fähig. Dies führt dazu, dass die Kopplungskonstante α_s mit zunehmendem Impulsübertrag abnimmt. Damit verhalten sich Quarks nur bei sehr kleinen Abständen wie freie Teilchen und können störungstheoretisch behandelt werden. Bei größeren Abständen jedoch nimmt die Kopplungskonstante und damit die Energiedichte zwischen den Quarks zu, bis aus dem Vakuum ein neues Quark-Antiquark entsteht. Die Quarks

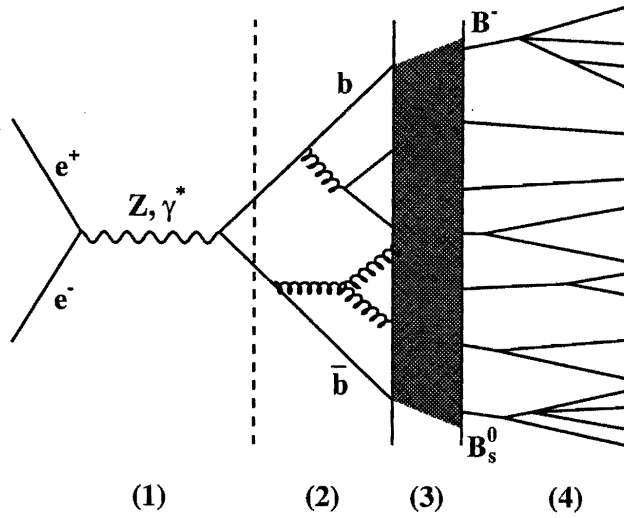


Abbildung 2.1: Entwicklung eines Partonschauers beim Zerfall eines Z^0 in ein $b\bar{b}$ -Quark-Paar mit den vier Phasen. (1) Annihilation von e^+e^- in ein Z^0 , (2) Schauerbildung durch Gluonabstrahlung, (3) Fragmentation, (4) Zerfall langlebiger Teilchen.

lassen sich also nicht voneinander trennen und man spricht vom Phänomen des Quark-Einschlusses (*Confinement*). Tatsächlich konnte bisher noch kein freies Quark experimentell nachgewiesen werden. Alle in der Natur vorkommenden Teilchen enthalten eine Farbkombination, die sich zu “weiß” summiert, d.h. sie sind Farbsingulets bezüglich der $SU(3)_{\text{colour}}$. So tragen Mesonen Farbe und Antifarbe des selben Typs und die drei Konstituenten-Quarks der Baryonen drei komplementäre Farben oder Antifarben.

2.2 Hadronproduktion in Z^0 -Zerfällen

Der Prozess von der Annihilation des e^+e^- -Paares in ein Z^0 oder ein virtuelles Photon bis hin zu den Zerfallsprodukten, die im Detektor registriert werden, kann schematisch in vier Phasen eingeteilt werden (Abb. 2.1)[†].

In der ersten Phase erzeugt das Z^0 oder γ^* ein Quark-Antiquark-Paar (1). Die relativen Anteile der verschiedenen Quarksorten ergeben sich aus der schwachen Vektor- und Axialkopplung. Für die Entstehung eines $b\bar{b}$ -Paares beträgt dieser $R_b \equiv \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{Hadronen}) = 0.21642 \pm 0.00073$ [4]. Wegen des Confinements sind die beiden Quarks nicht frei, sondern sie strahlen Gluonen ab, aus denen wieder Quark- oder Gluonpaare entstehen (2): es bildet sich ein sogenannter *Parton-Schauer* aus. Dieser Vorgang lässt sich störungstheoretisch berechnen,

[†]Der Prozess, bei dem das Z^0 oder γ^* in ein Leptonenpaar zerfällt, wird hier ausgeklammert, da er für diese Arbeit nicht von Bedeutung ist.

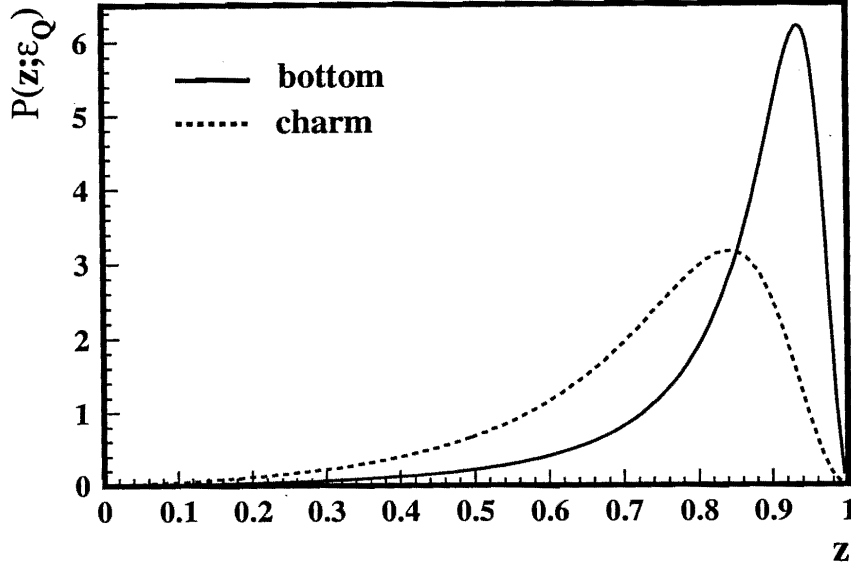


Abbildung 2.2: Peterson-Fragmentationsfunktion (Gl. (2.8)) für die Produktion von b -Hadronen und c -Hadronen.

während für den folgenden Prozess der *Fragmentation* (3) auf Grund des niedrigen Impulsübertrags und der damit verbundenen großen Kopplungskonstanten α_s phänomenologische Modelle zur Beschreibung notwendig sind. Eine wichtige Größe der Fragmentation ist der Energieübertrag z des Quarks auf das Hadron:

$$z = \frac{E_{\text{Hadron}}}{E_{\text{Quark}}} \quad (2.7)$$

Eine mögliche Parametrisierung der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieübertrags für schwere Quarks ist die Peterson-Fragmentationsfunktion [21]:

$$\mathcal{P}(z; \epsilon_Q) \propto \frac{1}{z \left(\frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z} \right)^2}. \quad (2.8)$$

Der freie Parameter ϵ_Q nimmt mit steigender Masse des hadronisierenden Quarks zu und wird durch Anpassung der Funktion an die Daten berechnet. Da die Energiemessung eines einzelnen Quarks experimentell nicht zugänglich ist, wird die Energie des Hadrons ins Verhältnis zur Strahlenergie gesetzt und entsprechend skaliert.

2.3 Modelle für B-Mesonzerfälle

Die b -Quarks der B -Mesonen sind gebunden, so dass bei der Berechnung von Zerfällen der mögliche Austausch von Gluonen berücksichtigt werden muss. Da dies im Rahmen der QCD nicht perturbativ berechnet werden kann, sind Modelle und Annahmen zur theoretischen Behandlung notwendig. Hier sollen nun die

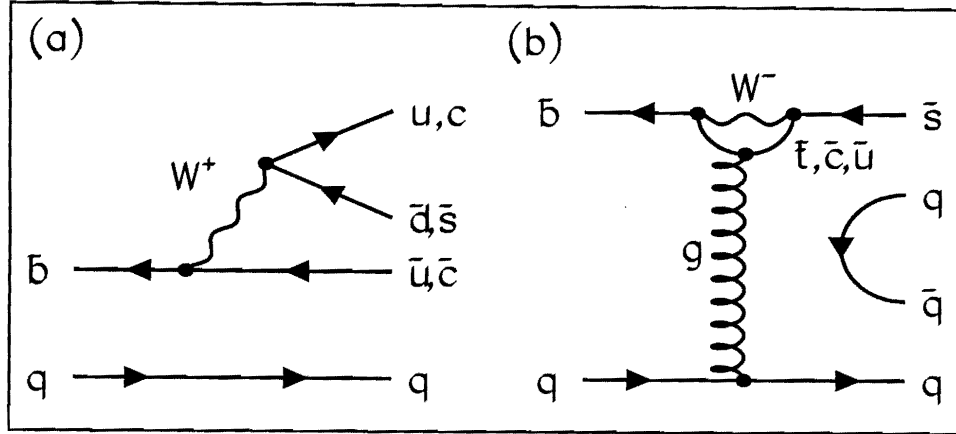


Abbildung 2.3: Mögliche Zerfälle neutraler B-Mesonen. (a) Das “Zuschauer-” oder W -Emissions-Diagramm, (b) das “Pinguin”-Diagramm.

wichtigsten Grundzüge des Zerfalls von B-Mesonen erläutert werden, ohne auf die theoretischen Modelle im Detail einzugehen.

2.3.1 Hadronische Zerfälle

Grundlage der Berechnung von Verzweungsverhältnissen bei B-Mesonen ist häufig die Faktorisierungshypothese [22]. Sie besagt, dass hadronische Zweikörperzerfälle als Produkt zweier unabhängiger Ströme dargestellt werden können. Ein Faktor beschreibt das charmlose Teilchen, das sich aus dem ursprünglichen b -Quark und seinem leichteren Partner, einem d - oder s -Quark, zusammensetzt. Der zweite Faktor steht für das Quark-Antiquark-Paar, das bei der Hadronisierung des virtuellen W -Bosons entsteht. Zentraler Punkt der Hypothese ist die Annahme, dass die Energie des aus dem W -Boson hervorgehenden Mesons so groß ist, dass es die Wechselwirkungszone der beiden Teilchen verlässt, bevor es mit dem anderen Zerfallsprodukt in Interaktion treten kann.

Die zwei wichtigsten Beiträge für hadronische B-Zerfälle können im Rahmen des sogenannten *Zuschauermodells* oder W -Emissions-Diagramms und des “Pinguin”-Zerfalls beschrieben werden.

W -Emissions-Diagramm

Das W -Emissions-Diagramm (Abbildung 2.3(a)) basiert auf dem Zuschauermodell. Man geht in erster Näherung davon aus, dass das zweite Quark des B-Mesons

nur eine Zuschauerrolle einnimmt und den Zerfall nicht beeinflusst. Die Annahme begründet sich darauf, dass die beim Zerfall freigesetzte Energie wesentlich höher ist als die Bindungsenergie des ursprünglichen Mesons und damit der Prozess nur von dem $\bar{b}$ -Quark bestimmt ist. Wäre diese Annahme korrekt, müssten alle B-Mesonen unabhängig von dem Zuschauerquark die selbe Lebensdauer aufweisen. Es hat sich aber in den Experimenten gezeigt [23], dass die Lebensdauer sehr wohl unterschiedlich ist. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass es Effekte geben muss, die über das Zuschauermodell hinausgehen.

Die Stärke der Übergänge wird durch das entsprechende Element der CKM-Matrix bestimmt. Da $|V_{ud}| > |V_{us}|$ und $|V_{cs}| \gg |V_{cd}|$ werden am Zerfallsvertex des virtuellen W -Bosons vorrangig solche Mesonen erzeugt, deren Konstituenten aus der selben Generation sind. Zusätzlich wird die Produktion von Pionen bevorzugt, da auf Grund ihrer geringen Masse ein größerer Phasenraum als für die Kombinationen aus c - und $\bar{s}$ -Quark zur Verfügung steht.

Pinguin-Diagramm

Der Zerfall eines B-Mesons über das Pinguin-Diagramm (Abbildung 2.3(b)) stellt einen Prozess zweiter Ordnung im Standardmodell dar. Dabei bildet sich eine virtuelle Schleife (‘‘Loop’’) mit einem W -Boson und einem top-, charm- oder up-Quark aus. In der virtuellen Schleife befinden sich, wegen seiner großen Masse von $174 \text{ GeV}/c^2$ [4], bevorzugt t -Quarks. So lieferte dieser Prozess einen Beitrag zur Eingrenzung der top-Quark-Masse vor dessen Entdeckung. In der Schleife wird von dem Parton entweder ein Gluon, Photon oder Z^0 abgestrahlt. Der Zerfall ist gegenüber dem Zuschauerprozess stark unterdrückt. Die Interferenz der beiden Diagramme ist jedoch die Ursache für die direkte CP-Verletzung in B-Mesonzerfällen.

2.3.2 Leptonische Charmonium-Zerfälle

Mit Charmonium werden Zustände bezeichnet, die ein c -Quark und ein c -Anti-quark enthalten. Das J/Ψ und das $\Psi(2S)$ sind solche Zustände. Bei ihrem Zerfall annihilieren die beiden c -Quarks in ein virtuelles Photon, das dann in ein Myon- oder Elektronpaar übergeht. Obwohl die elektromagnetische Kopplungskonstante α_{el} kleiner ist als die starke Kopplungskonstante α_s , kann der elektromagnetische Prozess mit dem starken Prozess konkurrieren, weil bei letzterem auf Grund der Erhaltung der Farbladung und der Parität drei Gluonen ausgetauscht werden müssen. In der Zerfallswahrscheinlichkeit tritt daher ein Faktor von α_s^3 auf.

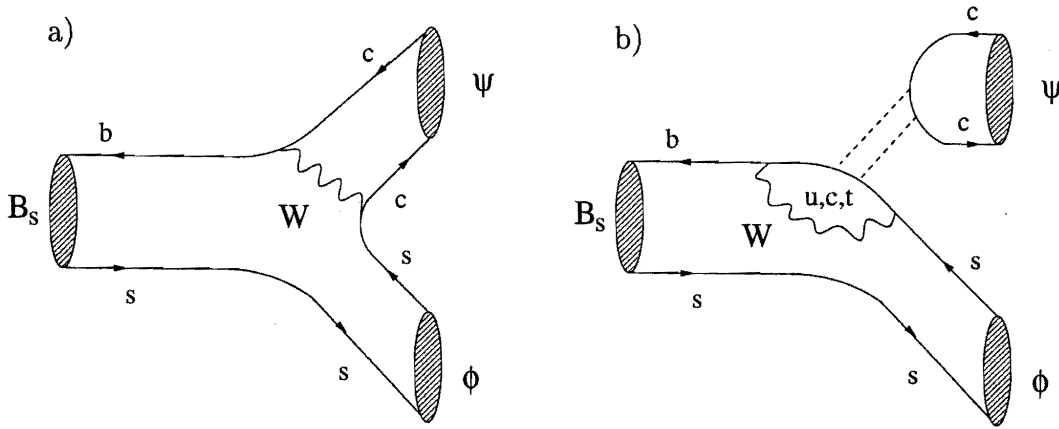


Abbildung 2.4: Darstellung des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ im Zuschauermodell (a) und im Pinguin-Diagramm (b).

2.4 Die Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$

Wie schon in der Einführung skizziert wurde, besitzen die beiden Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ eine sehr klare Signatur und werden deshalb "goldene Kanäle" genannt. Damit sind sie sehr gut für eine Massenbestimmung geeignet, weil es hier vor allem darauf ankommt, die Ereignisse in eindeutiger Weise als Signal zu identifizieren. Der Nachteil beider Zerfälle sind die kleinen Verzweungsverhältnisse. Dies lässt sich mit den Aussagen der letzten Abschnitte erklären. Abbildung 2.4 macht die beiden möglichen Zerfallsmodi am Beispiel des Zerfalls mit einem $\Psi(2S)$ anschaulich klar. Für den J/Ψ -Kanal können für den hadronischen Zerfall des B_s^0 dieselben theoretischen Modelle angewandt werden, da das $\Psi(2S)$ lediglich ein angeregter Zustand des J/Ψ ist.

Beide in Abschnitt 2.3.1 diskutierten Modelle tragen zum Zerfall des B_s^0 in diesen Kanälen bei. Der Zerfall über das Pinguin-Diagramm ist wegen der internen Schleife im Standardmodell in 1. Ordnung nicht erlaubt und deshalb unterdrückt. Im Feynmandiagramm des Zuschauermodells läuft das virtuelle W -Boson aus Abbildung 2.3(a) zwischen den beiden Quarklinien des B-Mesons und man spricht von einem internen Zuschauerprozess. Die beiden Quarks, die aus dem W entstehen, bilden jeweils getrennt mit dem s -Zuschauerquark und dem $\bar{c}$ -Quark aus dem $\bar{b}$ -Zerfall die beiden Mesonen Φ und $\Psi(2S)$. Da die beiden Mesonzustände farbneutral sein müssen, können die beiden Quarks aus dem W -Zerfall nur die selbe Farbe bzw. Antifarbe wie das Zuschauer- und das ursprüngliche $\bar{b}$ -Quark tragen. Der Farbfaktor kann in guter Näherung mit $1/3$ abgeschätzt werden. Damit ist dieser Prozess gegenüber dem nicht farbunterdrückten Zerfall des B_s^0 im Zuschauermodell um den Faktor $1/9$ seltener zu beobachten.

Mit den in Anhang A aufgeführten Verzweungsverhältnissen kann berechnet werden, wieviele Signalereignisse vor Effizienz für diese Analyse erwartet werden. Insgesamt stehen in dem kompletten ALEPH-Datensatz der LEP1-Phase $3.961658 \cdot 10^6$ hadronische Z^0 -Ereignisse zur Verfügung. Beachtet man, dass in jedem Ereignis zwei potentielle Kandidaten möglich sind (s. Abschnitt 4.2.1), ergibt sich die Erwartung für den Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ zu:

$$N_{exp}^{sig}(B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi) = 9.9 \quad (2.9)$$

Da das Verzweungsverhältnis für den Zerfall $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ bisher nicht gemessen wurde und unter der Annahme, dass es bis auf die geringere Zerfallswahrscheinlichkeit für $\Psi(2S) \rightarrow l^+l^-$ nicht signifikant kleiner ist als im ersten Fall, kann hierfür eine obere Grenze angegeben werden:

$$N_{exp}^{sig}(B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi) < 3 \quad (2.10)$$

Kapitel 3

Das ALEPH-Experiment

3.1 Der LEP-Speicherring

LEP[†] ist der größte Elektron-Positron-Speicherring der Welt und diente von August 1989 bis November 2000 zur Erzeugung vieler Millionen von e^+e^- -Kollisionen bei hohen Schwerpunktsenergien. Der 26.6 km lange Ringtunnel befindet sich am Europäischen Forschungslaboratorium für Teilchenphysik CERN und verläuft in einer Tiefe von 50 - 175 m zwischen dem französischen Jura und dem Genfer See. Mit den Experimenten ALEPH[‡], DELPHI[§], OPAL[¶] und L3^{††}, die sich an den vier Wechselwirkungspunkten befinden, werden Präzisionsmessungen von Parametern des Standardmodells gemacht und nach neuen Phänomenen jenseits des Standardmodells gesucht. In der ersten Phase bis 1995 (LEP 1) wurde LEP auf der Z^0 -Resonanz nahe 91.2 GeV betrieben. In der zweiten Hälfte des Messjahres 1995 wurden Daten bei Energien von 130 – 136 GeV (LEP 1.5) aufgezeichnet. Danach erhöhte man die Energie schrittweise auf bis zuletzt 209 GeV (LEP 2), um Fragen bei der W^+W^- -Paarerzeugung näher zu erforschen, Phänomene der QCD zu studieren und nach dem Standardmodell-Higgs-Teilchen sowie neuer Physik jenseits des Standardmodells (z.B. supersymmetrischen Teilchen) zu suchen. Im Moment befindet sich die Anlage im Umbau, da LEP seinem Nachfolger LHC^{††} Platz machen muss, der voraussichtlich ab 2005 als ein pp-Beschleuniger in neue Energie-Dimensionen vordringen wird.

Die Elektronen und Positronen bei LEP werden in mehreren Stufen, die aus Linearbeschleunigern und kleineren Ringbeschleunigern bestehen, auf 22 GeV beschleunigt, bevor sie paketweise in den LEP-Ring eingespeist werden. In Abbildung 3.1 ist ein schematischer Überblick des gesamten Komplexes zu sehen.

[†]Large Electron Positron Collider

[‡]A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP

[§]Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification

[¶]Omni Purpose Apparatus at LEP

^{††}LEP Proposal 3

^{††}Large Hadron Collider

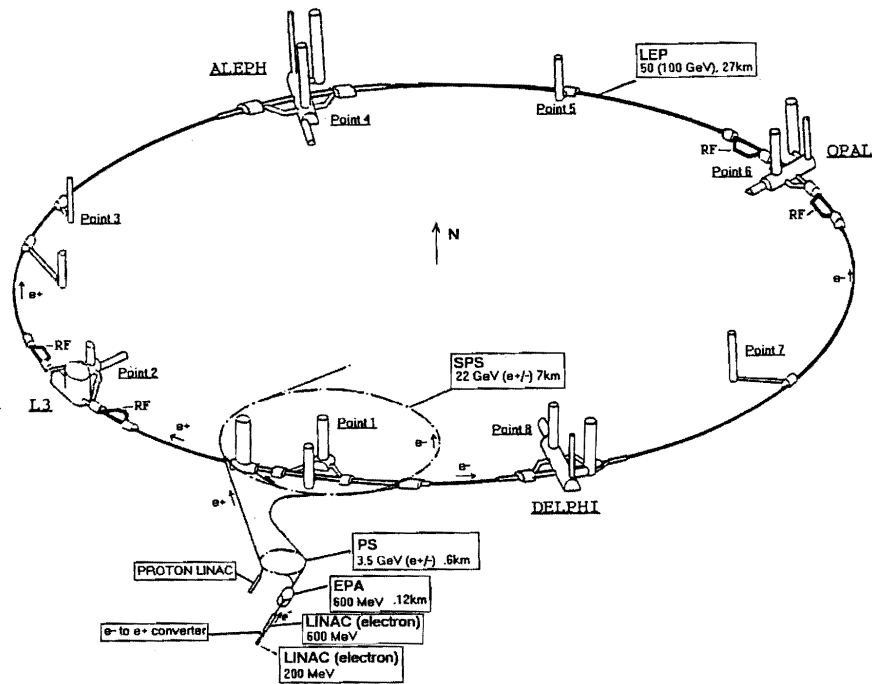


Abbildung 3.1: Der LEP Beschleunigerkomplex mit den angeschlossenen Experimenten am CERN.

Große Dipolmagnete zwingen die Teilchen auf ihre Umlaufbahn, während supraleitende Quadrupolmagnete den Strahl fokussieren. Die Pakete haben im Bereich der Kollisionspunkte eine Ausdehnung von etwa $10 \times 250 \mu\text{m}$. Auf Grund der hohen Energie und der vergleichsweise geringen Masse der Elektronen und Positronen wird ständig Synchrotronstrahlung frei und die Teilchen verlieren damit an Energie. Um diesen Effekt auszugleichen und um die Teilchen überhaupt auf die Kollisionsenergie zu beschleunigen, sind eine Vielzahl von RF-Kavitäten in LEP eingebaut. Die elektromagnetischen Wellen in den Kavitäten sind in Resonanz mit den Elektronen und Positronen geschaltet, so dass sich diese wie Surfer darauf bewegen und so beschleunigt werden.

3.2 Der ALEPH-Detektor

Ziel des ALEPH-Detektors ist eine bestmögliche Rekonstruktion und Identifikation der Teilchen, die nach der Annihilation eines Elektrons mit einem Positron entstehen. Aus diesem Grund ist er so ausgelegt, dass der Verlust an Informationen über die Teilchen minimiert wird. Deshalb wurde bei der Konstruktion versucht, einen möglichst großen Anteil des gesamten Raumwinkels 4π mit aktiven Detektorkomponenten abzudecken. Besondere Bedeutung liegt auf der Impuls-

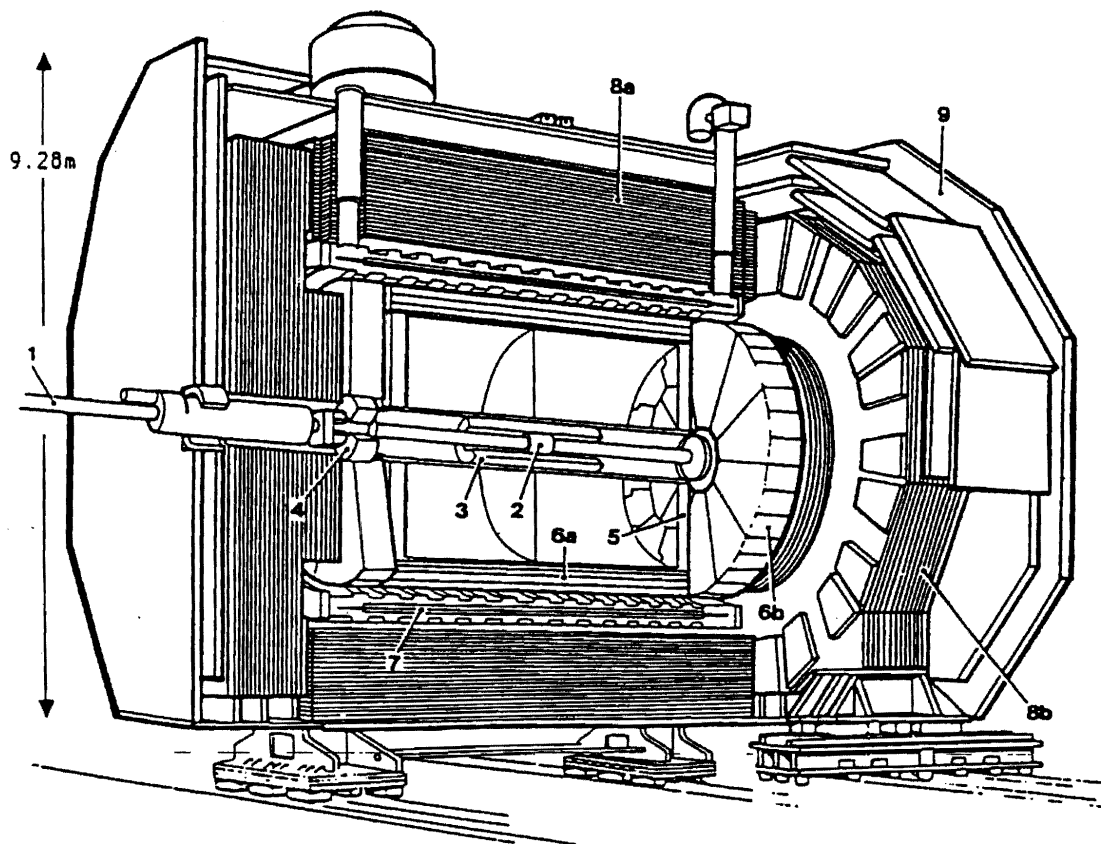


Abbildung 3.2: Aufbau des ALEPH-Detektors: (1) Strahlrohr, (2) Vertexdetektor (VDET), (3) innere Spurkammer (ITC), (4) Luminositätskalorimeter (LCAL), (5) Zeitprojektionskammer (TPC), (6a,b) elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL), (7) supraleitende Spule, (8a,b) hadronisches Kalorimeter, (9) Myonkammern

auflösung bis zu höchsten Energien sowie auf der Identifikation von Elektronen und Myonen. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Detektors, in der man deutlich seinen zwiebelschalenförmigen Aufbau erkennt.

Der Teil des Detektors, der für die Spurrekonstruktion zuständig ist, wird aus den inneren drei Detektorkomponenten, dem zweilagigen Silizium-Vertexdetektor (VDET), der inneren Spurkammer (ITC) und der Zeitprojektionskammer (TPC), gebildet. Dem Vertexdetektor kommt dabei die wichtige Aufgabe zu, kurzlebige Teilchen wie τ -Leptonen oder die b - und c -Hadronen zu identifizieren und deren Fluglänge zu messen [24]. Da der VDET erst im dritten Jahr der Datennahme von ALEPH eingebaut wurde und seine Informationen für eine Analyse wie die vorliegende unerlässlich sind, werden hier nur Daten ab 1991 verwendet. Zusätzlich zur Rekonstruktion und Impulsmessung geladener Teilchen kann man mit der TPC den mittleren spezifischen Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ geladener Spuren bestimmen.

Von dem zweiten Teil des Detektors, den Kalorimetern, befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) noch innerhalb des 1.5 T starken, parallel

zur Strahlachse verlaufenden Magnetfeldes. Das ECAL dient dem Nachweis und der Energiebestimmung von Elektronen und Photonen. Den äußeren Teil des Detektors bilden das Hadron-Kalorimeter (HCAL), dessen Eischichten außer zur Energiemessung neutraler Hadronen und der Myonidentifizierung auch als Rückführjoch für das Magnetfeld benutzt werden, und die Myonkammern. An den beiden Endkappen direkt an der Strahlachse befinden sich die Kalorimeter zur Messung der Luminosität (LCAL).

Eine exakte Beschreibung von ALEPH findet sich in [25]. Im folgenden werden die einzelnen Subdetektoren genauer erklärt, wobei der Schwerpunkt auf jenen Teilen liegt, die für diese Arbeit von besonderer Bedeutung sind.

3.2.1 VDET - Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor ermöglicht die Messung dreidimensionaler Spurpunkte nahe des Wechselwirkungspunkts. Er besteht aus zwei doppelseitig auslesbaren Lagen von Silizium-Streifendetektoren mit einer effektiven Länge von etwa 20 cm, die im mittleren Radius von 6.3 cm und 10.9 cm um das Strahlrohr angeordnet sind. Je zwei der $5 \times 5 \text{ cm}^2$ großen Streifenzähler bilden zusammen ein Modul und zwei Module ein sogenanntes Face. Die innere Lage besteht aus 9 Faces und deckt 85% des Raumwinkels ab, während sich die äußere mit 15 Faces über 69% des Raumwinkels erstreckt. Die beidseitige Auslese der Streifenzähler — sowohl in der r - ϕ -Ebene als auch in z -Richtung — ermöglicht die dreidimensionale Messung der Spurpunkte. Man erreicht so eine präzise Extrapolation geladener Spuren bis nahe an den Primärvertex. Die Punktauflösung beträgt dabei $12 \mu\text{m}$. Eine detaillierte Beschreibung des Vertexdetektors ist in [26] zu finden.

3.2.2 Die innere Spurkammer (ITC)

Die innere Spurkammer ("Inner Tracking Chamber", ITC) ist eine zylindrische Vieldrahtdriftkammer mit einer effektiven Länge von 2 m und einem Radius zwischen 12.8 cm und 28.5 cm. Sie erfüllt eine zweifache Funktion innerhalb des Detektors. Zum einen misst sie bis zu acht Punkte einer Spur in der r - ϕ -Ebene, zum anderen liefert sie die einzige Information über geladene Spuren für die erste Stufe des Triggersystems. Die ITC ist aus acht konzentrischen Lagen von Driftzellen aufgebaut, die aus insgesamt 960 parallel zur Strahlachse gespannten Signal- und Felddrähten bestehen. Geladene Teilchen, die das Gemisch aus 80% Argon und 20% CO_2 durchqueren, ionisieren die Gasatome. Die freigesetzten Elektronen wandern zu den Anodendrähten und erzeugen dort über Ionisationslawinen einen elektrischen Impuls. Die Position eines Spurpunktes kann in der r - ϕ -Ebene mit Hilfe der bekannten Driftzeit der Elektronen mit einer Präzision von ca. $100 \mu\text{m}$ bestimmt werden. Die z -Koordinate wird über den Laufzeitunterschied des Signals zu den beiden Enden der Drähte gemessen, wobei man eine Genauigkeit von etwa 3 cm erzielt.

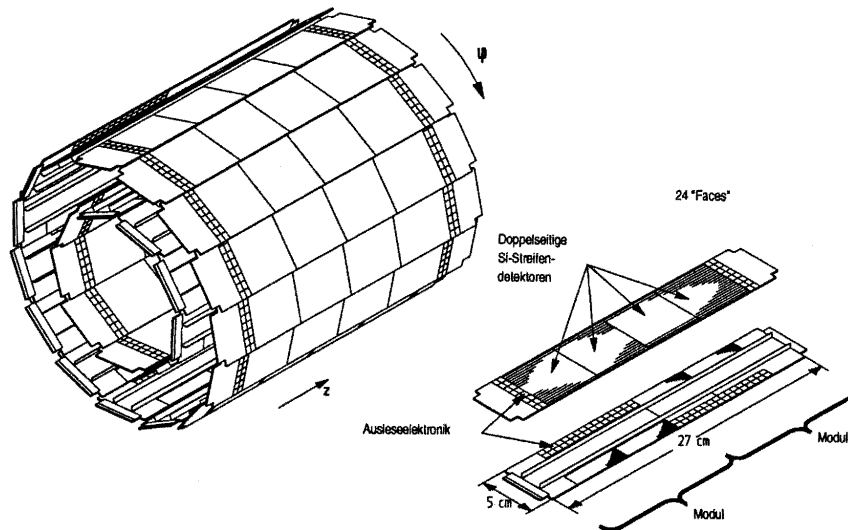


Abbildung 3.3: Der Aufbau des Vertexdetektors

3.2.3 Die Zeitprojektionskammer (TPC)

Der zentrale Spurdetektor bei ALEPH ist die Zeitprojektionskammer ("Time Projection Chamber", TPC), eine zylindrische Driftkammer, die sich über einen Radius von 31 cm bis 180 cm erstreckt. Das mit einer Mischung aus 91% Argon und 9% Methan gefüllte Driftvolumen wird von einer Hochspannungsmembran in zwei 2.20 m lange Hälften getrennt. Ein geladenes Teilchen erzeugt durch Ionisation beim Passieren der Kammer Elektronen, die in dem axial zur Strahlachse verlaufenden elektrischen Feld zu den beiden Endplatten driften. Achtzehn Sektoren von Vieldrahtproportionalkammern bilden eine Endplatte, denen jeweils 21 konzentrisch angeordnete Reihen von Kathodenflächen ("Pads") unterlegt sind. Elektronen, die aus dem Gasvolumen zu den Anodendrähten driften, erzeugen dort wegen der sehr hohen Feldstärken Ionisationslawinen, die auf den Pads registriert werden. Gegenpotentiale, die nach der Triggerung eines Ereignisses geschaltet werden, verhindern das Zurückdriften der Ionen in die TPC. Mit diesem Verfahren lässt sich die r - ϕ -Koordinate mit einer Genauigkeit von etwa $180 \mu\text{m}$ bestimmen. Die z -Koordinate wird bei bekannter Driftgeschwindigkeit von etwa $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ aus der Driftzeit ermittelt. Die winkelabhängige z -Auflösung beträgt hierbei ungefähr $800 \mu\text{m}$.

Zusätzlich zu dem elektrischen Feld liegt das schon eingangs erwähnte, ebenfalls axial verlaufende Magnetfeld mit einer Stärke von 1.5 T an. Das Magnetfeld ist von grundlegender Bedeutung für die Teilchenrekonstruktion. Da die geladenen Spuren auf Grund der Lorentzkraft in dem Magnetfeld eine Helix beschreiben, kann aus der Krümmung der Teilchenimpuls bestimmt werden. Der Solenoid-

magnet des ALEPH-Detektors besitzt eine sehr hohe Homogenität, so dass eine präzise Impulsmessung möglich wird.

Die zweite wichtige Funktion der TPC ist die Teilchenidentifikation geladener Spuren über den spezifischen Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ im Kammergas. Der erwartete Energieverlust der verschiedenen Teilchensorten wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [4]. Die Auslese der Signalpulshöhe an den Zähldrähten liefert dafür bis zu 340 Einzelmessungen. Zusätzlich wird die Pulshöheninformation der Kathodenpads verwendet, die zwar deutlich ungenauer ist, dafür aber für jede geladene Spur zur Verfügung steht und vor allem im Falle hoher Spurdichten einen erheblichen Informationsgewinn erbringt. Die Messwerte folgen einer Landau-Verteilung. Deshalb werden die größten 40% der Werte nicht in die Mittelwertbildung einbezogen, da Fluktuationen am oberen Ende der Verteilung den Mittelwert stark beeinflussen. Die Auflösung der $\langle dE/dx \rangle$ -Messung lässt sich folgendermaßen parametrisieren:

$$\frac{\sigma_I}{I} = \sigma_0 \cdot N^{P_1} \cdot \left(\frac{\Delta x}{\Delta r} \right)^{P_2} \cdot \left(\frac{I}{I_0} \right)^{P_3}, \quad (3.1)$$

wobei N die Anzahl der angesprochenen Signaldrähte jeder Spur in der TPC ist. I bezeichnet den gemessenen und I_0 den für ein minimal ionisierendes Teilchen erwarteten mittleren spezifischen Energieverlust. $\Delta r = 0.4 \text{ cm}$ ist der radiale Abstand zweier Zähldrähte, Δx die dazugehörige Distanz entlang der Spur. Aus der Analyse hadronischer Teilchen ermittelt man die restlichen Größen zu $\sigma_0 = 1.19$, $P_1 = -0.5$ und $P_2 = P_3 \approx -0.4$ und erhält damit eine Auflösung $\sigma_I/I \simeq 4.5\%$. Abbildung 3.4 zeigt die mit der TPC des ALEPH-Detektors gemessenen Werte für etwa 40 000 Spuren sowie den für die verschiedenen Teilchenspezies erwarteten Energieverlust in Abhängigkeit des Spurimpulses. Der erwartete Energieverlust errechnet sich aus einer an die Daten angepassten Bethe-Bloch-Verteilung.

3.2.4 Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL)

Noch innerhalb des Solenoidmagneten befindet sich das elektromagnetische Kalorimeter, das der Energiemessung von Elektronen, Photonen und neutralen Pionen dient. Zusätzlich werden die γ - und π^0 -Teilchen im ECAL überhaupt erst nachgewiesen, da sie als elektrisch neutrale Teilchen keine Spur in der TPC erzeugen. Der konzentrische Mittelteil ("Barrel") und die beiden Endkappen ("Endcaps") decken zusammen 3.9π des Raumwinkels ab. Das ECAL besitzt eine sandwichartige Struktur mit sich abwechselnden Schichten aus Bleiplatten und Proportionaldrahtkammern. In den 45 Bleilagern erzeugen die Elektronen und Photonen elektromagnetische Schauer, deren Signal über Kathodenplättchen in den Drahtkammern ausgelesen wird. Die Kathodenflächen sind intern miteinander verbunden und bilden aus Sicht des Wechselwirkungspunkts sogenannte projektive Türme. Jeder Turm deckt einen Raumwinkelbereich von etwa $0.9^\circ \times 0.9^\circ$ ab

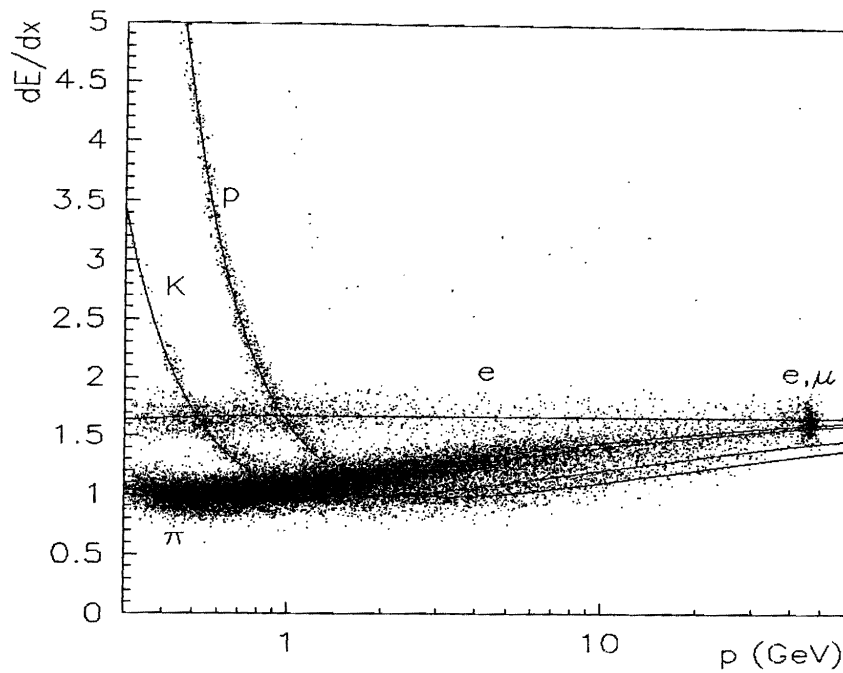


Abbildung 3.4: Gemessenes $\langle dE/dx \rangle$ in Abhängigkeit vom Impuls für ca. 40000 Spuren, die jeweils mindestens 150 Einzelmessungen lieferten. Die überlagerten Kurven geben den erwarteten Verlauf für Elektronen, Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen wieder. (Entnommen aus [27].)

und ist in der Tiefe in drei Segmente unterteilt, die getrennt voneinander ausgelesen werden, so dass das longitudinale Schauerprofil bestimmt werden kann. Insgesamt ist das Kalorimeter aus mehr als 70 000 solcher Türme aufgebaut. Die hohe Granularität erlaubt Aussagen über das transversale Schauerprofil und ermöglicht die Richtungsmessung neutraler Teilchen und Photonen. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.18}{\sqrt{E/GeV}} + 0.0009. \quad (3.2)$$

Hadronen passieren in den allermeisten Fällen das Kalorimeter mit geringem Energieverlust, während Elektronen, Positronen und Photonen in den 22 Strahlungslängen des ECAL in der Regel ihre gesamte Energie deponieren.

3.2.5 Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das hadronische Kalorimeter ist in seinem modularen Aufbau dem ECAL sehr ähnlich. Die 23 Lagen 5 cm dicker Eisenplatten, die hadronische Teilchen wie Pionen, Kaonen, Protonen und Neutronen durchlaufen müssen, entsprechen mehr als 7 Wechselwirkungslängen, so dass die Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit ihre gesamte Energie darin deponieren. Die zwischen den Eisenplatten liegenden Streamerröhren werden jeweils über eine Streifenelektrode ausgelesen und aus

dem Signal die Energie der Teilchen gemessen. Außerdem können Myonen aus dem Schauerprofil und in Verbindung mit den sich nach außen hin an das HCAL anschließenden Myonkammern identifiziert und von den geladenen Hadronen unterschieden werden. Die beiden Endkappen und das Barrel umschließen den gesamten Raumbereich $|\cos\theta| < 0.99$, (θ bezeichnet den Polarwinkel bezüglich der Strahlachse), mit einer Energieauflösung von

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.84}{\sqrt{E/\text{GeV}}} . \quad (3.3)$$

3.2.6 Die Myonkammern

Zwei gegeneinander versetzte Doppellagen aus Streamerröhren bilden die äußerste Lage des Detektors und dienen — als zweite Instanz neben dem Schauerprofil im hadronischen Kalorimeter — dem Nachweis von Myonen. Sie sind die einzigen Teilchen außer den Neutrinos, die das hadronische Kalorimeter durchdringen können und werden deshalb mit hoher Reinheit identifiziert. Da jede Lage der Streamerröhren mit Kathodenstreifen bestückt ist, die parallel und senkrecht angebracht sind, ist eine zweidimensionale Bestimmung des Durchgangsorts des Teilchens möglich.

3.2.7 Der Trigger

Das dreistufige Trigger-System des ALEPH-Detektors trifft die Entscheidung zur Auslese eines Ereignisses. Bei der gegebenen Luminosität muss bei e^+e^- -Kollisionen kein spezieller physikalischer Typ von Ereignissen ausgewählt werden. Die Aufgabe des Triggers besteht vielmehr darin, Untergrundereignisse, die hauptsächlich aus kosmischer Strahlung und Strahl-Restgas-Wechselwirkungen resultieren, möglichst effizient zu unterdrücken und die Detektorauslese zu starten.

Die erste Stufe benutzt dazu Informationen der ITC und der Energiedeposition in ECAL und HCAL und entscheidet innerhalb von etwa $5\,\mu\text{s}$, ob das Ereignis weiterverfolgt oder verworfen wird. Damit liegt die Entscheidungsdauer deutlich unter dem zeitlichen Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen der Strahlen, der etwa $11\,\mu\text{s}$ beträgt. Die zweite Triggerstufe benutzt zusätzlich Spurinformatoren der TPC. Auf Grund der längeren Driftzeit in der TPC, nimmt diese Entscheidung etwa $50\,\mu\text{s}$ in Anspruch. Die als Softwaretrigger realisierte dritte Stufe überprüft die vorhergehenden Entscheidungen und verwirft alle unerwünschten Ereignisse unter Verwendung der vollständigen Detektorinformation. Mit diesem Triggersystem erreicht man im Falle hadronischer Z^0 -Zerfälle eine nahezu 100%ige Effizienz.

3.3 Rekonstruktionsverfahren

Um die Rohdaten, wie sie vom ALEPH-Detektor aufgezeichnet wurden, in für eine Analyse brauchbare Form umzuwandeln, werden verschiedene Rekonstruktionsverfahren angewandt. Hier soll ein kurzer Überblick über die Methoden gegeben werden, wie aus den Detektorinformationen die verschiedenen Teilchen identifiziert werden und ihre Energie und ihr Impuls gewonnen wird. Ein tieferes und detailliertes Verständnis der verwendeten Verfahren erhält man in [27].

Die Reprozessierung der Daten von LEP1 (1991-1995) ermöglicht eine präzisere und effizientere Rekonstruktion der Teilchen als das in früheren Messungen der Fall war. [28]. Durch neue Algorithmen bei der Rekonstruktion hat sich die Teilchenidentifikation mittels des spezifischen Energieverlusts in der TPC ($\langle dE/dx \rangle$) und die Rekonstruktion geladener Spuren teilweise erheblich verbessert. Außerdem wurde die Effizienz bei der Rekonstruktion von Zerfallsvertices langlebiger Teilchen gesteigert.

3.3.1 Geladene Teilchen

Die Rekonstruktion geladener Teilchen beginnt in der TPC. Nahe beieinander liegende Spurpunkte werden zu Spursegmenten zusammengefasst. Anschließend wird eine χ^2 -Anpassung der gemessenen Spursegmente an eine Helix vorgenommen. War diese Anpassung erfolgreich, extrapoliert man die Spur in die inneren Detektorteile und assoziiert sie mit Hits in der ITC und dem Vertexdetektor. Zur Bestimmung des Fehlers der Koordinaten werden für jede Messung getrennt eventuelle Vielfachstreuungen einkalkuliert. Bei Spuren, zu deren Rekonstruktion Informationen aus allen drei beteiligten Detektorkomponenten vorliegen, wird eine Transversalimpulsauflösung von

$$\sigma(p_t)/p_t = (0.6 \times 10^{-3})p_t (\text{GeV}/c)^{-1} \oplus 0.005 \quad (3.4)$$

erreicht. Die Konstante resultiert aus Vielfachstreuungen, die im Bereich niedriger Impulse dominieren. Für die Untersuchung der Eigenschaften langlebiger Teilchen ist die Rekonstruktion von Sekundärvertices von großer Bedeutung. Die wichtige Variable in diesem Zusammenhang ist der Impaktparameter. Er ist definiert als der kleinste Abstand, den eine Spur inklusive ihrer Extrapolation in den gegenüberliegenden Teil des Detektors zum Wechselwirkungspunkt hat. Seine Auflösung kann durch

$$\sigma(\delta) = 25 \mu\text{m} + \frac{95 \mu\text{m}}{p(\text{GeV}/c)^{-1}} \quad (3.5)$$

parametrisiert werden.

3.3.2 Neutrale Teilchen

Neutrale Teilchen hinterlassen bei ihrem Durchgang durch die inneren Detektoren keine Spuren, so dass zu ihrer Rekonstruktion die Informationen aus dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter benutzt werden. Eine Ausnahme stellen Gammakonversionen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) und langlebige neutrale Teilchen, sogenannte V^0 -Teilchen, dar. Diese zerfallen in den Spurdetektoren in geladene Teilchen ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ und $\Lambda \rightarrow p\pi^-$) und können — unter der Annahme eines gemeinsamen Vertex und entsprechender Anpassung der Helixspuren — mit dem in 3.3.1 erläuterten Verfahren rekonstruiert werden.

Für alle anderen werden aneinandergrenzende Segmente in ECAL und HCAL, in denen jeweils eine Mindestenergie von 30 MeV deponiert wurde, zu Clustern zusammengefasst und über einen Algorithmus einem einzigen Objekt zugeordnet. Dieser Wert wird auf Energieverluste durch Ionisation vor den Kalorimetern und nicht vollständige Deposition elektromagnetischer Schauer im ECAL korrigiert. Damit erhält man die in den Abschnitten 3.2.4 und 3.2.5 angegebene Energieauflösung.

Durch eine energiegewichtete Mittelung über die Zellen der Kalorimeter misst man den Winkel des entsprechenden Schauers. Die Winkelauflösung beträgt

$$\sigma(\theta, \phi) = (2.5/\sqrt{E/\text{GeV}} + 0.25) \text{ mrad}. \quad (3.6)$$

3.3.3 Leptonen

Von den Leptonen wird im folgenden Abschnitt nur auf die Identifikation von Myonen und Elektronen eingegangen, da τ -Leptonen auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer nur indirekt über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden. Auch liegt der Schwerpunkt auf den Neuerungen, die sich durch die Reprozessierung der LEP1-Daten ergeben haben. Die Standardselektion der beiden Leptonenarten ist in [29] ausführlich beschrieben.

Elektronen

Für die Identifikation von Elektronen stehen $\langle dE/dx \rangle$, also der spezifische Energieverlust, in der TPC und das Schauerprofil im elektromagnetischen Kalorimeter als zwei unabhängige Messungen zur Verfügung. Durch diese Redundanz ist es möglich, über einen breiten Impulsbereich Elektronen effizient zu selektieren. Die Informationen aus dem ECAL sind für den Bereich hoher Spurimpulse exakter, während die $\langle dE/dx \rangle$ -Messung für kleine Impulse genauer ist.

Die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts bedient sich sowohl der Pulshöheninformation aus den Signaldrähten in den beiden Endkappen der TPC als auch der Messung an den Kathoden-Pads. Letztere ist in aller Regel auch dann verfügbar, wenn Elektronen mit geringem Transversalimpuls zur Jet-Achse identifiziert werden müssen. Häufig treten in diesen Fällen hohe Spurdichten auf, so

dass die Drahtinformationen den Spurpunkten nicht mehr eindeutig zugeordnet werden können. Beide Informationen werden unter Berücksichtigung der gegenseitigen Korrelation zu einer normalverteilten Größe kombiniert, die definiert ist als

$$R_I = \frac{I - \langle I \rangle}{\sigma_I}, \quad (3.7)$$

wobei I der gemessene, $\langle I \rangle$ der für ein Elektron erwartete mittlere spezifische Energieverlust und σ_I die Auflösung der $\langle dE/dx \rangle$ -Messung ist.

Zwei weitere Größen zur Parametrisierung des Schauerprofils im ECAL werden definiert. Zum einen wird die Energie der vier Türme des Kalorimeters, die der aus der TPC extrapolierten Spur am nächsten liegen, zusammengefasst. Damit gibt R_T ein Maß für die transversale Ausdehnung des Schauers.

$$R_T = \frac{E_4/p - \langle E_4/p \rangle}{\sigma_{E_4/p}} \quad (3.8)$$

E_4 bezeichnet dabei die Energie der vier ECAL-Türme und p ist der Teilchenimpuls.

Zum anderen basiert die dritte Größe auf dem longitudinalen Schauerprofil und macht sich zu nutze, dass Elektronen den größten Teil ihrer Energie in den ersten Lagen des Kalorimeters deponieren. E_i^j beschreibt die Energie in der Zelle i und dem Tiefenelement j und S_j die mittlere Tiefe der Deposition im Segment j . Man erhält

$$X_L = \frac{E_4}{\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^3 E_i^j S_j}, \quad (3.9)$$

und kann daraus die wiederum normalverteilte Größe

$$R_L = \frac{X_L - \langle X_L \rangle}{\sigma_{X_L}} \quad (3.10)$$

definieren.

Um eine möglichst effiziente Selektion der Elektronen zu erhalten und gleichzeitig den hadronischen Untergrund klein zu halten, wird von den Spurkandidaten ein Impuls von mindestens 2 GeV/c verlangt und es werden folgende Schnitte angelegt: $R_T > -1.6$, $-1.8 < R_L < 3.0$ und $R_I > -2.0$. Für R_T wird kein oberer Schnitt angesetzt, um zu berücksichtigen, dass in den benachbarten projektiven Türmen Energie von Bremsstrahlungsphotonen deponiert sein kann. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung von R_T und R_L für Elektronen und geladene Hadronen. Zur Unterdrückung von Photokonversionen kommt neben den Schnitten auf die drei Variablen ein zusätzliches Verfahren zum Zug. Man bildet dazu ungleich geladene Spurpaare aus dem Elektronkandidaten und einer weiteren Spur, berechnet den Abstand in $r - \theta$ und $r - \phi$ sowie die invariante Masse jeder dieser Spurkombinationen. Sind die beiden Abstände kleiner als 1 cm und die Masse der

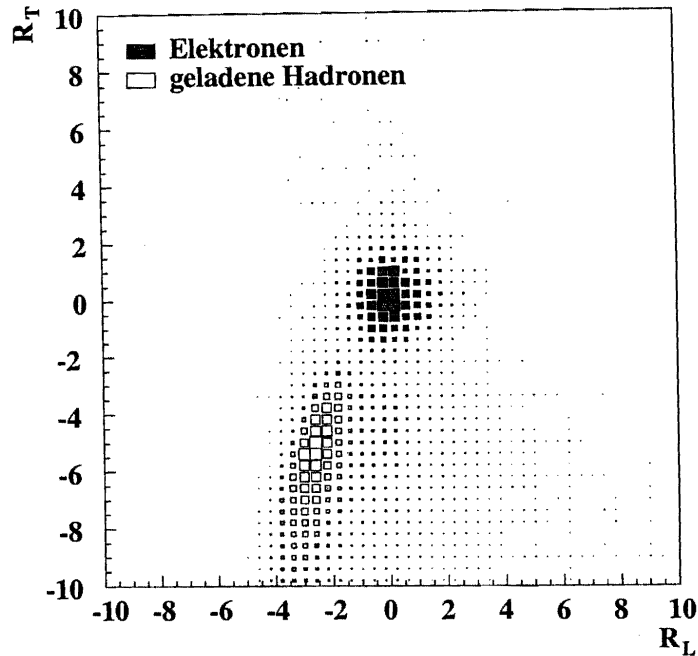


Abbildung 3.5: Die Größen R_T und R_L für Elektronen und Hadronen in der Monte-Carlo-Simulation

Kombination kleiner als $20 \text{ MeV}/c^2$, wobei für beide Spuren die Elektronmasse angenommen wird, so wird der Kandidat verworfen.

Alle Verfahren zusammengekommen erreicht man mit der Elektronselektion eine Reinheit von 94.3% bei einer Effizienz von 98.9% [30].

Myonen

Für die Identifikation von Myonen werden die Informationen aus dem hadronischen Kalorimeter und den Myonkammern kombiniert. Jede Spur, die in der TPC rekonstruiert wurde und deren Impuls größer als $2 \text{ GeV}/c$ ist, wird durch das HCAL hindurch bis in die Myonkammern extrapoliert, wobei die Änderung des Magnetfeldes außerhalb der Spule berücksichtigt wird. Eventuelle Richtungsänderungen durch Vielfachstreuung werden dadurch einkalkuliert, dass man um die Spur einen Kegel mit Radius $3\sigma_{\text{Vielfachstreuung}}$ legt. Um möglichst viel des hadronischen Untergrunds zu unterdrücken, nutzt man die Tatsache aus, dass Myonen in aller Regel keinen Schauer im Kalorimeter erzeugen. Für die Myonselektion werden folgende Größen verwendet:

- Die Anzahl der in dem Spurkorridor liegenden aktiven Detektorsektoren, die einen Treffer registrieren sollten, d.h. die Erwartung der angesprochenen Lagen im HCAL: N_{erw} .

- Die Anzahl der tatsächlich registrierten Ebenen mit Treffern im hadronischen Kalorimeter, N_{sig} .
- N_{10} gibt an, wieviele der angesprochenen Lagen unter den letzten zehn im Bereich vor dem Austrittspunkt des Teilchens liegen.
- Zur weiteren Unterdrückung von hadronischem Untergrund wird X_{mult} verwendet. Diese Größe ist definiert als die Anzahl der Treffer in den letzten 11 Ebenen des Kalorimeters dividiert durch alle angesprochenen Lagen.
- Anzahl der Treffer in den Myonkammern, N_{Myon} .

Den Arbeitspunkt mit dem besten Verhältnis aus Effizienz und Reinheit erreicht man für $N_{\text{sig}}/N_{\text{erw}} \geq 0.4$, $N_{\text{erw}} \geq 10$, $N_{10} > 4$, $X_{\text{mult}} < 1.5$ und $N_{\text{Myon}} \geq 1$. Damit wird eine Effizienz von 86% erreicht und es verbleibt ein hadronischer Untergrund von 0.8%. Dieser resultiert aus drei verschiedenen Quellen:

- Pionen und Kaonen, die in Myonen und nicht sichtbare Neutrinos zerfallen.
- Hadronen, die ohne oder mit nur sehr geringer Wechselwirkung das HCAL durchqueren (sog. "sail-through").
- Hadronen, deren Sekundärteilchen das HCAL innerhalb des Vielfachstreuungskegels verlassen (sog. "punch-through").

Ambiguitäten, die dadurch entstehen, dass die Extrapolation der Myonspur beim Übergang von der TPC in das Hadronkalorimeter mit einem Hadronschauer überlappt, werden zu 85% durch eine Likelihood-Anpassung mittels der Treffer in den Myonkammern aufgelöst.

3.3.4 Der Energy-Flow-Algorithmus

Der Energy-Flow-Algorithmus ist ein Verfahren mit dem Ziel, durch Kombination der Informationen aus der Spurrekonstruktion und den Kalorimetern eine verbesserte Bestimmung der im Detektor deponierten Energie und deren Raumwinkelaufteilung zu erreichen. Um neutrale Hadronen zu rekonstruieren und zur Vermeidung von Mehrfachzählungen, muss die Energie, die von geladenen Hadronen und neutralen elektromagnetischen Objekten stammt, identifiziert werden. Außerdem werden die Massen identifizierter Teilchen zur Verbesserung der Energieauflösung in den Algorithmus mit einbezogen.

In einem ersten Schritt, dem sogenannten "cleaning", werden gut gemessene Spuren in die Kalorimeter extrapoliert und zusammen mit den dort angesprochenen Clustern zu geladenen Kalorimeterobjekten geordnet. Unter Annahme der Pionmasse werden diese mit den geladenen Spuren assoziiert. Von der gesamten Energie in HCAL und ECAL wird diejenige subtrahiert, die identifizierten Photonen, Elektronen und Myonen zugeordnet werden kann. Liegt die gemessene Energie eines Elektrons mehr als 3σ der Energieauflösung oberhalb der

erwarteten Deposition, wird diese zusätzliche Energie als Bremsstrahlungsfoton identifiziert und dem Elektron zugewiesen. Kalorimeterobjekte, die nicht zu einer geladenen Spur gehören oder deren Energie signifikant oberhalb der einer zugeordneten Spur liegt, werden schließlich als neutrale Hadronen behandelt.

Der Energy-Flow-Algorithmus erlaubt die Bestimmung der Gesamtenergie eines hadronischen Z^0 -Ereignisses mit einer Genauigkeit von etwa 6%. Damit wird die Messung "fehlender Energie", d.h. Energie, die — auf Grund ihres geringen Wirkungsquerschnitts — von nicht detektierten Neutrinos davongetragen wird, erheblich verbessert. (Abschnitt 4.6.2.)

3.4 Simulation der Ereignisse

Simulierte Ereignisse sind nötig, um Analysealgorithmen zu entwickeln und zu optimieren. Der zweite und für diese Analyse wichtigere Grund ist eine möglichst präzise Abschätzung von Rekonstruktionseffizienzen und Effekten der Detektorauflösung. Die Komplexität der im Detektor ablaufenden Prozesse bedingt aufwendige statistische Verfahren für die Simulation, sogenannte Monte-Carlo-Verfahren.

Die Simulation eines physikalischen Ereignisses geschieht bei ALEPH in drei Schritten:

- In der ersten Stufe werden die physikalischen Prozesse des Z^0 -Zerfalls wie Schauerentwicklung und Hadronisierung simuliert. Hierfür entwickelte die ALEPH-Kollaboration eine auf dem JETSET 7.4-Algorithmus [31] basierende Software, den HVFL05-Generator. Die theoretischen Eingaben wie Verzweigungsverhältnisse und Lebensdauer schwerer Hadronen wurden aktuellen Messergebnissen angepasst. Der Generator gibt Vierervektoren von solchen Teilchen zurück, die lange genug leben, um in der Realität mit dem Detektor in Wechselwirkung zu treten.
- Der zweite Schritt beinhaltet die Geometrie des Detektors, das Ansprechverhalten der einzelnen Subdetektoren, deren Wechselwirkung mit den Teilchen sowie Totzonen und eventuelle temporäre Defekte im Detektor. Das Programm GALEPH [32] ist eine an ALEPH angepasste Version der allgemeinen Detektorsimulation GEANT [33] und findet bei diesem Teil der Simulation Anwendung.
- Die von GALEPH erzeugten Monte-Carlo-Rohdaten werden letztendlich, genauso wie die experimentellen Daten, mit dem Programm JULIA [34] rekonstruiert. Damit stehen am Ende für die Auswertung die selben Observablen in Monte-Carlo-Simulation und echten Daten zur Verfügung, auf die mit dem Softwarepaket ALPHA [35] zugegriffen werden kann.

Solche Monte-Carlo-Simulationen bergen immer die Gefahr, die echten Daten nicht absolut korrekt zu beschreiben. So hat sich z.B. gezeigt, dass die Auflösung

der Position von Zerfallsvertices in der Monte-Carlo-Simulation überschätzt ist. Man versucht deshalb sehr häufig, möglichst viele Informationen direkt aus den Daten zu extrahieren, um eine größere Unabhängigkeit von Simulationen zu erreichen und damit den systematischen Fehler zu reduzieren.

Kapitel 4

Ereignisselektion und Rekonstruktion des B_s^0

Ziel der Ereignisselektion ist es, aus allen mit dem Experiment beobachteten Prozessen eine möglichst große Anzahl der Ereignisse auszuwählen, bei denen der erwünschte Zerfall vorliegt und gleichzeitig möglichst alle Untergrundereignisse zu unterdrücken. Dazu werden geeignete Variablen gewählt, die in Signal und Untergrund unterschiedlich verteilt sind. Durch entsprechend angepasste Schnitte in diesen Variablen werden die Signalereignisse angereichert.

Die Selektion verläuft in mehreren Stufen. Zuerst werden aus dem kompletten Datensatz hadronische Z^0 -Zerfälle ausgewählt, bevor im zweiten Schritt über eine Vorselektion nach den Endprodukten der interessanten Ereignisse gesucht und der Zerfall schrittweise rekonstruiert wird. Bei der Vorselektion wird die Güte der Spuren untersucht und man sortiert die Ereignisse nach zerfallstopologischen Gesichtspunkten. In der dritten Stufe werden schließlich geeignete Schnitte in den analysespezifischen Ereignisvariablen angelegt, die möglichst wenig Verlust an Effizienz verursachen. Anschließend werden die Schnitte so weit verschärft, dass sich idealerweise kein Untergrund mehr in dem betrachteten Massenfenster um das B_s^0 befindet. Dies ist der zentrale Punkt der Selektion und verfolgt ein anderes Ziel als eine reine Maximierung des Signal-Untergrund-Verhältnisses, wie es häufig in anderen Analysen angewendet wird und sinnvoll ist. Für eine Massenbestimmung ist dies aber nicht ausreichend, da die selektierten Kandidaten eindeutig als Signalereignisse identifiziert werden müssen.

Die Informationen über die Schnitte in den Ereignisvariablen werden aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnen. Zu diesem Zweck wurden ca. 14 000 $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ -Ereignisse (sogenannte Signal-Monte-Carlo-Ereignisse) generiert, wobei mindestens eines der beiden b -Quarks in ein B_s^0 hadronisiert, das dann weiter in ein $J/\Psi \rightarrow l^+l^-$ und ein $\Phi \rightarrow K^+K^-$ zerfällt. Für den Zerfallskanal über ein $\Psi(2S)$ wurden keine Signal-Monte-Carlo erzeugt, da sich der Zerfall physikalisch von dem J/Ψ -Kanal nicht unterscheidet, abgesehen von der unterschiedlichen Masse von J/Ψ und $\Psi(2S)$, so dass hier fast identische Effizienzen erwartet werden.

Die Untersuchung der Untergrundprozesse basierte in einem ersten Schritt auf $8.67 \cdot 10^6 Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ -Ereignissen, die im folgenden als $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignisse bezeichnet werden. Bei der Betrachtung der ersten Ergebnisse stellte sich jedoch heraus, dass der Untergrund an uds -Ereignissen auf Grund der klaren Signatur des Signals bereits durch die reine Rekonstruktion stark unterdrückt ist und etwa 96% der falsch rekonstruierten Ereignisse aus $b\bar{b}$ -Prozessen stammen. Deshalb wurde daraufhin die Untergrundanalyse mit etwa 5.3 Millionen $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Ereignissen fortgesetzt. In allen hadronischen Z^0 -Ereignissen sind nur etwa 21% $b\bar{b}$ -Paare enthalten (Tabelle A.1), so dass dieser Schritt wegen höherer Statistik sinnvoll ist. Die gesuchten Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ wurden aus dem $b\bar{b}$ -Monte-Carlo Datensatz aussortiert, um keine Vermischung von Signal und Untergrund in der Selektion zu haben.

Die Hauptschwierigkeit bei der Rekonstruktion des B_s^0 stellt die Reduktion von kombinatorischem Untergrund dar. Diese Prozesse lassen sich in drei Kategorien klassifizieren:

1. Falsche Spurkombinationen in $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ und $c\bar{c}$ -Ereignissen.
2. Spurkombinationen in $b\bar{b}$ -Ereignissen mit falschen $c\bar{c}$ -Kandidaten.
3. Falsche Spurkombinationen in $b\bar{b}$ -Ereignissen mit richtigen $c\bar{c}$ -Meson-Kandidaten.

Die erste Klasse von Untergrundereignissen wird größtenteils durch die klare Topologie des Signals unterdrückt. Der verbleibende uds -Untergrund wird über den sogenannten b -tag (s. Abschnitt 4.6.1) aussortiert.

Ebenso ist der zweite Typ mit falsch identifizierten $c\bar{c}$ -Zuständen nicht dominant. In den Signal-Monte-Carlo-Daten hat sich gezeigt, dass 13% der J/Ψ -Kandidaten falsch rekonstruiert werden. Dabei gibt es einen signifikanten Unterschied zwischen den beiden möglichen Leptonspezies. Während nur 3% der selektierten Myonpaare kein J/Ψ ergeben, ist der Anteil bei den Elektronpaaren etwa 25%. Das liegt zum einen daran, dass die Myonidentifikation eine etwas höhere Reinheit aufweist als die der Elektronidentifikation. Zum anderen können Elektronen Bremsstrahlungsphotonen emittieren und damit bei der Detektion eine geringere Energie aufweisen, als bei ihrer Produktion aus dem Zerfall des Mutterteilchens. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde für die Rekonstruktion des J/Ψ (Abschnitt 4.3) ein größeres Massenfenster als für den Myonkanal gewählt, wodurch aber auch mehr Untergrundereignisse den Schnitt passieren.

Dominiert wird der Untergrund von Ereignissen des Typs drei. Wie man im letzten Abschnitt dieses Kapitel sehen wird, lässt sich dieser kombinatorische Untergrund nur schwer von den Signalereignissen trennen, da auf Grund der ähnlichen Signatur der Zerfälle die Ereignisvariablen die beiden Typen nicht optimal voneinander separieren.

Desweiteren erhält man einen Anteil an Untergrund aus sogenannten Reflexionen. Dies sind Zerfälle, die kinematisch dieselbe Signatur wie das Signal

aufweisen, bei denen aber eine oder mehrere Spuren falsch identifiziert werden und das Ereignis tatsächlich aus einem B_d^0 -Zerfall stammt. So kann z.B. bei der Rekonstruktion des Φ eines der beiden selektierten Spuren als Kaon identifiziert werden, obwohl es eigentlich ein Pion ist. Würden alle anderen Teilchen korrekt rekonstruiert, kann der Zerfall $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K^+ \pi^-$ fälschlicherweise als Signalereignis selektiert werden.

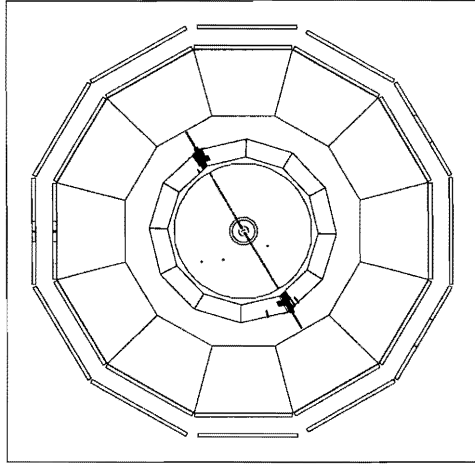
Neben dem Verfahren, den Untergrund aus Monte-Carlo-Simulationen zu bestimmen, gibt es die Möglichkeit, die Untergrunderwartung direkt aus den Daten zu berechnen. Dafür durchlaufen die Daten dieselbe Selektionsprozedur, nur werden keine ungleich geladenen sondern gleich geladene Spurpaare zur "Rekonstruktion" der Subresonanzen benutzt. Damit lässt sich der systematische Fehler verkleinern, da der Unsicherheitsfaktor, inwieweit die Monte-Carlo-Simulationen mit den echten Daten übereinstimmen, wegfällt. Allerdings ist man in diesem Fall anfälliger gegenüber den oben erläuterten Reflexionen. Aus diesem Grund wurde in der Analyse von diesem Verfahren kein Gebrauch gemacht.

4.1 Selektion hadronischer Ereignisse

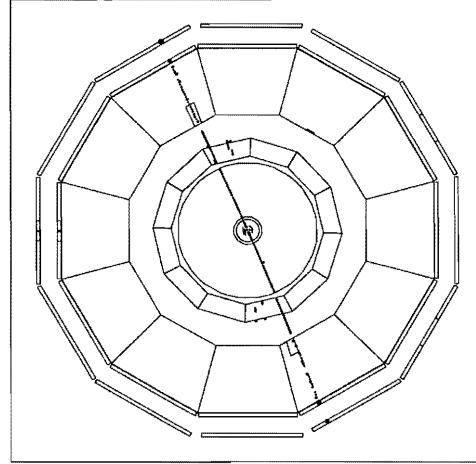
Die Zerfälle eines Z^0 in ein Paar aus Fermion und Anti-Fermion können in zwei Typen kategorisiert werden. Leptonische Ereignisse ($Z^0 \rightarrow l^+ l^-$) sind durch wenige Spuren mit hohem Impuls charakterisiert, während hadronische Zerfälle ($Z^0 \rightarrow q \bar{q}$) durch eine hohe Spurmultiplicität gekennzeichnet sind. Die produzierten Teilchen eines hadronischen Z^0 -Zerfalls kollimieren zu Bündeln, die man als Jets bezeichnet. In Abbildung 4.1 sind typische Z^0 -Ereignisse dargestellt. Wichtigstes Kriterium zur Unterscheidung zwischen hadronischen und leptonischen Ereignissen ist dementsprechend die Anzahl der geladenen Spuren. Man verlangt daher mindestens fünf geladene Spuren pro Ereignis und stellt im einzelnen folgende Forderungen an die Spuren:

- Mindestens vier TPC-Koordinaten pro Spur. Damit werden die meisten schlecht rekonstruierten Spuren verworfen.
- Für den Polarwinkel θ jeder Spur muss gelten: $|\cos \theta| < 0.95$. Die Spur muss damit mindestens sechs Pad-Reihen in der TPC kreuzen.
- $|z_0| < 10 \text{ cm}$.
- $d_0 < 2 \text{ cm}$.
- Spurimpuls $|\vec{p}| \geq 0.2 \text{ GeV}/c$.

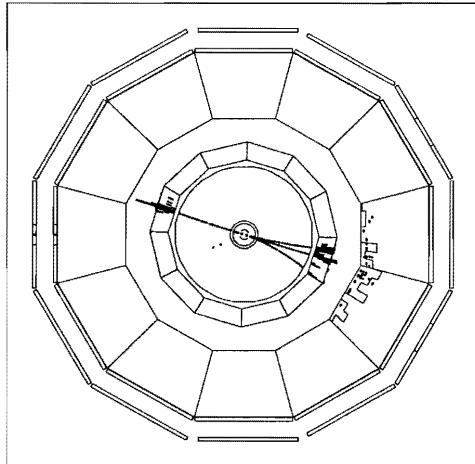
Die Bedeutung der einzelnen Größen ist in Abbildung 4.2 erklärt. Die Forderung nach einem Mindestimpuls soll verhindern, dass sich die Spuren in der TPC "aufwickeln", d.h. weiter außen liegende Detektorteile nicht mehr erreichen. Durch diese fünf Spurbedingungen werden Zerfälle der Art $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ und ein Großteil der $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ ausgeschlossen. Zusätzlich verlangt man, dass



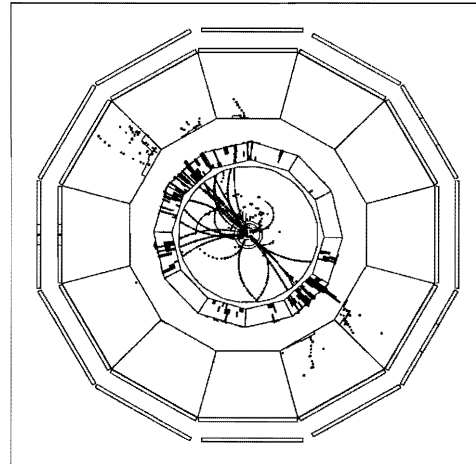
$$Z^0 \rightarrow e^+e^-$$



$$Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$$



$$Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$$



$$Z^0 \rightarrow q\bar{q}$$

Abbildung 4.1: Signaturen von Z-Boson-Zerfällen im ALEPH-Detektor. Dargestellt ist jeweils die Projektion der geladenen Spuren in die r - ϕ -Ebene, d.h. senkrecht zur Strahlachse.

die Gesamtenergie aller geladenen Spuren mindestens 10% der Schwerpunktsenergie ausmachen, um $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$ zu unterdrücken.

Mit dieser Hadronselektion wird eine Effizienz von 97.4% erreicht [36], wobei der Restuntergrund von 0.6% zu gleichen Teilen aus $\gamma\gamma$ - und τ -Ereignissen zusammengesetzt ist. Man erhält damit insgesamt aus den LEP1-Daten von 1991 bis 1995 4.1 Millionen hadronische Ereignisse, die mit dem ALEPH-Detektor aufgezeichnet wurden.

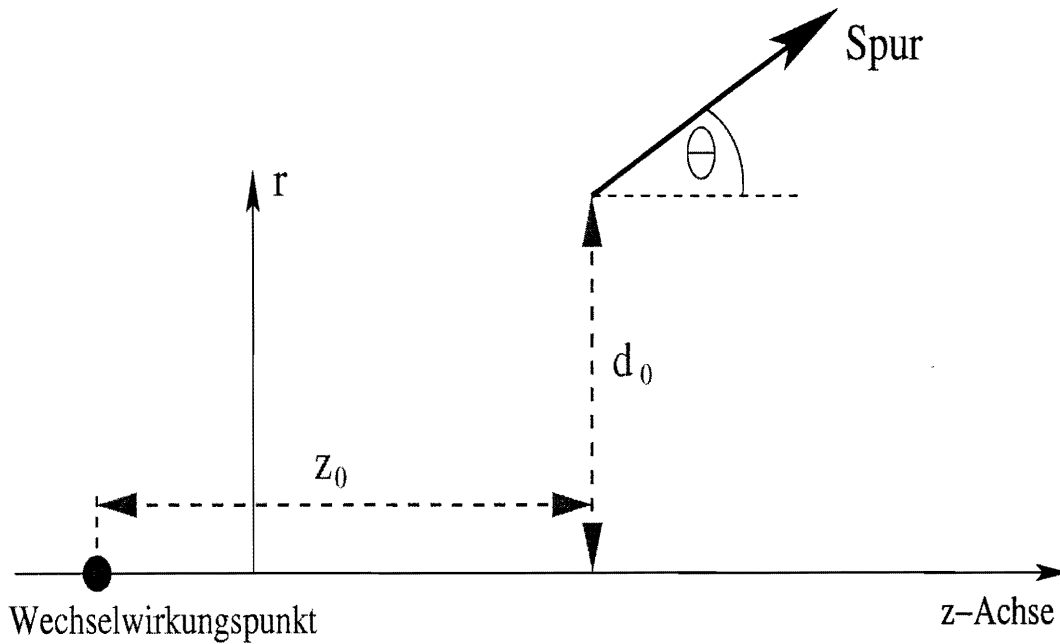


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Spurparameter d_0 , z_0 und θ . Der Anfang des Spurvektors bezeichnet den Punkt maximaler Annäherung der Spur an den Wechselwirkungspunkt.

4.2 Vorselektion

Nach der Selektion hadronischer Ereignisse wird in der allgemeinen Vorselektion eine weitere Überprüfung der Ereignisse vorgenommen, um Signalereignisse gegenüber Untergrundereignissen anzureichern. Außerdem soll sichergestellt werden, dass nur "gute" Spuren in die Analyse mit einbezogen werden: Spuren, die nicht aus der Wechselwirkungszone stammen und nicht eine Mindestinformation im Detektor hinterlassen, werden aussortiert. Dazu ist es notwendig, den Primärvertex zu rekonstruieren, was in Abschnitt 4.2.2 näher erläutert wird. Desweiteren werden folgende Anforderungen an die Spuren gestellt, die teilweise auch

schon bei der Hadronselektion galten:

- Mindestens 4 TPC-Treffer pro Spur müssen registriert sein.
- Die Spur besitzt mindestens eine dreidimensionale VDET-Koordinate.
- Die Spur muss folgenden topologischen Anforderungen genügen (s. Abb. 4.2):
 1. $|\cos \theta| < 0.95$,
 2. $d_0 < 2.0 \text{ cm}$,
 3. $|z_0| < 5.0 \text{ cm}$,
 4. maximaler dreidimensionaler Abstand der Spur vom Primärvertex:
 $|\vec{r}_{\text{ptx}}| < 5.0 \text{ cm}$.
- Der Spurimpuls ist größer als $0.2 \text{ GeV}/c$.
- Für den χ^2 -Wert der Helixanpassung: $\chi^2/\text{dof} < 5$.

Für die Rekonstruktion des Zerfallsvertex des b -Hadrons ist man auf die Informationen des Vertexdetektors angewiesen. Aus diesem Grund verlangt man mindestens eine VDET-Koordinate und benutzt überhaupt nur Daten ab 1991. Davor hatte der ALEPH-Detektor noch keinen VDET. Die Schnitte auf die Impaktparameter sollen Einzelspuren entfernen, die durch kosmische Höhenstrahlung, durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial oder durch Wechselwirkung des Teilchenstrahls mit Restgas im Vakuumrohr verursacht wurden.

Im weiteren werden zusätzliche Vorselektionskriterien vorgestellt, die für eine Analyse von b -Quark Ereignissen von Nutzen sind.

4.2.1 Einteilung in zwei Hemisphären

Das Z^0 -Boson zerfällt bei einem hadronischen Prozess in ein Quark-Antiquark-Paar, so dass in einem Ereignis zwei[†] b -Hadronen produziert werden. Dieser Eigenschaft wird durch eine räumliche Aufteilung der untersuchten Ereignisse in zwei sogenannte Hemisphären Rechnung getragen. Die topologische Gliederung ist so ausgelegt, dass jede Hälfte des Ereignisses mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit eines der beiden primären Quarks enthält. Bestimmende Größe dafür ist der “Thrust”, der folgendermaßen definiert ist:

$$T = \max_{\hat{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (4.1)$$

Dabei stellt $\hat{n}$ einen Einheitsvektor im Schwerpunktsystem des Ereignisses und $\vec{p}_i$ die Impulse aller Teilchen dar. Der als “Thrustachse” bezeichnete Vektor $\hat{n}$ gibt

[†]Durch Gluonabstrahlung im Endzustand können im Prozess $g \rightarrow b\bar{b}$ (“Gluonsplitting”) auch mehr als zwei b -Hadronen erzeugt werden. Dieser Prozess ist jedoch selten.

die Richtung an, bezüglich derer die Summe der longitudinalen Impulskomponenten maximal wird. Diese kann in guter Näherung als Flugrichtung der primären Quarks angesehen werden, da die in der Fragmentation entstehenden Teilchen einen hohen Longitudinalimpuls in Richtung des Quark-Antiquark-Paares aufweisen. Diese beiden Quarks fliegen auf Grund von Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen. Im Fall von harter Gluonabstrahlung, bei dem 3-Jet- oder 4-Jet-Ereignisse beobachtet werden, ist die Topologie komplizierter. Monte-Carlo-Studien haben gezeigt, dass die Thrustachse und die Flugrichtung der primären Quarks mit einer Genauigkeit von 4° übereinstimmen. Wird das Ereignis durch eine Ebene transversal zur Thrustachse und durch den Wechselwirkungspunkt geteilt, enthält jede der beiden Hemisphären mit hoher Wahrscheinlichkeit ein b -Hadron.

4.2.2 Rekonstruktion des Primärvertex

Typisches Kennzeichen des Zerfalls eines b -Hadrons ist der vom Wechselwirkungspunkt separierte Zerfallsvertex. Außerdem treten in den beiden hier untersuchten Kanälen keine Tertiärvertices auf, da auf Grund ihrer kurzer Lebensdauer die Flugstrecke der beiden Subresonanzen J/Ψ bzw. $\Psi(2S)$ und Φ nicht aufgelöst werden kann. Somit ist die Zerfallstopologie sehr eindeutig (Abbildung 4.3). Um die

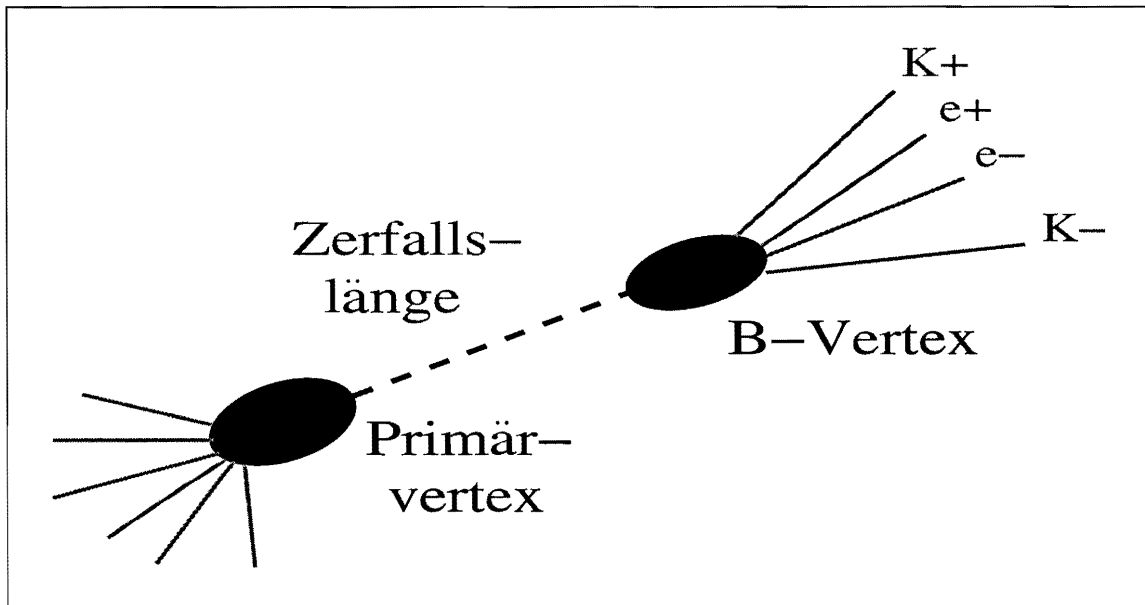


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi$ (bzw. $\Psi(2S)$) Φ in die hier untersuchten Endzustände.

Zerfallslänge, eine wichtige Ereignisvariable für diese Analyse (Abschnitt 4.6.3), exakt bestimmen zu können, ist die genaue Kenntnis des Produktionsorts des B_s^0

nötig. Dieser fällt mit dem Wechselwirkungspunkt der e^+e^- Annihilation zusammen. Der nominelle Wechselwirkungspunkt ist durch die Strahlgeometrie bis zu einem gewissen Maß bekannt. Allerdings ist es wünschenswert und für die Messung der Zerfallslänge von B-Mesonen wesentlich, einen genaueren Produktionsort für jedes einzelne Ereignis zu kennen. Die Bestimmung des Primärvertex wird dadurch erschwert, dass in den Ereignissen mit langlebigen, schweren Hadronen ein Großteil der hochenergetischen Spuren von Sekundärvertices stammt und nicht vom Produktionsort.

Da viele Analysen auf diese Information angewiesen sind, wurde eine Standardrekonstruktion des Primärvertex von der ALEPH-Kollaboration entwickelt [37]. Diese Methode beruht darauf, die Spuren eines jeden Jets auf eine Ebene senkrecht zur Jetachse zu projizieren. Diese Projektion unterdrückt bewusst die Information über die Flugstrecke entlang der Jet-Achse. Anschließend wird eine χ^2 -Anpassung aller projizierter Spuren zu einem Punkt in der Projektionsebene vorgenommen. Der Primärvertex wird durch eine weitere Anpassung aller so gefundenen Schnittpunkte und der zugehörigen Jet-Richtung bestimmt. Als Randbedingung wird der gemessene Strahlquerschnitt und der nominelle Wechselwirkungspunkt verwendet. Die insgesamt erzielte Auflösung, die aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt wurde, beträgt für b -Ereignisse $85\ \mu\text{m}$ (x-Richtung) $\times$ $75\ \mu\text{m}$ (z-Richtung) $\times$ $85\ \mu\text{m}$ (Ereignis-Richtung).

4.3 Rekonstruktion der Subresonanzen J/Ψ und $\Psi(2S)$

Da das $\Psi(2S)$ ein angeregter Zustand des J/Ψ ist und die Zerfallstopologie für beide Kanäle dieselbe ist, werden im folgenden immer beide Resonanzen gemeint sein, wenn vom J/Ψ die Rede ist, außer es ist explizit ausgeschlossen. Für die Rekonstruktion der J/Ψ -Subresonanz werden im ersten Schritt Leptonen selektiert und zu ungleich geladenen Spurpaaren kombiniert. Wenn die entsprechenden Informationen für Elektronen zur Verfügung standen, wurde der Energy-Flow-Algorithmus (Abschnitt 3.3.4) zur Bestimmung der Spurparameter verwendet. Dieser erlaubt durch die Berücksichtigung von der Spur benachbarten Energiedepositionen im ECAL eine teilweise Korrektur von Bremsstrahlungsverlusten, wodurch eine deutliche verbesserte Impulsauflösung für Elektronspuren erzielt wird.

4.3.1 Leptonidentifikation

Elektronen

Die Identifikation von Elektronen mit dem ALEPH-Detektor basiert auf zwei unabhängigen Messungen:

1. Messung der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter.
2. Messung des mittleren spezifischen Energieverlusts $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ in der TPC.

Die beiden Methoden ergänzen sich gegenseitig, wobei sich erstere bei hohen Impulsen ($p \geq 5 \text{ GeV}/c$), die zweite bei niedrigen Impulsen als effektiver erweist. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens wurde bereits in Abschnitt 3.3.3 gegeben. Im folgenden werden die Unterschiede der Elektronidentifikation in dieser Analyse zur Standardselektion erläutert.

Um geladene Spuren mit genügend hoher Reinheit als Elektronen zu identifizieren, werden zusätzlich zu den Vorselektionskriterien teilweise verschärfte Forderungen gestellt. Für die bereits mehrfach erläuterten Größen sind dies:

- Mindestens fünf TPC-Koordinaten pro Spur.
- $|\cos \theta| < 0.95$. Das bedeutet keine Änderung zur Vorselektion.
- $|z_0| < 2 \text{ cm}$.
- $d_0 < 0.5 \text{ cm}$.
- Spurimpuls $|\vec{p}| \geq 2 \text{ GeV}/c$.

Diese Schnitte gewährleisten eine hohe Güte der selektierten Spuren und damit die Zuverlässigkeit der Informationen aus der TPC und dem ECAL, auf denen die Identifikation der Elektronen beruht.

Gegenüber der Standardselektion wurden die Schnitte auf die Variablen R_I , R_T und R_L gelockert, um die Effizienz zu erhöhen. Das bedeutet im einzelnen: Der gemessene mittlere Energieverlust darf nicht mehr als 2.5 Standardabweichungen von dem für Elektronen erwarteten Wert abweichen (Standardselektion $R_I > -2.0$), die Kenngröße des transversalen Schauerprofils im ECAL R_T muss im Bereich $-3.0 < R_T < 3.0$ liegen (Standard $R_T > -1.6$) und für R_L , die Variable, die das longitudinale Profil kennzeichnet, gilt: $-4.0 < R_L < 4.0$ (Standard $-1.8 < R_L < 3.0$). Die absoluten Effizienzen sind aus Tabelle 4.1 ersichtlich.

Myonen

Bei der Myonselektion wurde außer einem weniger restriktiven Impulsschnitt von $2 \text{ GeV}/c$ gegenüber $2.5 \text{ GeV}/c$, nichts im Vergleich zur Standardselektion geändert, da diese bereits hinsichtlich dem Verhältnis aus Reinheit und Effizienz auch für diese Messung optimiert ist. Es gelten aber wie bei der Elektronidentifikation die engeren Schnitte auf die Spurparameter $\cos \theta$, z_0 , d_0 , Spurimpuls und Treffer in der TPC. Für den $\langle dE/dx \rangle$ -Wert gilt $R_I > -2.0$. Die Effizienzen der Rekonstruktion sind wiederum aus Tabelle 4.1 abzulesen.

Zwar wird durch die Lockerung der Schnitte die Reinheit der eigentlichen Leptonidentifikation verschlechtert. Dieser Effekt wird aber bei der Kombination der Spuren zu einem J/Ψ -Kandidaten durch die Vertexanpassung wieder kompensiert.

Endzustand	Massenfenster (in GeV/c ²)	Zahl der Spurpaare (ALEPH-Daten)	Effizienz (Signal-MC)
$J/\Psi \rightarrow e^+e^-$	2.8 – 3.2	456	42.8%
$J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	3.0 – 3.2	625	50.7%
$\Psi(2S) \rightarrow e^+e^-$	3.4 – 3.8	37	44.1%
$\Psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$	3.6 – 3.8	57	51.6%

Tabelle 4.1: Anzahl der Spurkombinationen, die in den ALEPH-Daten die Selektionskriterien der einzelnen dileptonischen Endzustände des J/Ψ und $\Psi(2S)$ erfüllen mit den zugehörigen Nachweiseffizienzen. Es gelten die im Text erläuterten zusätzlichen Bedingungen.

4.3.2 Kombination der Leptonen

Zur endgültigen Rekonstruktion der J/Ψ -Resonanz bildet man Paare von entgegengesetzt geladenen Spuren[†]. Von den beiden Spuren wird verlangt, dass sie mit der Hypothese verträglich sind, von einem gemeinsamen Vertex zu kommen. Um diese Forderung zu überprüfen, wird eine χ^2 -Anpassung durchgeführt [39]. Es werden nur solche Spurkombinationen akzeptiert, bei denen die Vertexanpassung einen Wert $\chi^2/dof < 5$ liefert. Das entspricht einer Vertex-Wahrscheinlichkeit von $\mathcal{P}(\chi^2) > 2.5\%$.

Als nächstes wird geprüft, ob die invariante Masse des Leptonpaars in der Nähe der Masse der entsprechenden Resonanz liegt. Für diese gilt nach [4]:

$$m_{J/\Psi} = 3096.87 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.2)$$

$$m_{\Psi(2S)} = 3685.96 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2 \quad (4.3)$$

Bei den Elektronen kann es passieren, dass eines oder beide durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial ein Bremsstrahlungsphoton abstrahlen, so dass die invariante Masse zu niedrigeren Energien hin verschoben ist. Dieser Tatsache wird dadurch Rechnung getragen, dass unterschiedlich große Massenfenster für den Myon- und den Elektronkanal angelegt werden, wobei der Bereich für die Elektronen asymmetrisch um die Resonanz ist. Die Größe der Massenfenster ergibt sich aus der Massenauflösung und wurde auf etwa fünf Standardabweichungen der Auflösung festgelegt. Die jeweiligen Werte für die Massenfenster sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Werden in einer Ereignishemisphäre zwei Spurkombinationen gefunden, die allen Kriterien genügen, wird das Leptonpaar selektiert, dessen invariante Masse

[†]Die folgenden Aussagen beziehen sich immer getrennt auf jede der beiden Hemisphären.

näher an der nominellen Masse liegt. In jedem Fall initiiert die erfolgreiche Rekonstruktion eines J/Ψ die weitere Selektion. Wird kein passendes Spurpaar gefunden, wird die gesamte B_s^0 -Rekonstruktion abgebrochen und diese Hemisphäre verworfen.

Die Massenauflösung wurde getrennt für beide Kanäle ermittelt. Dazu wurden Massenverteilungen korrekt rekonstruierter Ereignisse in den Signal-Monte-Carlo-Daten zwei Gauß-Kurven für den Myonkanal und drei Gauß-Kurven für den Elektronkanal angepasst. Die Verwendung einer Gauß-Funktion wird dadurch gerechtfertigt, dass die Detektorauflösung mindestens zwei Größenordnungen über der natürlichen Breite des J/Ψ und des $\Psi(2S)$ liegt. Die Massenauflösung ergibt sich aus der Breite σ der Gauß-Kurve, die den Kern der Verteilung beschreibt. Sie beträgt $16.5 \text{ MeV}/c^2$ für den Myonkanal und $13.0 \text{ MeV}/c^2$ für den Elektronkanal. Allerdings wird bei letzterem der lange Ausläufer zu niedrigen Energien vernachlässigt. Deshalb wird eine exaktere Betrachtung bei der Diskussion der Unsicherheiten endgültiger B_s^0 -Kandidaten erfolgen und eine entsprechende Korrektur vorgenommen werden.

4.4 Rekonstruktion der Φ -Subresonanz

Die Rekonstruktion der Φ -Subresonanz wird überhaupt dann nur gestartet, wenn zuvor bereits ein Kandidat für ein J/Ψ in der entsprechenden Hemisphäre selektiert wurde. Dies hat keine Auswirkung auf die Effizienz bei der endgültigen Rekonstruktion des B_s^0 , da nach vollständig rekonstruierten Ereignissen gesucht wird. Allerdings sind die in diesem Kapitel angegebenen Effizienzen für die Φ -Rekonstruktion auf die Ereignisse mit einem J/Ψ bezogen. Untersucht wird der hadronische Zerfall des Φ in zwei geladene Kaonen, der mit $(49.2 \pm 0.7) \%$ [4] der häufigste ist. Der Hauptuntergrund kommt von geladenen Pionen, so dass die wichtigste Aufgabe bei der Rekonstruktion der Resonanz die Pion-Kaon-Separation ist.

4.4.1 Pion-Kaon Trennung

Die Teilchenidentifikation der Kaonen basiert auf die Messung des mittleren spezifischen Energieverlusts $\langle dE/dx \rangle$ in der TPC (Abschnitt 3.2.3). Die auf der $\langle dE/dx \rangle$ -Messung beruhende Teilchenseparation mit dem ALEPH-Detektor ist in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls gezeigt. Man erkennt, dass die Pion-Kaon-Trennung oberhalb von etwa $2 \text{ GeV}/c$ Spurimpuls mindestens zwei Standardabweichungen beträgt, während sie darunter deutlich abfällt. Trotzdem wurde auch der Bereich kleiner Impulse in der Analyse berücksichtigt, da sonst die Effizienz der Φ -Rekonstruktion zu niedrig ausfallen würde. Der Preis dafür ist ein größerer kombinatorischer Untergrund aus falsch identifizierten Pionen, der über Schnitte in den Ereignisvariablen (Abschnitt 4.7) unterdrückt werden muss.

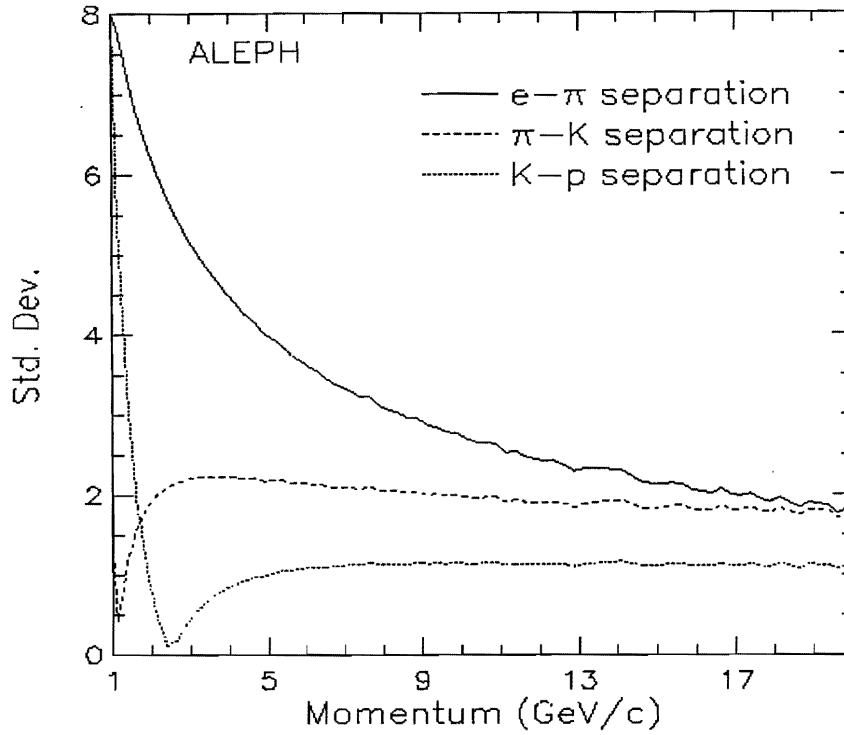


Abbildung 4.4: Mittlere $\langle dE/dx \rangle$ -Separation in Standardabweichungen zwischen verschiedenen Teilchenspezies als Funktion des Teilchenimpulses für Spuren aus hadronischen Z^0 -Zerfällen (aus [27]).

Zwar ist die Unterscheidung zwischen Kaonen und Protonen, außer für Spurimpulse kleiner als etwa 1.8 GeV/c, unter einer Standardabweichung. Die schlechte Kaon-Proton-Trennung ist jedoch auf Grund der geringen Produktionswahrscheinlichkeit von Baryonen in hadronischen Z^0 -Zerfällen für diese Analyse ohne Bedeutung.

Zur Identifikation der Kaonen wird folgende Variable herangezogen:

$$R_K = \frac{I - \langle I_{K-Hyp} \rangle}{\sigma(I)} \quad (4.4)$$

Die Größe I bezeichnet den gemessenen mittleren spezifischen Energieverlust $\langle dE/dx \rangle$ der Spur in der TPC, $\langle I_{K-Hyp} \rangle$ den nach einer modifizierten Bethe-Bloch-Formel [29] erwarteten mittleren spezifischen Energieverlust für ein Kaon und $\sigma(I)$ die Standardabweichung der Messung in Abhängigkeit von I . Die Größe R_K ist für Kaonen normalverteilt um den Wert Null. Dagegen ist sie für Pionen vorwiegend positiv, da Pionen im Impulsbereich $p \geq 1$ GeV/c einen höheren mittleren spezifischen Energieverlust als Kaonen aufweisen (Abbildung 3.4). Man

verlangt daher, dass für die identifizierten Kaonen gilt:

$$R_K < 2 \quad (4.5)$$

Prinzipiell könnte ein Veto eingelegt werden, um den Pion-Untergrund stärker zu unterdrücken. Man definiert dazu analog zu Formel 4.4 die entsprechende Variable R_π für die Pion-Hypothese und verlangt, dass

$$|R_K| < |R_\pi|. \quad (4.6)$$

Diese Forderung würde jedoch die Nachweiseffizienz für Kaonen stark erniedrigen. Bei den erwarteten kleinen Verzweungsverhältnissen (Anhang A) sollten allerdings Schnitte angewandt werden, die eine möglichst hohe Effizienz gewährleisten, um nicht zu viele potentielle Signalereignisse zu verlieren. Tabelle 4.2 zeigt die Effizienzen aus den Signal-Monte-Carlo und die Anzahl der Spurpaare in den echten Daten für beide Verfahren.

4.4.2 Kombination der Kaonen

Wie schon bei der Rekonstruktion des J/Ψ werden auch in diesem Fall entgegengesetzt geladene Spurpaare gebildet. Zusätzlich zu den Forderungen, dass die beiden Kandidaten die Kaon-Hypothese erfüllen, einen Mindestimpuls von $1 \text{ GeV}/c$ besitzen und nicht schon bereits als Leptonen selektiert wurden, werden gegenüber der Vorselektion keine weiteren Bedingungen an die Spuren gestellt.

Wurde innerhalb einer Hemisphäre ein Spurpaar identifiziert, wird es zu einem gemeinsamen Vertex kombiniert, der wiederum die χ^2 -Anpassung mit $\chi^2/dof < 5$ erfüllen muss.

Ist die invariante Masse der beiden Teilchen größer als $1.05 \text{ GeV}/c^2$ oder kleiner als $1.0 \text{ GeV}/c^2$, wird diese Kombination verworfen. Dabei wurde das Massenfenster um die Φ -Resonanz ($m_\Phi = 1019.417 \pm 0.014 \text{ MeV}/c^2$) deswegen so asymmetrisch gewählt, da die invariante Masse zweier ruhender Kaonen knapp $990 \text{ MeV}/c^2$ beträgt.

Im Falle des Φ sind die natürliche Breite ($\Gamma = 4.5 \text{ MeV}/c^2$ [4]) und die Massenauflösung von gleicher Größenordnung. Deshalb kann für die Anpassung der Kurve keine reine Gauss-Funktion verwendet werden. Der Massenverteilung wurde eine Breit-Wigner-Funktion, die die natürliche Breite beschreibt, gefaltet mit einer Gauss-Funktion angepasst. Man erhält die Massenauflösung zu $1.5 \text{ MeV}/c^2$. Das Massenfenster wurde deshalb so groß gewählt, damit K^+K^- -Paare selektiert werden können, die auf Grund der langen Ausläufer der Breit-Wigner-Verteilung weit von der nominellen Masse der Φ -Masse entfernt liegen.

Tabelle 4.2 fasst die gesamte Φ -Rekonstruktion zusammen.

$\Phi \rightarrow K^+ K^-$ zusammen mit	Kaon-Impuls (in GeV/c)	Zahl der Spurpaare (ALEPH-Daten)	Effizienz (Signal-MC)
$J/\Psi \rightarrow l^+ l^-$	$\geq 2 \text{ GeV/c}$	34	68.6%
	mind. ein $p_K < 2 \text{ GeV/c}$	260	
$\Psi(2S) \rightarrow l^+ l^-$	$\geq 2 \text{ GeV/c}$	3	69.5%
	mind. ein $p_K < 2 \text{ GeV/c}$	22	

Tabelle 4.2: Anzahl der Spurkombinationen, die in den ALEPH-Daten die Selektionskriterien des Endzustands $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ erfüllen. Die Effizienz bezieht sich auf solche Ereignisse, in denen bereits ein J/Ψ (bzw. $\Psi(2S)$) rekonstruiert wurde. Die Unterscheidung nach dem Kaon-Impuls ist durch die Pion-Kaon-Trennung bedingt (siehe Text).

4.5 Rekonstruktion des B_s^0

Im letzten Schritt der Rekonstruktion werden die selektierten Spuren zu einem B_s^0 -Kandidaten kombiniert. Voraussetzung dafür ist die erfolgreiche Rekonstruktion der beiden Subresonanzen J/Ψ (bzw. $\Psi(2S)$) und Φ in einer der beiden Hemisphären eines Ereignisses. Der B_s^0 -Vertex wird aus den vier Spuren der Endprodukte des Zerfalls, also aus $K^+ K^-$ und $e^+ e^-$ oder $\mu^+ \mu^-$, gebildet und nicht aus den beiden Subresonanzen. Auf Grund ihrer kurzen Lebensdauer können die Flugstrecken des J/Ψ und des Φ mit dem Detektor nicht aufgelöst werden und man erreicht einen Zugewinn in der Massenauflösung des B_s^0 , da die Endprodukte besser gemessen sind als die Massen der rekonstruierten Vertices der Subresonanzen.

Zum dritten Mal wird eine χ^2 -Anpassung durchgeführt, wobei der Schnitt wiederum bei $\chi^2/dof < 5$ angelegt wird. Für den Vertexfit gilt die Nebenbedingung, dass die beiden Leptonen zusammen die Masse des J/Ψ ergeben müssen. Damit verbessert sich die Massenauflösung von 25 MeV/c^2 in beiden Fällen auf 7.5 MeV/c^2 für den Elektronkanal und auf 6.3 MeV/c^2 für den myonischen Prozess. Auch gewinnt man insgesamt an Effizienz (3.5%), da weniger Kandidaten verworfen werden müssen, weil sie außerhalb des Massenfensters ($5.3 - 5.45 \text{ GeV/c}^2$) liegen. Abbildung 4.5 zeigt die Massenverteilungen des B_s^0 in den Signal-Monte-Carlo-Daten. Den Verteilungen wurden zwei Gauß-Kurven angepasst und man erhält aus der Breite der schmalen Gauß-Kurve die Massenauflösung. Sie beträgt 7.9 MeV/c^2 (Elektronkanal) bzw. 6.3 MeV/c^2 (Myonkanal). Aus der Abbildung erkennt man, dass das Massenfenster für die B_s^0 -Kandidaten groß genug gewählt wurde um zu verhindern, dass durch den Schnitt die zu messende Größe beeinflusst wird. Die energetisch niedrigere Seite des Massenfensters

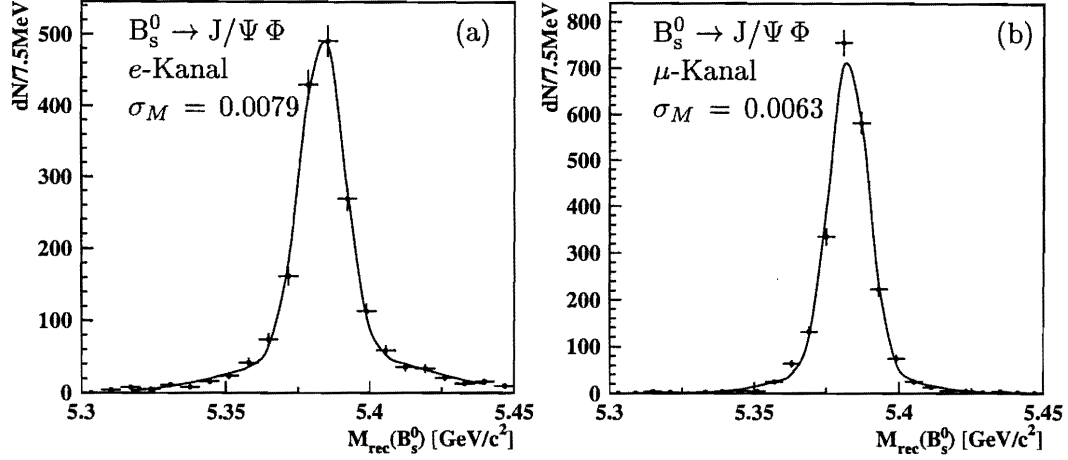


Abbildung 4.5: Die Massenverteilung in den Signal-Monte-Carlo-Daten und die erwartete Massenauflösung des B_s^0 -Mesons für den Elektronkanal (a) und den Myonkanal (b). Es ist der gesamte Signalmassenbereich ($5.3 - 5.45 \text{ GeV}/c^2$) gezeigt.

wurde etwas kleiner gewählt, um es gegen die B_d^0 -Masse abzugrenzen.

Abschließend sind in Tabelle 4.3 noch mal alle Effizienzen für all jene Zerfälle aufgeführt, die in die Berechnung der Masse des B_s^0 eingehen.

4.6 Ereignisvariablen

Als Ereignisvariablen werden solche Größen benutzt, die besonders geeignet erscheinen, den Untergrund aus “falschen” Zerfällen aus der bisherigen Selektion zu eliminieren und gleichzeitig möglichst wenig der Signalereignisse zu verwerfen.

In dieser Analyse werden die rein kinematischen Größen Zerfallslänge, Impuls des B_s^0 -Kandidaten und der Winkel zwischen B_s^0 -Impuls und Zerfallsrichtung als Kriterien herangezogen. In Abbildung 4.6 sind diese Variablen graphisch dargestellt. Zusätzlich trägt die Variable “fehlende Energie” zur Diskriminierung zwischen Signal und Untergrund bei. Durch das b -tagging wird der nach der Vorselektion und Rekonstruktion noch verbliebene Untergrund aus uds - und c -Ereignissen weiter unterdrückt.

Im folgenden werden die Selektionsvariablen näher untersucht und erläutert, um die Gründe für deren Wahl zu motivieren.

4.6.1 Unterdrückung von uds - und c -Ereignissen (b -tag)

Bedingt durch die klare Signatur der untersuchten Zerfälle besteht bereits nach der Vorselektion und der Rekonstruktion bis zu diesem Punkt der Analyse der ver-

	Signalereignisse	ϵ [%]	Ereignisse in den Daten	
			J/ Ψ -Kanal	$\Psi(2S)$ -Kanal
ohne Selektion	13762	100	—	—
Hadronselektion	12536	91.1	7 923 316	
J/ Ψ bzw. $\Psi(2S)$	5839	42.4	1081	94
Φ	3504	25.5	294	25
B_s^0	3177	23.1	4	1

Tabelle 4.3: Nachweiseffizienzen ϵ der Vorselektion und der Rekonstruktion des B_s^0 . Außerdem sind die Anzahl der Spurkombinationen in den ALEPH-Daten für den jeweiligen Kanal angegeben. Die Zahlen beziehen sich jeweils auf Ereignishemisphären.

bleibende Untergrund zu 96% aus $b\bar{b}$ -Ereignissen. Zusätzlich wird ein Schnitt auf die sogenannte “b-tag”-Variable angelegt, da diese Variable restlichen uds -Untergrund wirkungsvoll unterdrückt. Die Methode des b -tagging ist eigentlich dazu gedacht, b -Zerfälle in $q\bar{q}$ -Ereignissen anzureichern. Für die Anreicherung von b -Ereignissen gibt es verschiedene Verfahren, wie z.B. über den Impuls $\vec{p}$ und den Transversalimpuls $\vec{p}_t$ von Elektronen und Myonen in semileptonischen B-Zerfällen, auf deren Vor- und Nachteile hier aber nicht näher eingegangen werden soll. Das für diese Messung verwandte Verfahren beruht auf der Auswertung der im Ereignis enthaltenen Lebenszeitinformation der schweren Hadronen [38]. Dafür ist die Kenntnis des Zerfallsvortex nicht erforderlich, sondern man extrahiert die notwendigen Informationen aus den Impaktparametern geladener Spuren. Bei der Bestimmung des dreidimensionalen Impaktparameters einer Spur kommt dem Vertexdetektor eine essentielle Bedeutung zu. Ohne ihn wäre die Spurauflösung deutlich schlechter als die durchschnittliche Separation von Primär- und Sekundärvertex. Allerdings hat der VDET ebenfalls eine begrenzte Auflösung, so dass auch Spuren, die vom Primärvertex stammen, einen endlichen Impaktparameter aufweisen. Da sie keine Lebenszeitinformation tragen, gibt ihre Verteilung die Detektorauflösung wieder. Man verwendet hierzu die Größe Impaktparameter, die wie folgt definiert ist:

$$\tilde{D} = \text{sign}((\vec{S}_j - \vec{V}) \cdot \hat{J}) \cdot D. \quad (4.7)$$

Die Bedeutungen der benutzten Größen sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Spuren mit negativem Impaktparameter kommen mit hoher Wahrscheinlichkeit vom Primärvertex und erlauben eine direkte Messung der Detektorauflösung ohne Rückgriff auf die Simulation. Als diskriminierende Variable dient die Signifikanz des Impaktparameters $\mathcal{S} = \tilde{D}/\sigma_{\tilde{D}}$, wobei $\sigma_{\tilde{D}}$ den Fehler von $\tilde{D}$ bezeichnet. Zu-

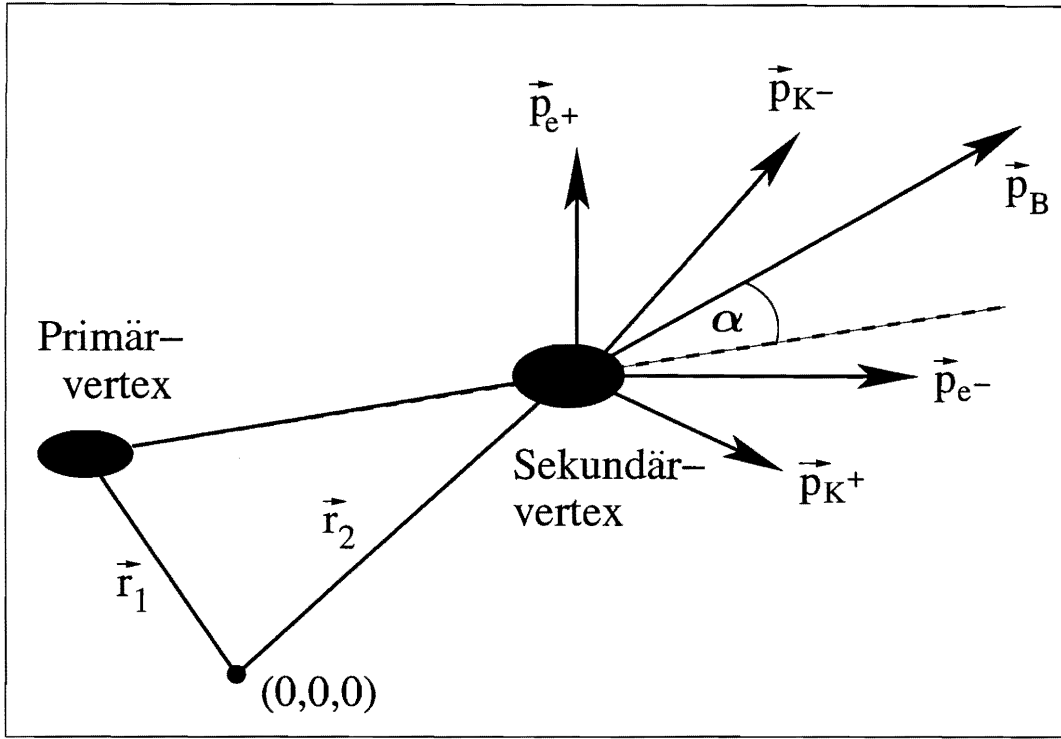


Abbildung 4.6: Definition der Ereignisvariablen Zerfallslänge $\vec{l}$, B-Impuls $\vec{p}_B$ und Winkel α . Die beiden Ellipsen an den Vertices symbolisieren die Kovarianzmatrizen C_1 und C_2 .

sammen mit der Auflösung des Z^0 -Vertex wird die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{\text{Spur}}(\mathcal{S})$ jeder Spur berechnet, die angibt, wie gut diese mit dem Primärvertex verträglich ist. Die Einzelwahrscheinlichkeiten einer beliebigen Gruppe von Spuren kann zu einer Gesamtwahrscheinlichkeit $\mathcal{P}(\mathcal{S})$ kombiniert werden. Je mehr Spuren die Gruppe umfasst, desto zuverlässiger wird das Verfahren. Da es in diesem Selektionsschritt nur darum geht, $q\bar{q}$ -Ereignisse auszusortieren, kann die größtmögliche Gruppe, nämlich alle Spuren des Ereignisses, verwendet werden. Die Größe $\mathcal{P}_N$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass für N vom Primärvertex stammende Spuren jeweils eine Impaktparametersignifikanz größer oder gleich $\mathcal{S}_i$ gemessen wird und ist definiert als [38]:

$$\mathcal{P}_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \Pi)^j}{j!} \quad (4.8)$$

$$\Pi = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(\mathcal{S}_i). \quad (4.9)$$

Kommen alle Spuren vom Primärvertex, wie das bei uds -Ereignissen der Fall ist, dann erwartet man eine flache Verteilung von $\mathcal{P}_N$ über den gesamten Wertebereich zwischen -1 und 1. Die Spurwahrscheinlichkeit erhält konventionsgemäß ein negatives Vorzeichen, wenn die Impaktparametersignifikanz $\mathcal{S}$ der Spur kleiner null ist (vgl. Abb. 4.7). Die Zerfallsspuren langlebiger Teilchen besitzen dagegen im allgemeinen betragsmäßig sehr kleine Wahrscheinlichkeiten und es bildet sich bei ihnen ein scharfes Maximum nahe der Null aus.

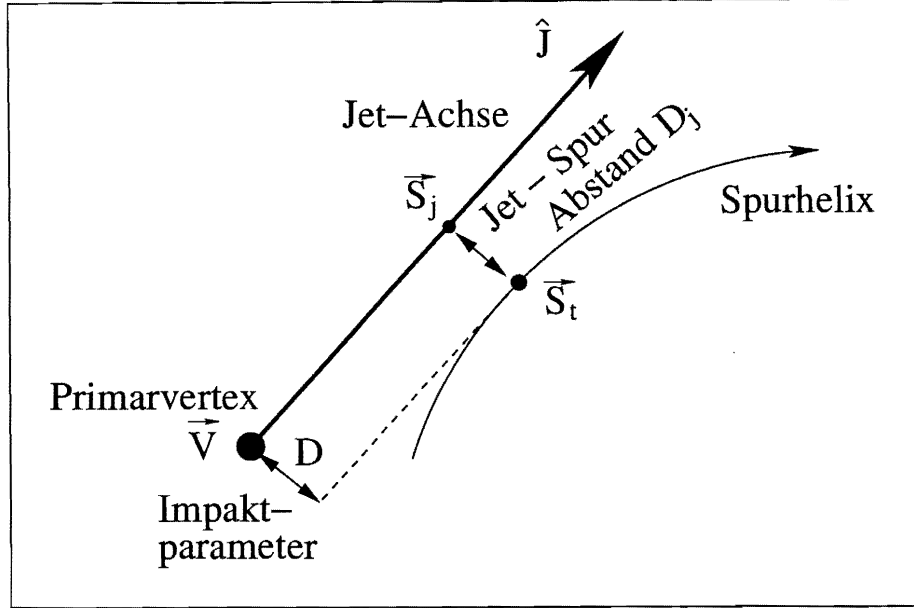


Abbildung 4.7: Der Impaktparameter $\tilde{D}$ ist definiert als der kleinste dreidimensionale Abstand der Spur vom Primärvertex. Die Spurhelix wird dabei durch ihre lineare Extrapolation am Punkt des kleinsten Abstandes zur Jetachse $\hat{J}$ ersetzt. Das Vorzeichen des Impaktparameters ist durch die Richtung des Vektors $\vec{S}_j - \vec{V}$ bezüglich der Jetrichtung definiert. Das Vorzeichen ist positiv, wenn die Spur *vor* dem Primärvertex liegt, d.h. wenn $(\vec{S}_j - \vec{V}) \cdot \hat{J} > 0$.

In Abbildung 4.8 ist die Ereigniswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{\text{evt}}$ für die verschiedenen Quarksorten gezeigt. Die Separation für b - und uds -Prozesse ist sehr gut, während immer ein signifikanter Anteil an charm-Ereignissen übrigbleibt. Aus [38] erhält man für einen Wert $\mathcal{P}_{\text{evt}} \leq 0.03$ eine Effizienz für b -Ereignisse von $\epsilon_b = 78.1\%$ bei einer Reinheit von $p_b = 67.6\%$. Diese Werte sind für hadronische Datensätze ohne weiteren Bedingungen berechnet, so dass sie sich von denen hier unterscheiden. Letztere sind in Tabelle 4.4 ersichtlich.

4.6.2 Fehlende Energie

Bei semileptonischen b - und c -Zerfällen entstehen Neutrinos, die auf Grund ihres geringen Wirkungsquerschnitts den Detektor ohne Wechselwirkung verlassen. Ihre Energie kann durch die fehlende Energie in der betreffenden Ereignisemispäre abgeschätzt werden. Da in den hier untersuchten Zerfallskanälen keine Neutrinos auftauchen, ist eine hohe fehlende Energie ein Zeichen für ein Untergrundereignis. Wichtigste Vertreter der Ereignisse mit hoher fehlender Energie sind Kaskadenzerfälle, in denen ein b -Hadron semileptonisch in ein *charm*-

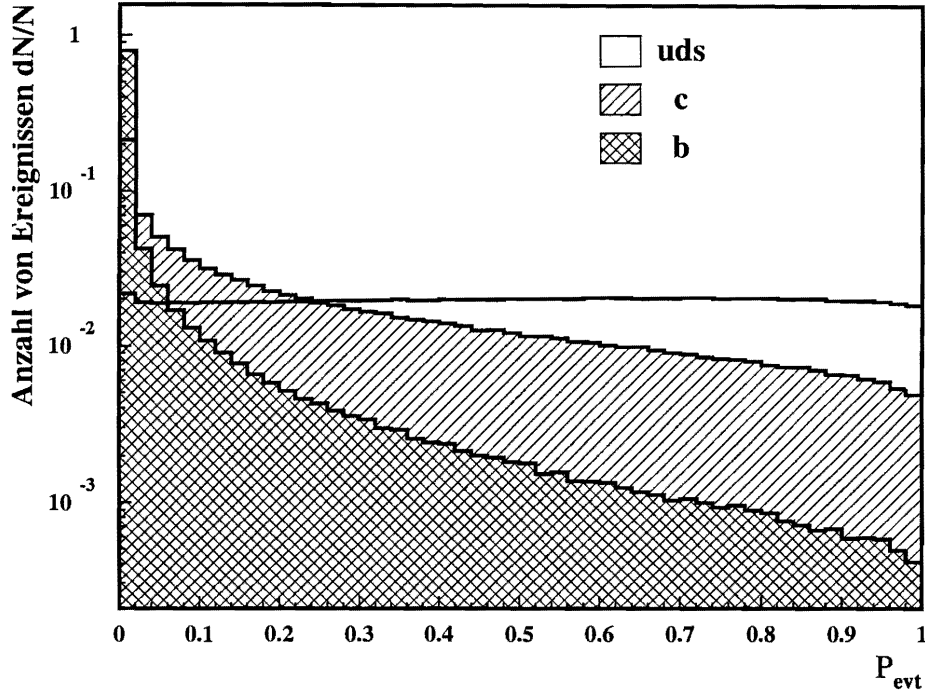


Abbildung 4.8: Ereigniswahrscheinlichkeit P_{evt} für Spuren aus $q\bar{q}$ -Monte-Carlo-Ereignissen für die verschiedenen Quarkspezies. Die Skala für die Anzahl der Ereignisse wurde logarithmisch gewählt und die Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert.

Teilchen und dieses ebenfalls semileptonisch in beliebige Endprodukte X zerfällt:

$$\begin{array}{ccccc} b & \longrightarrow & c & \longrightarrow & X \\ \hookrightarrow l\nu & & \hookrightarrow l\nu & & \end{array}$$

Liegen Sekundär- und Tertiärvertex eng beieinander, ist es möglich, dass die beiden Leptonen in der Rekonstruktion zu einem "falschen" J/Ψ kombinieren.

Die fehlende Energie E^{miss} berechnet sich als die Differenz der totalen Energie E^{tot} und der im Detektor gemessenen Energie E^{vis} in einer Hemisphäre,

$$E^{miss} = E^{tot} - E^{vis}. \quad (4.10)$$

Die gemessene Energie E^{vis} erhält man aus der Summe der Energien aller Energy-Flow-Objekte. Die totale Energie ergibt sich unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung im gesamten Ereignis zu [40]

$$E_s^{tot} = \frac{\sqrt{s}}{2} + \frac{m_s^2 - m_o^2}{2\sqrt{s}}, \quad (4.11)$$

wobei $\sqrt{s}$ die Schwerpunktsenergie und $m^2 = E^{vis^2} - \vec{p}^{vis^2}$ das Quadrat der sichtbaren invarianten Masse pro Hemisphäre ist. Der Index s bezeichnet die Ereignis- und der Index o die gegenüberliegende Hemisphäre. Die relative Auflösung der Hemisphärenmasse ist besser als die der einzelnen Jet-Energien, was durch den Kor-

rekturterm zur Schwerpunktsenergie ausgenutzt wird. Monte-Carlo-Studien zeigen, dass sich dadurch die Auflösung der Gesamtenergie um 1.2 GeV auf 1.3 GeV verbessert.

Die begrenzte Detektorauflösung ist dafür verantwortlich, dass in der Verteilung der fehlenden Energie negative Werte gemessen werden. Dies ist in Abbildung 4.9 deutlich zu erkennen. Mit dem negativen Teil der Verteilung lässt sich somit die Auflösung der Kalorimeter abschätzen.

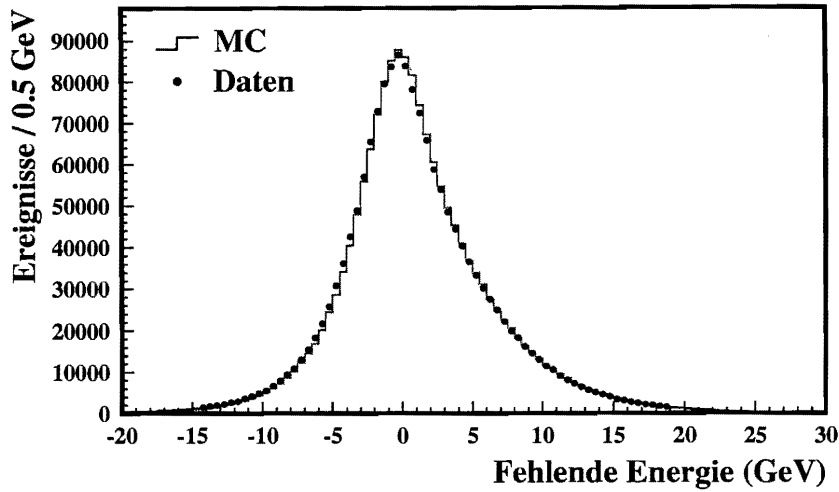


Abbildung 4.9: Fehlende Energie in den ALEPH und in Monte-Carlo-Daten. (Aus [40].)

In Abbildung 4.10(b) ist die Verteilung der fehlenden Energie für Signal- und Untergrund-Monte-Carlo und der verwendete Schnitt gezeigt. Die Schnitte werden in Abschnitt 4.7 diskutiert.

4.6.3 Zerfallslänge

Die Zerfallslänge ist als euklidischer Abstand zwischen Primär- und Sekundärvertex definiert:

$$l = |\vec{l}| = |\vec{r}_2 - \vec{r}_1| \quad (4.12)$$

Weil die beiden Vertices als rekonstruierte Objekte nicht im mathematischen Sinne punktförmig sind, erhält man für die Zerfallslänge eine Unsicherheit, die sich aus den Fehlern auf die Vertices ergibt. Die Rekonstruktion der beiden Vertices kann in guter Näherung als voneinander unabhängig betrachtet werden und man darf die zugehörigen Kovarianzmatrizen $\mathcal{C}_1$ und $\mathcal{C}_2$ zu einer Gesamtfehlermatrix $\mathcal{C}$ addieren:

$$\mathcal{C} = \mathcal{C}_1 + \mathcal{C}_2 \quad (4.13)$$

Den Fehler σ_l auf die Zerfallslänge erhält man durch Projektion der Fehlermatrix C auf den Zerfallslängenvektor $\vec{l}$:

$$\sigma_l = \sqrt{\frac{\vec{l}^t \cdot C \cdot \vec{l}}{|\vec{l}|^2}} \quad (4.14)$$

Die in (4.12) definierte Zerfallslänge ist immer positiv. Allerdings will man die Information über die Flugrichtung des B-Mesons ausnützen. Wie der Topologie des Zerfalls zu entnehmen ist, sollte nämlich der Zerfallslängenvektor in Richtung des B-Impulses zeigen. Mit $\vec{p}_B$, dem Impuls des B-Mesonkandidaten, der sich aus der Vektorsumme der vier vom Sekundärvertex ausgehenden Spuren ergibt, definiert man die modifizierte Zerfallslänge als

$$l = \vec{l} \cdot \frac{\vec{p}_B}{|\vec{p}_B|}. \quad (4.15)$$

Liegt der Sekundärvertex “hinter” dem Primärvertex, dann wird der Kosinus zwischen $\vec{p}_B$ und $\vec{l}$ kleiner null und es ergeben sich negative Zerfallslängen. Dieser Effekt tritt vorrangig bei kleinen $|\vec{l}|$ auf und ist mit der endlichen Detektorauflösung erklärbar. Als eigentliche Ereignisvariable wird die Zerfallslängensignifikanz l/σ_l definiert.

Abbildung 4.10(d) veranschaulicht die Verteilung der Zerfallslängensignifikanz in Monte-Carlo- und ALEPH-Daten. Man erkennt eine Verlagerung des Signals zu hohen Zerfallslängen. Dies lässt sich mit der langen Lebensdauer der B-Mesonen von etwa 1.5 ps erklären. Dagegen zerfallen Teilchen aus Ereignissen der Art $Z^0 \rightarrow u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ vorwiegend nahe des Primärvertex, da sie eine kürzere Lebensdauer aufweisen. c -Mesonen nehmen eine Mittelstellung ein, besitzen aber im Mittel eine kürzere Lebensdauer und einen kleineren Boost als die b -Hadronen. Somit eignet sich die Zerfallslänge gut zur Anreicherung von $b\bar{b}$ -Ereignissen.

4.6.4 B-Meson Impuls

B-Mesonen, die bei der Fragmentation von b -Quarks entstehen, übernehmen auf Grund der hohen Masse des b -Quarks einen Großteil der Energie des primären Quarks. Hinzu kommt, dass in den Signalereignissen, wie bereits erwähnt wurde, keine Neutrinos erzeugt werden, die unentdeckt Impulsanteile aus dem Detektor tragen können. Dementsprechend ist der Impuls von Signalereignissen bei hohen Werten von $|\vec{p}_B|$ konzentriert, während sich Prozesse mit leichteren Quarks eher bei niedrigen Impulsen ansiedeln. Aus Abbildung 4.10(c) entnimmt man, dass der B-Impuls sehr gut geeignet ist, um zwischen Signal und Untergrund zu separieren.

Zu beachten ist, dass “B-Impuls” nicht meint, dass es sich wirklich um ein B-Meson handelt. Es ist ja gerade das Ziel mit Hilfe dieser Variablen solche Ereignisse auszusortieren und viele der Einträge in dem Diagramm resultieren aus kombinatorischem Untergrund. Da aber keine Missverständnisse zu befürchten sind, wird auch für diese Teilchen die Bezeichnung “B-Impuls” verwendet.

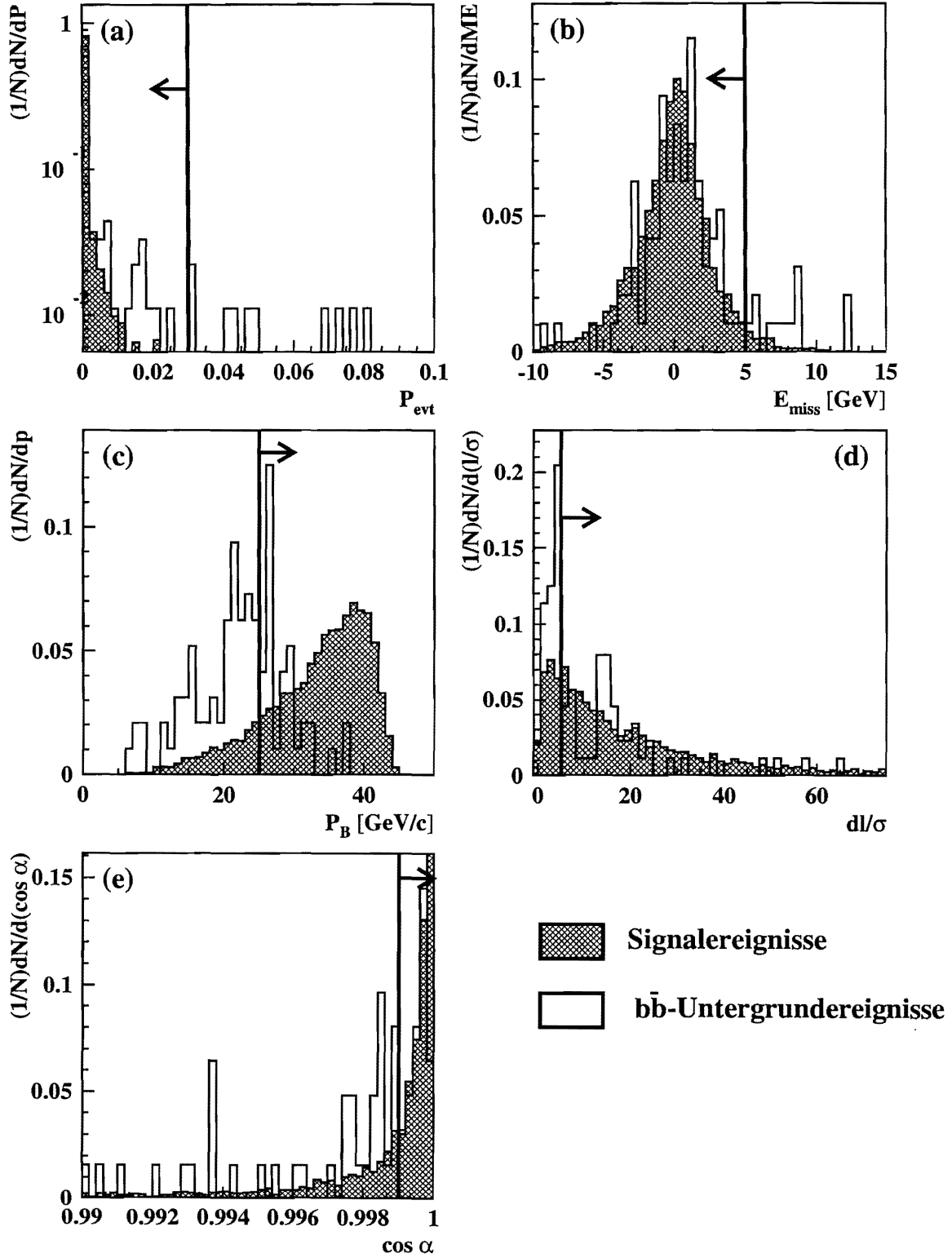


Abbildung 4.10: Verteilungen der Ereignisvariablen (a) $\mathcal{P}_{evt}$ (b-tag), (b) E_{miss} , (c) p_B , (d) dl/σ_l und (e) $\cos \alpha$ für Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Daten. Die Linien bezeichnen die Schnitte und die Pfeile weisen in den jeweiligen Signalbereich.

4.6.5 Winkel α

Als vierte Größe zur Unterdrückung von Untergrundereignissen wird der Kosinus des Winkels zwischen dem B-Impulsvektor $\vec{p}_B$ und dem Zerfalls-längenvektor $\vec{l}$ herangezogen. Er ist definiert als:

$$\cos \alpha = \frac{\vec{l} \cdot \vec{p}_B}{|\vec{l}| \cdot |\vec{p}_B|}. \quad (4.16)$$

Der Winkel α ist ein Maß dafür, ob die Kombination der vier Spuren tatsächlich von einem Teilchenzerfall kommen, dessen Produktionsort mit der Wechselwirkungszone zusammenfällt. In diesem Fall erwartet man, dass $\vec{l}$ und $\vec{p}_B$ idealerweise parallel sind, d.h. der Kosinus wird 1.

4.7 Schnittoptimierung und Untergrunderwartung

Im letzten Schritt der Selektion werden Schnitte auf die Ereignisvariablen bestimmt, so dass in dem Signalmassenfenster zwischen 5.3 GeV und 5.45 GeV der selektierte Datensatz weitgehend untergrundfrei ist. Dazu werden die Schnitte so lange verschärft, bis in dem vorselektierten $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Datensatz kein Ereignis mehr auftritt.

Das Maß für die Güte des selektierten Datensatzes ist die Reinheit $\mathcal{P}$. Sie ist definiert als:

$$\mathcal{P} = \frac{N_{exp}^{SIG}}{N_{exp}^{SIG} + N_{exp}^{UG}}. \quad (4.17)$$

Dabei ist N_{exp}^{SIG} die Anzahl erwarteter rekonstruierter Signalereignisse in den ALEPH-Daten und N_{exp}^{UG} die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse in dem Signalmassenbereich. Die Erwartungen wurden mit Hilfe der Verzweungsverhältnisse aus Tabelle A.1 berechnet und gelten für den Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$. Tabelle 4.4 gibt die angelegten Schnitte, die jeweilige Reduktion des Untergrunds und die Reinheit für jeden Schritt an. Dazu wurden die Werte auf die zur Verfügung stehenden ALEPH-Daten skaliert.

Untergrunderwartung im J/Ψ -Kanal

Nach der Schnittoptimierung verbleibt in den $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Daten ein Untergrundereignis. Da die Monte-Carlo-Statistik nicht ausreichend ist, um eine präzise Untergrunderwartung zu berechnen, wird versucht, von der Untergrundverteilung bei niedrigeren Massen auf das Signalfenster zu extrapolieren. Dazu wird eine

Ereignis- variable	Schnitt	Effizienz ϵ	N_{exp}^{UG}	Reinheit $\mathcal{P}$	N_{exp}^{SIG}
Selektion		21%	4.4	33%	2.1
b-tag	≤ 0.03	19%	2.9	39%	1.9
E_{miss}	$\leq 5 \text{ GeV}$	18%	2.6	41%	1.8
l/σ_l	≥ 5	15%	1.3	54%	1.5
$ \vec{p}_B $	$\geq 25 \text{ GeV}/c$	14%	0.5	74%	1.3
$\cos \alpha$	≥ 0.999	13%	0.2	89%	1.3

Tabelle 4.4: Die Schnitte auf die Ereignisvariablen im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$. Die Effizienz berechnet sich aus den Signal-Monte-Carlo-Daten. Die anderen Größen sind in Formel 4.17 definiert.

“binned” Likelihood-Anpassung [4] eines Polynoms 3. Grades an die Massenverteilung durchgeführt.

Für die Anpassung werden gelockerte Schnitte in den Ereignisvariablen unter der Annahme benutzt, dass sich der Verlauf der Kurve bei anschließender Verschärfung der Schnitte nicht signifikant ändert. Diese Maßnahme ist notwendig, weil es auf Grund der beschränkten Monte-Carlo-Statistik auch im Bereich unterhalb des Signalmassenfensters nicht möglich ist, das Verfahren bei restriktiven Schnitten anzuwenden. Aus dieser Anpassung ergibt sich eine Untergrunderwartung für das Signalmassenfenster von 5.68 Ereignissen. Diese wird auf die Anzahl der Einträge bei verschärften Schnitten skaliert und man erhält 1.72 Untergrundereignisse bezogen auf $10.6 \cdot 10^6$ $b\bar{b}$ -Hemisphären in den $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Daten. Diese Zahl wird auf die 3.96 Millionen hadronischen Z^0 -Zerfälle, die in den ALEPH-Daten zur Verfügung stehen, normiert und es ergibt sich somit eine Untergrunderwartung von 0.28. Die Signalerwartung in den Daten beträgt bei einer Effizienz von 13.4% und mit den in Tabelle A.1 angegebenen Verzweigungsverhältnissen 1.34 B_s^0 -Zerfälle im J/Ψ -Kanal. Die Likelihood-Anpassung in den $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Daten ist in Abbildung 4.11(a) gezeigt.

Untergrunderwartung im $\Psi(2S)$ -Kanal

Im Falle des B_s^0 -Zerfalls über den $\Psi(2S)$ -Zustand wurde dasselbe Verfahren der Likelihood-Anpassung wie im J/Ψ -Kanal durchgeführt. Allerdings stehen hier noch weniger Ereignisse zur Verfügung, weil die Leptonen, die für die Rekonstruktion der $\Psi(2S)$ -Resonanz herangezogen werden, eine höhere Energie besit-

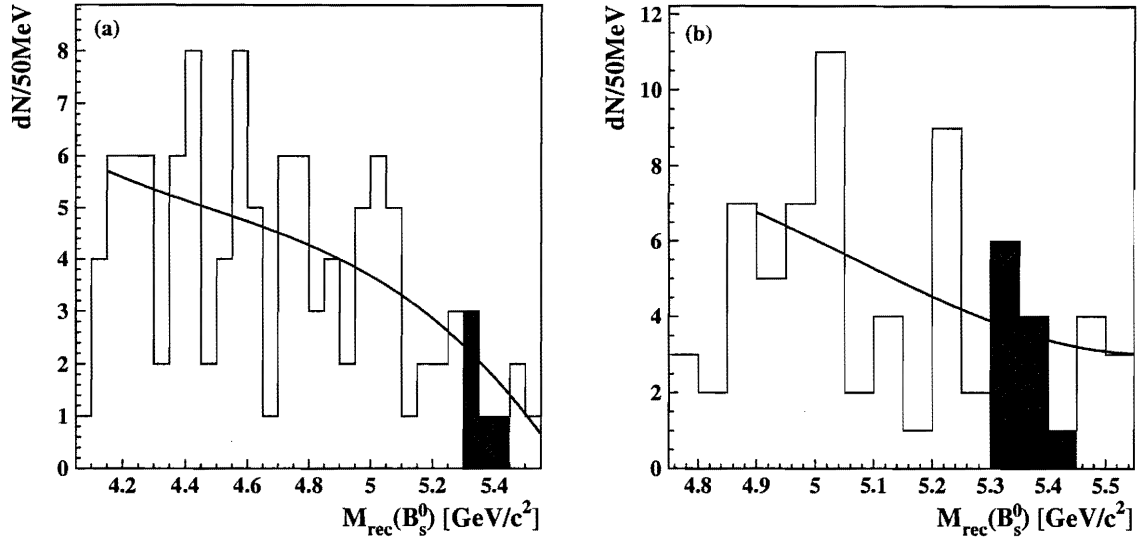


Abbildung 4.11: Die Likelihood-Anpassung an die $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Daten mit gelockerten Schnitten zur Bestimmung der Untergrunderwartung. (a) J/Ψ -Kanal, (b) $\Psi(2S)$ -Kanal.

zen müssen als für die J/Ψ -Rekonstruktion, damit sie zusammen eine invariante Masse von $3.4 - 3.8 \text{ GeV}/c^2$ erreichen. Damit ist auf natürliche Weise der $\Psi(2S)$ -Kanal weniger untergrundbelastet und es reichen vergleichsweise lockere Schnitte für eine ausreichende Unterdrückung des Untergrunds aus. Folgende zwei Schnitte werden angelegt: Der B-Impuls $\vec{p}_B$ muss größer als $25 \text{ GeV}/c$ sein und die fehlende Energie in der Ereignishemisphäre E^{miss} darf nicht mehr als 10 GeV betragen. Als gelockerter Schnitt für die Likelihood-Anpassung wird ein B-Impuls von mehr als $10 \text{ GeV}/c$ verlangt.

Damit erhält man in den $b\bar{b}$ -Monte-Carlo-Daten 5.68 Untergrundereignisse im Signalmassenfenster für den lockeren Schnitt und mit einem Skalierungsfaktor von 0.085 eine Untergrunderwartung von 0.48 im Signalbereich. Skaliert auf $3.96 \cdot 10^6$ hadronische Z^0 -Zerfälle ergibt sich eine Untergrunderwartung in den Daten von 0.08 Ereignissen. Da die Verzweungsverhältnisse für den $\Psi(2S)$ -Kanal nicht gemessen sind, kann auch die Signalerwartung in den Daten nicht genau bestimmt werden. Geht man aber davon aus, dass die Verzweungsverhältnisse bis auf den Zerfall $\Psi(2S) \rightarrow l^+ l^-$ nicht signifikant kleiner sind als im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$, dann kann für eine Effizienz von etwa 25% die Signalerwartung mit < 0.8 abgeschätzt werden. Das Resultat der Selektion von einem Kandidaten im Signalmassenfenster ist mit diesem Wert gut verträglich und der B_s^0 -Kandidat wird im weiteren Verlauf der Analyse berücksichtigt.

Kapitel 5

Bestimmung der B_s^0 -Masse

Zur Bestimmung der Masse ist es von absoluter Wichtigkeit, die Kandidaten, die nach der Selektion übrig bleiben, genauestens zu überprüfen und mögliche Alternativhypothesen auszuschließen. Da es nicht möglich ist, über die Schnitte eine hundertprozentige Reinheit zu erzielen, besteht immer eine geringe Restwahrscheinlichkeit, dass einer oder mehrere der Kandidaten Untergrundereignisse sind. So kann z.B. eine Spur eines Kandidaten sowohl mit der Kaon- als auch mit der Pion-Hypothese verträglich sein. In diesem Fall wird die Masse des Kandidaten mit der Pion-Hypothese neu berechnet. Stimmt diese mit weniger als 3σ mit der B_d^0 -Masse überein, ist nicht mehr auszuschließen, dass der Kandidat von einem B_d^0 -Zerfall stammt und scheidet für die Massenbestimmung aus.

Zur Analyse der einzelnen Kandidaten werden diese in DALI [41], der ALEPH-Software zur Visualisierung einzelner Ereignisse, betrachtet. Dadurch können auf einfache Weise mögliche Fehler bei der Spurrekonstruktion identifiziert werden. Zusätzlich erlaubt DALI eine interaktive Rekonstruktion von Sekundärvertices, womit mögliche Alternativhypothesen für das Ereignis getestet werden können.

Im folgenden werden die Ergebnisse der Selektion — getrennt für die beiden Kanäle — vorgestellt.

5.1 Kandidaten im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$

Im Massenfenster zwischen $5.3 \text{ GeV}/c^2$ und $5.45 \text{ GeV}/c^2$ verbleiben nach der Selektion zwei Kandidaten (Abbildung 5.1(a)). Durch die Optimierung der Schnitte wurde erreicht, dass die Erwartung für Untergrundereignisse im Signalbereich auf 0.28 Ereignisse sank. In den beiden folgenden Abschnitten werden diese zwei Kandidaten visuell untersucht und auf Alternativhypothesen geprüft, bevor dann entschieden wird, ob sie in die Messung eingehen oder verworfen werden müssen.

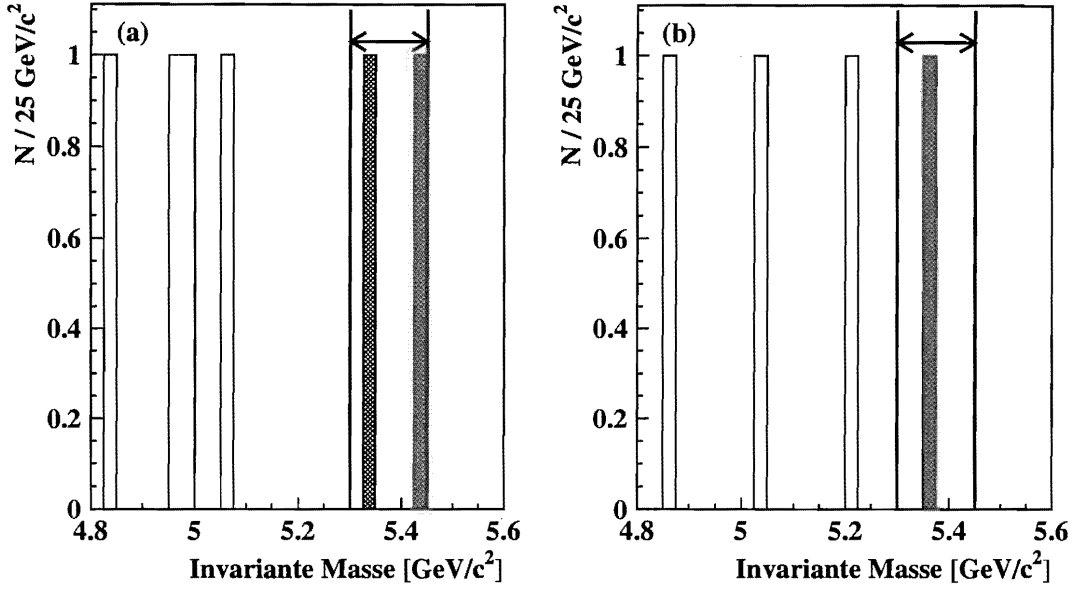


Abbildung 5.1: Invariante Masse der selektierten B_s^0 -Kandidaten in den Zerfallskanälen (a) $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und (b) $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$.

5.1.1 Der erste Kandidat

Der erste Kandidat ist ein Ereignis mit einem Elektron-Positron-Paar als Tochterprodukte des J/Ψ . Die gemessene Masse des B_s^0 ist $m_{B_s^0} = 5.3376 \pm 0.0027 \text{ GeV}/c^2$. Das Ereignis ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Man erkennt den deutlich separierten Sekundärvertex, von dem vier geladenen Spuren ausgehen. Die Zerfallslänge beträgt $2.56 \pm 0.10 \text{ mm}$. Um den rekonstruierten Vertex ist die 3σ -Fehlerellipse aus der Vertexanpassung gezeichnet. Alle vier Spuren sind damit verträglich. Die gestrichelte Linie gibt die Richtung des B_s^0 -Impulses an, der $28.3 \text{ GeV}/c$ beträgt.

Die beiden Kaonen besitzen einen Impuls von $1.14 \text{ GeV}/c$ und $1.83 \text{ GeV}/c$. Ihre invariante Masse summiert sich auf $1.047 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$ und die Kaonen stammen wohl aus dem direkten Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi K^+ K^-$ oder aus dem Ausläufer der Breit-Wigner-Verteilung, da die nominelle Φ -Masse $1.019 \text{ GeV}/c^2$ (A.1) beträgt. Der spezifische Energieverlust dE/dx in der TPC ist innerhalb von 2 Standardabweichungen mit der Kaon-Hypothese verträglich.

Das J/Ψ besitzt eine gemessene Masse von $3.025 \pm 0.019 \text{ GeV}/c^2$ und zerfällt in ein e^+e^- -Paar mit einem Impuls von $4.3 \text{ GeV}/c$ (Positron) und $20.5 \text{ GeV}/c$ (Elektron). Sie bilden einen gemeinsamen dreidimensionalen Vertex mit einer χ^2 -Vertexwahrscheinlichkeit von 8%. Da sie eine niedrige invariante Masse aufweisen, wurde untersucht, ob eines der beiden Leptonen ein Bremsstrahlungsphoton emittiert hat. Dazu wurde im elektromagnetischen Kalorimeter in der Umgebung der Elektronen nach Energiedepositionen gesucht. Hierbei konnten zwei potentielle Photonkandidaten extrahiert werden, mit einem Impuls von $3.04 \text{ GeV}/c$ bzw. $0.48 \text{ GeV}/c$. Anschließend wurde aus der Impulsrichtung der Winkel zu den

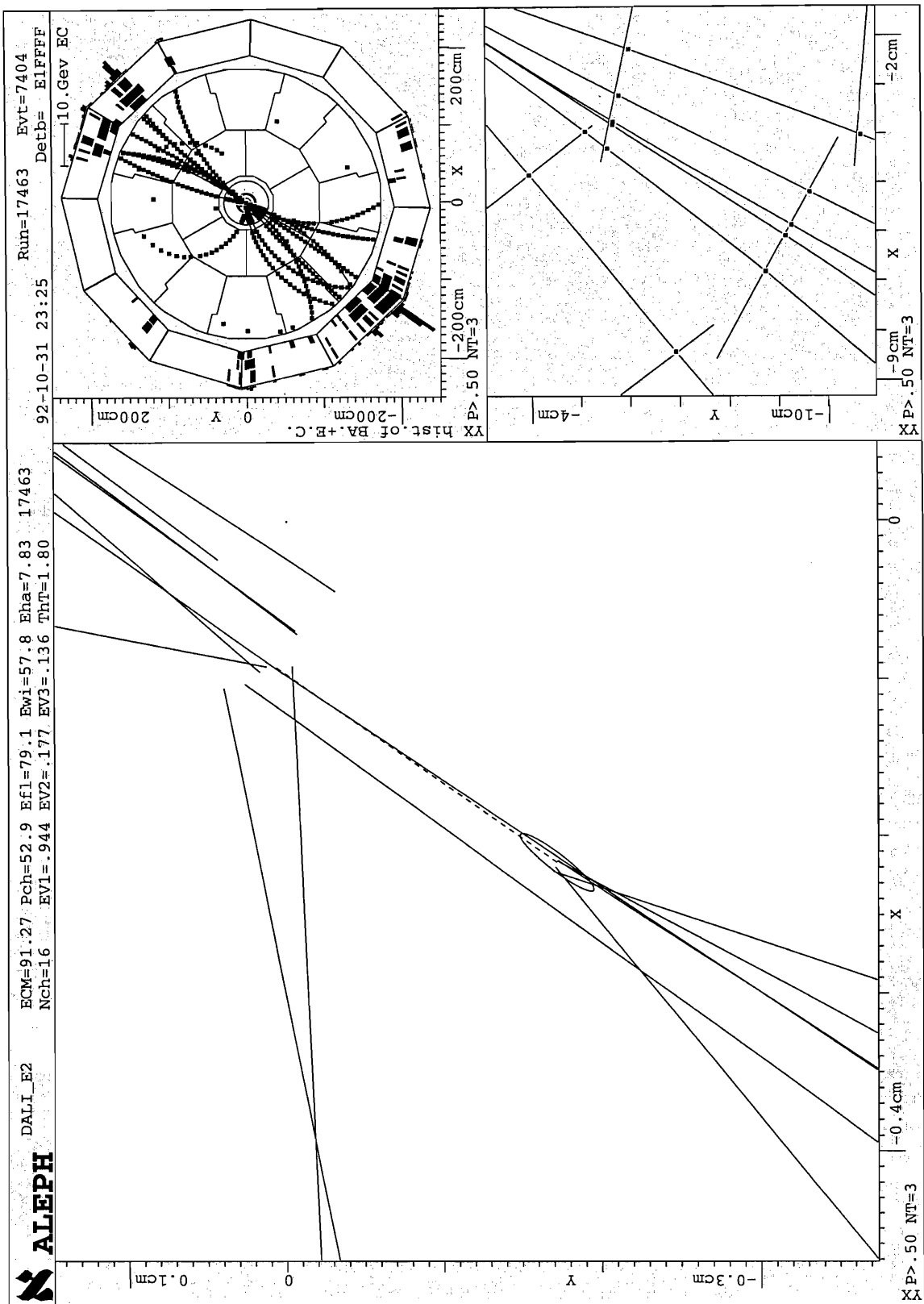


Abbildung 5.2: Rekonstruiertes Ereignis im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$, $J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$ und $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ (Kandidat 1). Die Spuren sind auf die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung projiziert. Die linke Seite zeigt eine Detailaufnahme mit dem Vertex des B_s^0 (Ellipse) und den vier Spuren der Zerfallsprodukte. Rechts oben ist eine Großaufnahme mit dem ECAL gezeigt. Im Bild rechts unten sind die Spurpunkte in den beiden Lagen des Vertexdetektors zu sehen.

beiden Leptonen berechnet und der Ort der Abstrahlung abgeschätzt. Danach kommt das niederenergetische Photon für ein Bremsstrahlungsphoton, das von dem Positron emittiert wurde, am ehesten in Frage. Der Winkel zwischen den beiden Teilchen beträgt 0.004° . Durch Extrapolation der Impulsrichtung des Photons zum Zentrum des Detektors hin wurde versucht den Produktionsort zu bestimmen. Danach entstand das Photon möglicherweise bei einer Wechselwirkung des Positrons mit der Detektorwand zwischen ITC und TPC. Da diese Zuordnung aber nicht eindeutig ist bzw. signifikant gegen andere Hypothesen abgegrenzt werden kann, wird der Fehler in der systematischen Unsicherheit der J/Ψ -Masse im Elektronkanal berücksichtigt.

Alle vier Spuren, die den B_s^0 -Vertex bilden, sind in den Spurkammern gut gemessen und weisen zwei Treffer im Vertexdetektor auf. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass alle Spuren mit dem Primärvertex verträglich sind (b-tag) ist $8 \cdot 10^{-8}$. Die fehlende Energie in der Hemisphäre des Kandidaten beträgt 3.8 GeV.

Das Ereignis wurde auf mehrere Alternativhypothesen geprüft. Dazu wurde zum einen den beiden Kaonen abwechselnd die Pion-Masse zugewiesen, um den Kandidaten auf einen möglichen Zerfall $B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K^\pm \pi^\mp$ zu testen. Zusätzlich wurde derselbe Prozess mit der fünften Spur, die mit dem Vertex verträglich ist, untersucht. Dabei wurde abwechselnd eine der Kaonspuren weggelassen. In allen Kombinationen konnte die Alternativhypothese mit mindestens 10 Standardabweichungen bezüglich der präzise gemessenen Masse des B_d^0 (Tab. A.1) verworfen werden. Ebenfalls getestet wurde der Zerfall $B^- \rightarrow J/\Psi K^- \pi^- \pi^+$ unter Berücksichtigung aller fünf Spuren. Auch hier konnten alle möglichen Kombinationen in der Teilchenzuordnung auf Grund ihrer Masse mit großer Signifikanz ausgeschlossen werden.

5.1.2 Der zweite Kandidat

Das zweite B_s^0 -Ereignis, das im J/Ψ -Kanal selektiert wurde, besitzt eine Masse von $5.4358 \pm 0.0044 \text{ GeV}/c^2$. Das Ereignis ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Es gibt zwei energiereiche Spuren mit einem Impuls von 9.1 GeV/c und 17.6 GeV/c, die sowohl das elektromagnetische als auch das hadronische Kalorimeter durchdringen und zusammen mit den Treffern in den Myonkammern eindeutig als Myonen identifiziert werden. Diese beiden Myonen bilden zusammen einen Vertex mit einer χ^2 -Vertexwahrscheinlichkeit von 71% und ihre invariante Masse von $3.093 \pm 0.017 \text{ GeV}/c^2$ ist in guter Übereinstimmung mit der nominellen Masse des J/Ψ .

Die Φ -Resonanz setzt sich aus zwei Kaonen mit einem Impuls von 0.84 GeV/c und 0.58 GeV/c zusammen. Trotz des niedrigen Impulses sind beide Spuren in den Spurkammern sehr gut gemessen und weisen jeweils zwei Treffer im Vertexdetektor auf. Ihr gemessener spezifischer Energieverlust ist mit der Kaon- als auch mit der Pion-Hypothese verträglich. Eine eindeutige Entscheidung lässt sich in diesem Impulsbereich nicht treffen. Die invariante Masse der beiden Kaonen

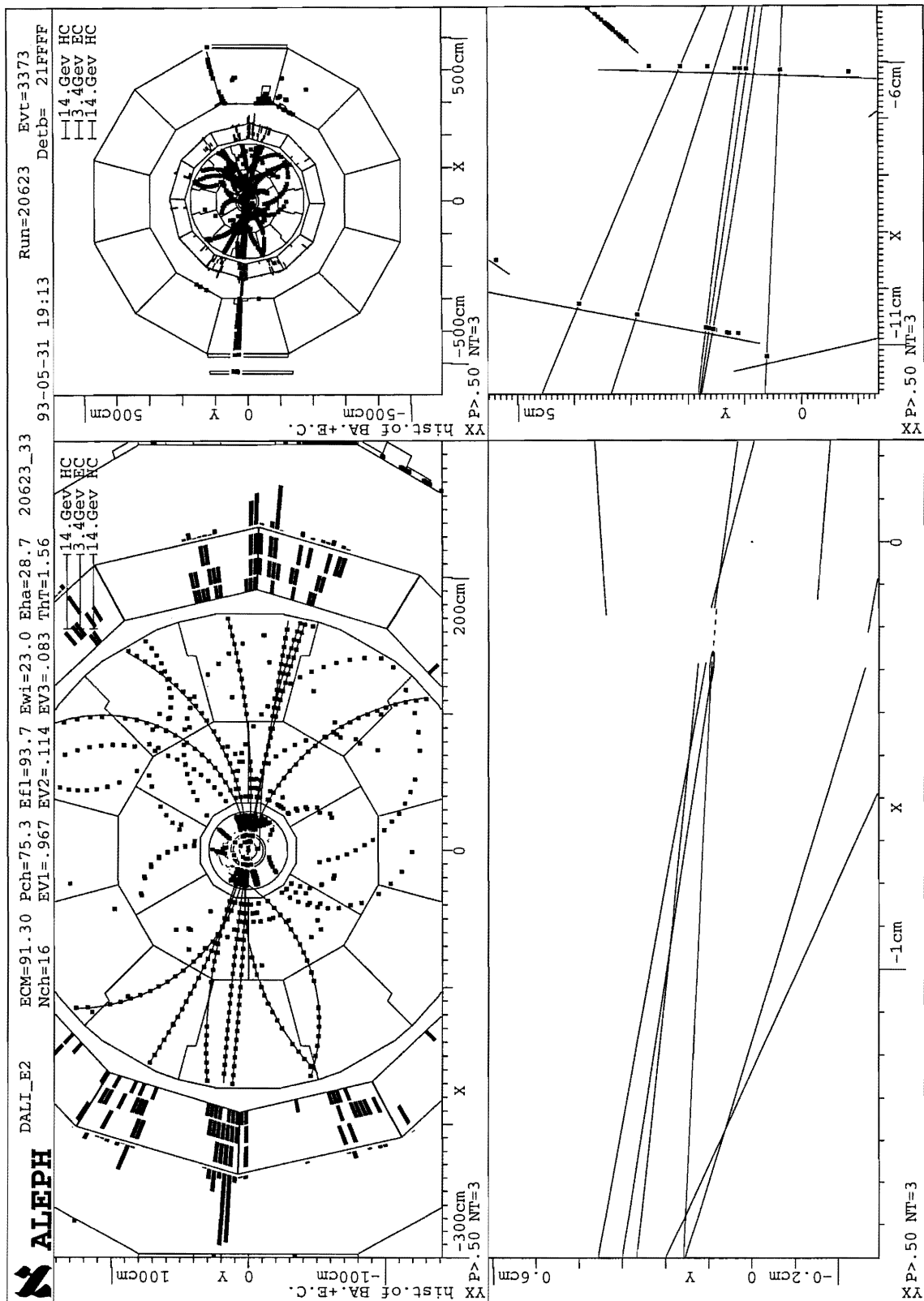


Abbildung 5.3: Zweiter Kandidat im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ mit einem $\mu^+ \mu^-$ -Paar. Links oben: Fischaugenaufnahme des Ereignisses. Links unten: Nahaufnahme mit dem B_s^0 -Vertex. Rechts oben: Großaufnahme mit HCAL und Myonkammern. Man erkennt die Einträge der beiden rekonstruierten Myonen. Rechts unten: Nahaufnahme des Vertexdetektors.

beträgt $1.028 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$. Unter Berücksichtigung der Massenauflösung und der natürlichen Breite der Φ -Resonanz, die bei $4.5 \text{ MeV}/c^2$ liegt, ist die invariante Masse der Kaonen mit der Φ -Masse verträglich.

Diese vier Spuren bilden zusammen einen dreidimensionalen Vertex mit einer χ^2 -Wahrscheinlichkeit von 6%, dessen Abstand zum Primärvertex $2.52 \pm 0.19 \text{ mm}$ beträgt. Es gibt keine weitere Spur, die an diesen Vertex angepasst werden könnte. Aus der geringen fehlenden Energie von 1.7 GeV werden semileptonische Kaskadenzerfälle ausgeschlossen.

Folgende weitere Hypothesen wurden überprüft:

1. Unter Ausschluss einer der beiden Kaonspuren wurden die verbleibenden drei Spuren auf den Zerfall $B^\pm \rightarrow J/\Psi K^\pm$ hin untersucht. Dabei ergab sich die Masse für das Mutterteilchen zu $4.28 \text{ GeV}/c^2$ und $4.49 \text{ GeV}/c^2$. Da diese um mindestens $790 \text{ MeV}/c^2$ unterhalb der Masse des $B^\pm$ liegen und die Massenauflösung für den Myonkanal $6.5 \text{ MeV}/c^2$ beträgt, kann diese Alternativhypothese verworfen werden.
2. Im zweiten Fall wurde jeweils eines der beiden Kaonen als Pion angenommen, so dass der Zerfall $B_d^0/\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K^\pm \pi^\mp$ als möglicher Prozess in Frage kommt. Diese Hypothese kann ausgeschlossen werden, da die Differenz zur B_d^0 -Masse bei mindestens $550 \text{ MeV}/c^2$ liegt. Die invariante Masse der jeweiligen Spurkombinationen beträgt $4.47 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $4.73 \text{ MeV}/c^2$.
3. Zwei mögliche *charm*-Zerfälle wurden ebenfalls in Betracht gezogen. Einmal wurde versucht, die beiden Kaonspuren zu einem D^0 zu kombinieren, wobei, wie im Falle der B_d^0 -Hypothese, jeweils einer der beiden Spuren die Pionmasse zugewiesen wurde. Damit erhält man eine invariante Masse von $0.87 \text{ GeV}/c^2$ und $0.72 \text{ GeV}/c^2$, die die Möglichkeit des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ ($m_{D^0} = 1.864 \pm 0.0005 \text{ GeV}/c^2$ [4]) mit sehr hoher Signifikanz ausschließt.
4. Zusätzlich zu diesen Hypothesen wurde untersucht, ob die beiden geladenen Spuren, die in negativer y-Richtung vom B_s^0 -Vertex verlaufen (Abbildung 5.3, links unten), zu einem gemeinsamen Vertex kombiniert werden können. Dies war nicht möglich, da sie an dem Punkt maximaler Annäherung in der x-y-Ebene zu weit in z-Richtung separiert sind.

5.2 Kandidaten im Kanal $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$

Für den $\Psi(2S)$ -Kanal ist die Untergrunderwartung weniger genau bekannt als für den J/Ψ -Kanal. Deshalb muss hauptsächlich auf der Grundlage der visuellen Untersuchung entschieden werden, ob ein Kandidat für die Bestimmung der B_s^0 -Masse einbezogen wird oder nicht. Das Ereignis ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Das Ereignis enthält in der Signalthemisphäre vier geladene Spuren, die zu-

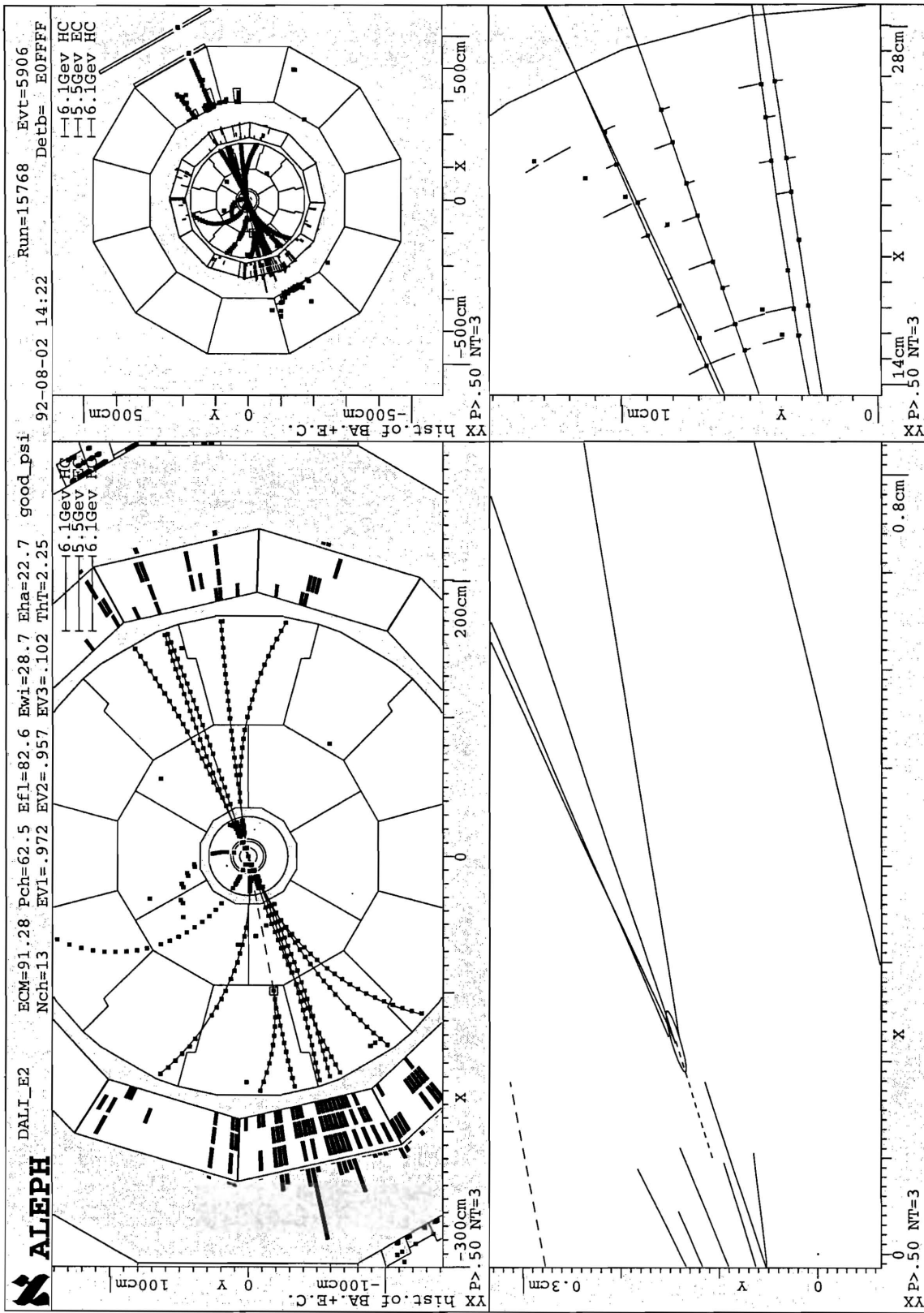


Abbildung 5.4: Das Ereignis $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$, $\Psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\Phi \rightarrow K^+ K^-$. Es ist dieselbe Art der Aufnahmen wie in Abbildung 5.3 gezeigt. Die unterste Spur in der Ereignishemisphäre in der Fischaugenaufnahme ist ein Pion aus dem Zerfall des K_S^0 (siehe Text).

sammen einen Sekundärvertex bilden, dessen 3σ -Fehlerellipse in der Abbildung eingezeichnet ist. Alle vier Spuren weisen einen hohen Impuls auf. Zwei Spuren mit einem Impuls von 13.5 und 16.2 GeV/c werden als Myonen identifiziert und bilden einen dreidimensionalen Vertex. Die invariante Masse des $\mu^+\mu^-$ -Paares beträgt $3.699 \pm 0.020 \text{ GeV}/c^2$ in guter Übereinstimmung mit der $\Psi(2S)$ -Masse von $3.686 \text{ GeV}/c^2$ (A.1). Die anderen beiden Spuren ergeben ebenfalls einen guten Vertex (χ^2 -Wahrscheinlichkeit: 33%) und besitzen eine invariante Masse von $1.021 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$, das entspricht einer Abweichung von 1.3σ von der nominalen Masse der Φ -Resonanz. Die Kaonhypothese aus der Messung des spezifischen Energieverlusts erfüllen beide Spuren innerhalb von 1.5 bzw. 0.5 Standardabweichungen. Mit ihren Impulsen von 5.1 GeV/c und 7.1 GeV/c können ihnen die meisten Spurpunkte in der TPC und ITC eindeutig zugewiesen werden. Desweiteren wurde für jede der vier Spuren mindestens ein Treffer im VDET registriert. Damit ist auch die Bestimmung der Impaktparameter und damit der Zerfallslänge ($4.44 \pm 0.16 \text{ mm}$) ein verlässliches Argument für ein Signalereignis.

Das B_s^0 -Meson trägt einen Impuls von 41.7 GeV/c und damit fast die gesamte Strahlenergie. Es gibt nur zwei weitere Spuren in dieser Hemisphäre. Sie tragen entgegengesetzte Ladungen und haben einen Impuls von 0.27 GeV/c und 1.4 GeV/c. Zusammen ergeben sie einen sehr guten Vertex und besitzen eine invariante Masse von $0.488 \text{ GeV}/c^2$ in guter Übereinstimmung mit der Masse des K_s^0 . Damit werden die beiden Spuren als Produkte des Zerfalls $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ identifiziert. Ein weiteres Argument, das einen semileptonischen Zerfall ausschließt, ist die fehlende Energie in der Hemisphäre. Sie beträgt 0.6 GeV.

Die Alternativhypothesen des Prozesses $B_d^0 \rightarrow \Psi(2S) K^- \pi^+$ und die des ladungskonjugierten Zerfalls eines $\bar{B}_d^0$ wurden, durch Zuweisung der Pion-Masse für eines der Kaonen, getestet und können abermals mit hoher Signifikanz (mehr als 10 Standardabweichungen auf die Masse des B_d^0) verworfen werden.

Da keine der Ereignisvariablen einen Wert aufweist, der eine Zweideutigkeit in seiner Interpretation zulässt, kann dieses Ereignis als "goldener Kandidat" bezeichnet werden. Die Masse des B_s^0 -Mesons in diesem Ereignis ist $5.3712 \pm 0.0039 \text{ GeV}/c^2$.

Dieser Kandidat war einer der zwei in der ALEPH-Messung von 1993 [6]. Ein Vergleich der beiden findet sich in Abschnitt 6.1.1.

In Tabelle 5.1 sind die wichtigsten Werte der Ereignisvariablen aller drei Kandidaten aufgeführt.

5.3 Kombination der Kanäle und Bestimmung der Masse des B_s^0

Da bei der visuellen Überprüfung keiner der Kandidaten verworfen werden musste, werden alle drei Ereignisse in die Bestimmung der B_s^0 -Masse einbezogen. Da-

Run / Event	$J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$ 17463 / 7404	$J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 20623 / 3373	$\Psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 15768 / 5906
$m_{B_s^0}$ [GeV/c ²]	5.3376	5.4358	5.3712
$\sigma_{m_{B_s^0}}^{stat}$ [GeV/c ²]	0.0027	0.0044	0.0040
$m_{J/\Psi, \Psi(2S)}$ [GeV/c ²]	3.025	3.093	3.699
m_{Φ} [GeV/c ²]	1.047	1.028	1.021
$\left \frac{\Delta m_{B_s^0}}{m_{B_s^0}} \right $ [%]	28.3	28.0	41.7
E_{miss} [GeV/c]	3.8	1.7	0.6
l/σ_l	25.2	13.4	27.8

Tabelle 5.1: Werte der wichtigsten Ereignisvariablen der drei B_s^0 -Kandidaten. $\sigma_{m_{B_s^0}}$ bezeichnet den individuellen Massenfehler ohne die Korrektur auf Bremsstrahlungseffekte.

zu wird ein gewichteter Mittelwert der Einzelmessungen gebildet. Im folgenden werden die Kandidaten zur einfacheren Unterscheidung mit ihrer Run-Nummer (siehe Tabelle 5.1) indiziert.

Der statistische Fehler ergibt sich für jeden Kandidaten getrennt aus der Unsicherheit der individuellen Messung seiner Masse. Darin gehen jeweils die Kovarianzmatrizen der Spurrekonstruktion der vier Zerfallsprodukte und der Vertexanpassungen ein. Damit werden auch die Fehler der Massen des Φ und des J/Ψ bzw. $\Psi(2S)$ berücksichtigt. Die statistischen Fehler der drei Kandidaten sind in Tabelle 5.1 angegeben.

In dem Einzelfehler, der sich aus den Unsicherheiten bei der Spur- und Vertexrekonstruktion ergibt, werden mögliche Bremsstrahlungsverluste der Elektronen nicht vollständig berücksichtigt. Deshalb wird in den Signal-Monte-Carlo-Daten die Verteilung der Einzelmassenfehler aller richtig rekonstruierten B_s^0 -Ereignisse mit einem e^+e^- -Paar im Endzustand untersucht. Der Mittelwert dieser Verteilung ist der mittlere Einzelfehler der B_s^0 -Massen und beträgt 6.9 MeV/c². In Abschnitt 4.5 wurde die Massenauflösung zu 7.9 MeV/c² bestimmt, so dass der Ereignisfehler den wahren Fehler unterschätzt. Deshalb wird ersterer mit dem Verhältnis aus den beiden Unsicherheiten skaliert. Es ergibt sich folgender Fehler für den Kandidaten:

$$\sigma_{m_{17463}} = 0.0031 \text{ GeV/c}^2. \quad (5.1)$$

Im Falle des Myon-Zerfalls stimmen die Massenauflösung (Abb. 4.5(e)) und der mittlere Einzelfehler innerhalb ihrer Genauigkeiten überein, so dass hier keine

Korrektur des Einzelfehlers notwendig ist.

Die individuellen Fehler der drei Kandidaten werden quadratisch gewichtet und man erhält für die Kombination aus den Einzelmessungen für die Masse des B_s^0 :

$$m_{B_s^0} = 5.3707 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2. \quad (5.2)$$

5.3.1 Systematische Fehler

Möglichkeiten für systematische Fehler sind falsch zugeordnete Spürpunkte in VDET, ITC und TPC, schlecht gemessene Spürpunkte in der ITC oder Unsicherheiten bei der Anpassung einer Spur an eine Helix. Diese Effekte können einen großen Einfluss auf die Masse der einzelnen Kandidaten haben. Bei der Überprüfung waren in keinem der Fälle offensichtliche Fehler in der Ereignisrekonstruktion erkennbar.

In einer früheren Untersuchung [6] wurde festgestellt, dass der dominante Anteil des systematischen Fehlers aus der Ungenauigkeit in der absoluten Massenskala des Detektors kommt. So findet z.B. eine systematische Unsicherheit bei der Messung des Öffnungswinkels zweier Spuren direkt Eingang in die Berechnung der Masse.

Um die Genauigkeit der absoluten Massenskala des ALEPH-Detektors abzuschätzen, wird in den Daten der Prozess $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ untersucht. Dieser Zerfall eignet sich sehr gut für eine Studie dieser Art, da das J/Ψ eine sehr scharfe Resonanz besitzt und die Myonpaare mit hoher Reinheit rekonstruiert werden können. Der Massenverteilung der richtig rekonstruierten Ereignisse wird eine Gauß-Kurve angepasst und deren Mittelwert anschließend mit der präzise gemessenen Masse [4] des J/Ψ verglichen. Daraus ergibt sich eine Verschiebung der gemessenen zu der nominellen Masse, die innerhalb der Messgenauigkeit liegt. Deshalb wird als Fehler die statistische Genauigkeit der rekonstruierten J/Ψ -Masse verwendet. Sie beträgt $1.3 \text{ MeV}/c^2$. Skaliert auf die Massenskala des B_s^0 -Mesons liefert dieser Wert einen Beitrag zum systematischen Fehler der B_s^0 -Masse von $2.2 \text{ MeV}/c^2$. Diese Fehlerabschätzung ist konservativ, da der tatsächliche Einfluss auf die Massenmessung auf Grund der zusätzlichen Randbedingung, die an die invariante Masse der Leptonspuren gestellt wurde, geringer ist.

Somit ergibt sich der systematische Fehler zu:

$$\sigma_{m_{B_s^0}}^{sys} = 0.0022 \text{ GeV}/c^2. \quad (5.3)$$

Da sich die Unsicherheit in der Massenskala in gleicher Weise auf alle selektierten Ereignisse auswirkt, kann davon ausgegangen werden, dass die systematischen Fehler der drei Ereignisse vollständig korreliert sind. Unter dieser Annahme ergibt sich aus dieser Messung unter Berücksichtigung des statistischen und des systematischen Fehlers folgender Wert für die Masse des B_s^0 -Mesons:

$$m_{B_s^0} = 5.3707 \pm 0.0021(\text{stat.}) \pm 0.0022(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (5.4)$$

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse

6.1 Vergleich mit anderen Messungen

Bisher haben neben der ALEPH-Kollaboration drei weitere Kollaborationen die Masse des B_s^0 gemessen. Dies sind die DELPHI- und die OPAL-Kollaboration, deren Experiment ebenfalls am LEP-Speicherring betrieben wurde und die CDF-Kollaboration, die eine der beiden großen Experimente am Fermilab in Chicago betreibt.

6.1.1 Bisherige Messungen mit dem ALEPH-Detektor

Die erste Messung der B_s^0 -Masse mit dem ALEPH-Detektor [6] stammt aus dem Jahre 1993 und benutzte bei der Analyse etwa 1.1 Millionen hadronische Z^0 -Zerfälle, die in den Jahren 1990 – 1992 aufgezeichnet wurden. Die Analysemethode dieser Messung ist der hier vorgestellten sehr ähnlich. Es wurden ebenfalls die beiden Kanäle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ untersucht und zusätzlich die Prozesse $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$, $B_s^0 \rightarrow D_s^- a_1^+$ und $B_s^0 \rightarrow K^- \bar{D}^0 \pi^+$. Das D^0 zerfällt dabei weiter in ein K^- und ein π^+ , während für das D_s^+ die drei Kanäle $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} K^+$ und $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^0 K^+$ zur Analyse herangezogen wurden. Das Φ wurde wie in dieser Arbeit über ein Paar geladener Kaonen rekonstruiert.

Um Untergrundereignisse zu unterdrücken, wurden teilweise härtere Selektionsschnitte als in dieser Arbeit angelegt. So wurde von den Kaonen, die aus dem Zerfall eines D-Mesons stammen, ein Mindestimpuls von 2 GeV/c verlangt und der spezifische Energieverlust in der TPC musste mit mindestens 2σ mit der Kaonhypothese verträglich sein. Einzig für die Kaonen aus dem Φ -Zerfall genügte ein Impuls von 1 GeV/c. Außerdem wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, in denen der Sekundärvertex mindestens 500 μm vom Wechselwirkungspunkt separiert liegt.

Mit dieser Selektion wurden zwei eindeutige B_s^0 -Kandidaten rekonstruiert. Einer in dem Kanal $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \Phi \pi^+$ und ein weiterer in dem Zerfall

$B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$, $\Psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Der zweite Kandidat entspricht dem aus Abschnitt 5.2. Die Masse des B_s^0 ergibt sich aus der Kombination der zwei Ereignisse zu:

$$m_{B_s^0} = 5.3686 \pm 0.0056(\text{stat.}) \pm 0.0015(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (6.1)$$

Der individuelle Massenfehler des Kandidaten im $\Psi(2S)$ -Kanal hat sich durch die schon mehrfach erwähnte Reprozessierung der Daten zwischenzeitlich verringert. 1993 wurde er mit $4.3 \text{ MeV}/c^2$ angegeben, während er sich in dieser Analyse zu $3.9 \text{ MeV}/c^2$ ergibt.

6.1.2 Weitere Analysen anderer LEP-Experimente

OPAL

Die OPAL-Kollaboration bestimmte die B_s^0 -Masse im Rahmen einer allgemeinen Analyse exklusiver Zerfallskanäle von B-Mesonen [42, 43]. In 1.23 Millionen hadronischen Z^0 -Zerfällen der Jahre 1990 – 1992 konnte ein eindeutiger Kandidat im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$, wobei $J/\Psi \rightarrow e^+ e^-$, rekonstruiert werden. Damit ergibt sich die B_s^0 -Masse zu:

$$m_{B_s^0} = 5.359 \pm 0.019(\text{stat.}) \pm 0.007(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (6.2)$$

Der im Vergleich zu der ALEPH-Messung signifikant höhere Fehler resultiert aus der sehr konservativen Fehlerabschätzung.

Zusätzlich wurden sechs Ereignisse des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ gefunden. Diese wurden aber bei der Berechnung der Masse nicht berücksichtigt, da die Untergrundwahrscheinlichkeit zu groß war.

DELPHI

Auf der Basis dreier Kandidaten in den Zerfallsmoden $D_s^- \pi^+$, $D_s^- a_1^+(1260)$ und $J/\Psi \Phi$ bestimmte die DELPHI-Kollaboration die Masse des B_s^0 zu [44]:

$$m_{B_s^0} = 5.374 \pm 0.016 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2, \quad (6.3)$$

wobei der erste Fehler den statistischen sowie den systematischen Fehler aus allen Untergrundquellen angibt und der zweite Fehler die Unsicherheit in der Massenauflösung repräsentiert. Die drei Ereignisse verteilen sich auf die verschiedenen untersuchten Zerfallskanäle. Die Analyse basiert auf einer niedrigeren Anzahl an hadronischen Z^0 -Zerfällen als die der anderen LEP-Experimente, da nur die 750 000 Ereignisse benutzt wurden, die 1992 mit dem DELPHI-Detektor aufgezeichnet wurden. Im Unterschied zu der hier vorgestellten Analyse wurde zur Rekonstruktion des J/Ψ nur der myonische Zerfall untersucht. Dadurch wird das Problem der schlechteren Massenauflösung des J/Ψ auf Grund von Bremsstrahlungsphotonen im Zerfallskanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ vermieden, allerdings verringert sich auch das Verzweungsverhältnis etwa um einen Faktor 2 und damit die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse.

6.1.3 Die CDF-Analyse

Das CDF-Experiment am Fermilab liefert bisher das einzige publizierte Ergebnis zur B_s^0 -Masse, das nicht von einem der LEP-Experimente stammt [45]. Die B_s^0 -Mesonen werden in $p\bar{p}$ -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 1.8\text{ TeV}$ erzeugt. Die Messung erfolgte durch die exklusive Rekonstruktion der Zerfallskette $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$, $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\Phi \rightarrow K^+ K^-$. Auf Grund des höheren Wirkungsquerschnitts und der Fähigkeit des CDF-Detektors auf myonische Ereignisse zu triggern, konnten bei dieser Analyse 32 Kandidaten selektiert werden. Damit wird der statistische Fehler nicht wie bei den anderen Experimenten aus dem individuellen Massenfehler der Kandidaten berechnet, sondern es ist möglich, der Massenverteilung eine Funktion anzupassen und daraus den Fehler zu bestimmen. Das Ergebnis dieser Messung ist:

$$m_{B_s^0} = 5.3699 \pm 0.0023(\text{stat.}) \pm 0.0013(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (6.4)$$

6.2 Kombination mit bisherigen Messungen

Die vier Messungen, die im vorhergehenden Abschnitt vorgestellt wurden, liefern die Werte für die Bestimmung des Weltmittelwerts der B_s^0 -Masse. Die Masse, die mit den 6 Kandidaten im $D_s^- \pi^+$ -Kanal bei OPAL gemessen wurde, sowie eine erste Messung von CDF aus dem Jahre 1993 gehen nicht in die Berechnung des Weltmittelwerts ein. Der Weltmittelwert beträgt [4] ohne die Messung dieser Arbeit:

$$m_{B_s^0} = 5.3696 \pm 0.0024 \text{ GeV}/c^2. \quad (6.5)$$

Dieser wurde bisher von der CDF-Messung dominiert. Durch deren hohe Statistik im Vergleich zu den anderen Experimenten, ist deren statistischer Fehler um mindestens einen Faktor 2.4 kleiner als bei den älteren LEP-Messungen. Durch die Hinzunahme der vorliegenden Messung wird der statistische Fehler des Weltmittelwerts um etwa 20% verkleinert. Für einen endgültigen Wert ist eine genauere Bestimmung des systematischen Fehlers notwendig. Besonders erwähnenswert ist die Verringerung des statistischen Fehlers im Vergleich zu der älteren ALEPH-Messung, bedingt durch die Reprozessierung der Daten und wegen der erfolgreichen Selektion von drei B_s^0 -Kandidaten. Abbildung 6.1 zeigt alle Ergebnisse der verschiedenen Messungen.

6.3 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorgestellten Arbeit wurde eine Suche nach B_s^0 -Mesonen mittels der Rekonstruktion der beiden exklusiven Zerfälle $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ und $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ durchgeführt. Ziel der Analyse war die Bestimmung der Masse des neutralen B_s -Mesons.

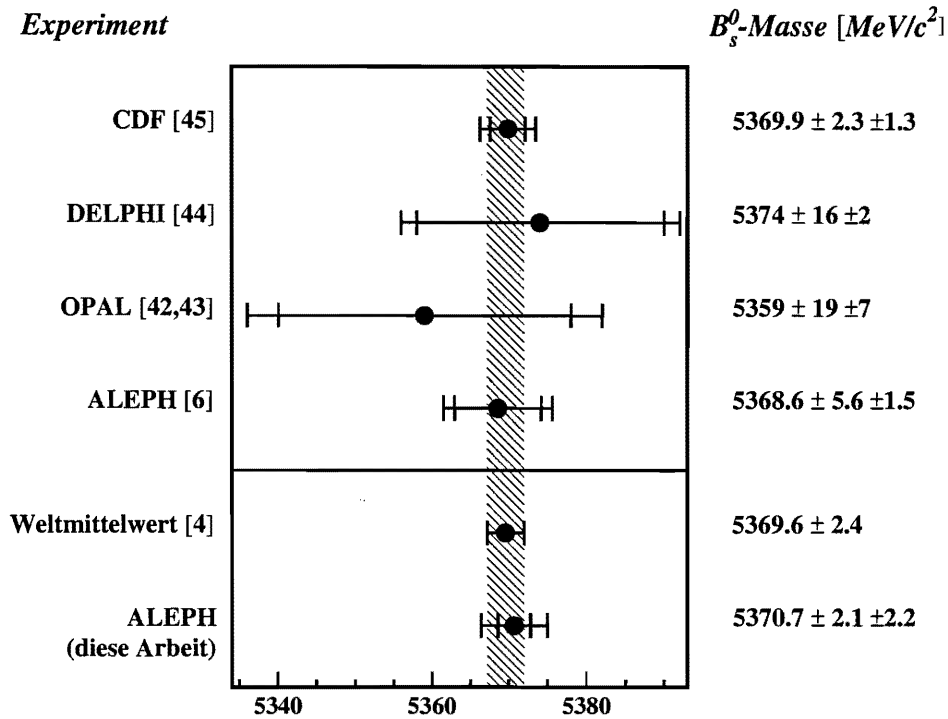


Abbildung 6.1: Übersicht über bisherige Messungen der B_s^0 -Masse. Außer dieser Arbeit sind nur jene angegeben, die Eingang in den Weltmittelwert finden.

Die Messung basierte auf einem Datensatz von etwa 4 Millionen hadronischen Z^0 -Zerfällen, die in den Jahren 1991 - 1995 mit dem ALEPH-Detektor am LEP aufgezeichnet wurden. Die Hauptschwierigkeit der Analyse bestand darin, die wenigen erwarteten Signalereignisse aus der großen Zahl der Ausgangsdaten herauszufiltern und gleichzeitig unerwünschte Untergrundereignisse zu unterdrücken. Bei der Rekonstruktion der Zerfälle wurde die typische Topologie der Signalereignisse ausgenutzt. Wegen ihrer eindeutigen und einfachen Signatur eigneten sich diese Zerfälle sehr gut für eine exklusive Rekonstruktion und wurden auch deshalb für diese Messung ausgewählt.

Die Analyse verlief in mehreren Schritten. Im ersten Schritt wurden die beiden direkten Zerfallsprodukte des B_s^0 , das Φ -Meson und das J/Ψ - bzw. $\Psi(2S)$ -Meson, rekonstruiert. Aus den Daten wurden hierfür Spurpaare entgegengesetzter Ladung zu einem gemeinsamen Vertex kombiniert und ihre invariante Masse auf ihre Verträglichkeit mit der nominellen Masse der jeweiligen Subresonanz hin überprüft. Im Falle des J/Ψ und $\Psi(2S)$ wurde dazu die Standardleptonselektion der ALEPH-Kollaboration gemäß den Anforderungen dieser Analyse zugunsten einer hohen Effizienz optimiert. Für die Rekonstruktion der Kaonen des Zer-

falls $\Phi \rightarrow K^+ K^-$ wurde eine eigene Selektion entwickelt, die auf einer ALPHA-Software routine basiert, die die Kaonen mit Hilfe ihres mittleren spezifischen Energieverlusts in der TPC identifiziert.

B_s^0 -Zerfälle wurden schließlich mittels einer Vertexanpassung der Zerfallsprodukte rekonstruiert. Vor der Anwendung zusätzlicher Schnitte konnten so vier B_s^0 -Kandidaten im Zerfall $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$ mit einer Signalreinheit von 33% selektiert werden. Im dem weiteren Zerfall $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$ wurde ein Kandidat gefunden.

Im dritten Schritt der Analyse wurde über Schnitte in den Ereignisvariablen der Untergrund auf ein höchstmögliches Maß reduziert. Folgende Größen waren am besten dazu geeignet, zwischen Signal- und Untergrundeignissen zu unterscheiden: Die Ereigniswahrscheinlichkeit, wie gut die geladenen Spuren mit dem Primärvertex verträglich sind (b-tag), die fehlende Energie in der Ereignishemisphäre und die kinematischen Variablen Impuls des B_s^0 -Kandidaten, die Zerfallslängensignifikanz sowie der Winkel zwischen dem Impuls und der Zerfallslänge. Nach diesem Verfahren verblieben zwei B_s^0 -Kandidaten im J/Ψ -Kanal, wobei mehr als 0.37 Untergrundeignisse mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% ausgeschlossen werden konnten. Für den $\Psi(2S)$ -Kanal genügte ein Schnitt auf die b-tag-Variable und den Impuls des B_s^0 -Kandidaten, um dieselbe Untergrunderwartung zu erzielen. Hier verblieb ein B_s^0 -Ereignis in den Daten.

Danach wurden im letzten Schritt die drei Kandidaten visuell untersucht und eingehend auf mögliche Alternativhypothesen geprüft. Keines der drei Ereignisse musste auf dieser Basis verworfen werden und aus ihrer Kombination konnte die Masse des B_s^0 -Mesons gewonnen werden. Das Ergebnis ist:

$$m_{B_s^0} = 5.3707 \pm 0.0021(\text{stat.}) \pm 0.0022(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2. \quad (6.6)$$

Dieser Wert ist verträglich mit den Ergebnissen anderer unabhängiger Messungen und theoretischer Vorhersagen, die auf der Basis nichtrelativistischer Modelle eine Masse von $5.345 - 5.388 \text{ GeV}/c^2$ für das B_s^0 -Meson angeben [46].

Ausblick

Seit der Strahlperiode 1996 bis zu seiner endgültigen Abschaltung im November 2000 wurde der LEP-Speicherring nicht mehr bei der Schwerpunktsenergie der Z^0 -Resonanz betrieben. Die Energie wurde seit Ende 1995 in verschiedenen Schritten bis auf zuletzt 210 GeV erhöht. Damit wurde die Möglichkeit geschaffen, W -Paar Produktion zu studieren und nach Signaturen für Physik jenseits des Standardmodells zu suchen. Der Wirkungsquerschnitt für die Z^0 -Produktion, und somit die Wahrscheinlichkeit für die Produktion von B-Mesonen, hat dabei um mehrere Größenordnungen abgenommen. Damit stellen die in dieser Analyse verwendeten Ereignisse die gesamte Datenmenge dar, die bei LEP zur Bestimmung der B_s^0 -Masse zur Verfügung stehen. Alle vier LEP-Experimente haben die in Frage kommenden Zerfallskanäle bereits untersucht und ihre Ergebnisse publiziert.

Somit kann davon ausgegangen werden, dass es bei LEP keine weitere Messung mehr geben wird. Frühestens ab dem Jahr 2005, wenn der LHC-Beschleuniger in Betrieb gehen wird, wird es am CERN wieder möglich sein, große Mengen von b -Hadronen zu erzeugen. Jedes der angeschlossenen Experimente wird einige Tausend B_s^0 -Mesonen in dem Zerfall nach $J/\Psi \Phi$ registrieren, der wegen seiner eindeutigen Signatur neue Möglichkeiten für Präzisionsmessungen im B_s -Sektor bieten wird.

Im vergangenen Monat haben die beiden Experimente CDF und D0 am Fermilab mit der Datennahme des RUNII begonnen. Auch bei diesen Experimenten wird es in den kommenden Jahren möglich sein, neue Erkenntnisse in der b -Physik zu gewinnen, auch wenn die Bestimmung der B_s^0 -Masse nicht das vordergründige Ziel sein wird.

Ein weiteres Zukunftsprojekt, mit dem die Masse des B_s^0 mit einer 15-fachen Genauigkeit der heutigen gemessen werden könnte, ist das GigaZ-Experiment. Es soll am geplanten e^+e^- -Linearbeschleuniger TESLA bis in etwa 10 Jahren in Betrieb gehen.

Die Erforschung der Eigenschaften und Wechselwirkungen von Quarks stellt einen Schwerpunkt zukünftiger Projekte in der Hochenergiephysik dar. Wenngleich in den vergangenen Jahrzehnten große Fortschritte speziell im Verständnis der Physik schwerer Quarks gemacht wurden, gibt es noch immer eine Vielzahl offener Fragen, deren Beantwortung eine schwierige aber sehr interessante Aufgabe sein wird.

Anhang A

Physikalische Parameter

Parameter	Wert
$m_{J/\Psi}$ $m_{\Psi(2S)}$ m_{Φ} $m_{B_d^0}$ $m_{B^\pm}$	$3096.87 \pm 0.04 \text{ MeV}/c^2$ $3685.96 \pm 0.09 \text{ MeV}/c^2$ $1019.417 \pm 0.014 \text{ MeV}/c^2$ $5279.4 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$ $5279.0 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$
$R_b = \Gamma(Z^0 \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{Hadronen})$ $f_s = BR(\bar{b} \rightarrow B_s^0)$	0.21644 ± 0.00075 0.107 ± 0.014
$BR(B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi)$ $BR(B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi)$ $BR(J/\Psi \rightarrow e^+e^-)$ $BR(J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$ $BR(\Psi(2S) \rightarrow e^+e^-)$ $BR(\Psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)$ $BR(\Phi \rightarrow K^+K^-)$	$(9.3 \pm 3.3) \cdot 10^{-4}$ beobachtet 0.0593 ± 0.0010 0.0588 ± 0.0010 $(8.8 \pm 1.3) \cdot 10^{-3}$ 0.0103 ± 0.0035 0.492 ± 0.007

Tabelle A.1: Physikalische Parameter, die für diese Arbeit von Relevanz sind. Alle Werte sind [4] entnommen.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Produktion von b -Hadronen in Z^0 -Zerfällen	9
2.2	Peterson-Fragmentationsfunktion	10
2.3	Zerfälle neutraler B-Mesonen	11
2.4	Der Zerfall $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$	13
3.1	Der LEP Beschleunigerkomplex	16
3.2	Der Aufbau des ALEPH-Detektors	17
3.3	Der Aufbau des Vertexdetektors	19
3.4	$\langle dE/dx \rangle$ -Abhängigkeit vom Spurimpuls und Bethe-Bloch-Formel .	21
3.5	Die Größen R_T und R_L für Elektronen und Hadronen in der Monte-Carlo-Simulation	26
4.1	Signaturen von Z^0 -Boson-Zerfällen im ALEPH-Detektor	33
4.2	Schematische Darstellung der Spurparameter d_0 , z_0 und θ	34
4.3	Ereignistopologie des Zerfalls $B_s^0 \rightarrow J/\Psi$ (bzw. $\Psi(2S)) \Phi$	36
4.4	Teilchenseparation über die $\langle dE/dx \rangle$ -Messung	41
4.5	Erwartete Massenauflösung des B_s^0	44
4.6	Graphische Darstellung der Ereignisvariablen	46
4.7	Der Impaktparameter einer Spur	47
4.8	Ereigniswahrscheinlichkeit $\mathcal{P}_{evt}$ für uds, c und b-Quarks	48
4.9	Fehlende Energie in den ALEPH- und Monte-Carlo-Daten	49
4.10	Verteilungen der Ereignisvariablen für Signal- und $b\bar{b}$ -Untergrund-Monte-Carlo-Daten	51
4.11	Likelihood-Anpassung zur Bestimmung der Untergrunderwartung	54
5.1	Die B_s^0 Kandidaten	56
5.2	Der erste Kandidat im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$	57
5.3	Der zweite Kandidat im Kanal $B_s^0 \rightarrow J/\Psi \Phi$	59
5.4	Der Kandidat im Kanal $B_s^0 \rightarrow \Psi(2S) \Phi$	61
6.1	Übersicht über bisherige Messungen der B_s^0 -Masse	68

Tabellenverzeichnis

2.1	Die drei Generationen fundamentaler Fermionen	5
2.2	Die fundamentalen Kräfte und ihre Austauschteilchen	6
4.1	Nachweiseffizienz der J/Ψ -Rekonstruktion	39
4.2	Nachweiseffizienz der Φ -Rekonstruktion	43
4.3	Nachweiseffizienz der B_s^0 -Rekonstruktion mit Vorselektion	45
4.4	Schnitte in den Ereignisvariablen	53
5.1	Werte der Ereignisvariablen der drei B_s^0 -Kandidaten	63
A.1	Physikalische Parameter	71

Literaturverzeichnis

- [1] A. D. Sakharov, “*Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe*”, Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz. **5** (1967) 32; JETP Lett. **5** (1967) 24.
- [2] S. W. Herb *et al.*, “*Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400 GeV Proton - Nucleus Collisions*”, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [3] W. R. Innes *et al.*, “*Observation of Structure in the Upsilon Region*”, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1240.
- [4] Particle Data Group, “*Review of Particle Physics*”, Eur. Phys. J. **C 15** (2000) 1.
- [5] P. S. Wells, “*B- $\bar{B}$ mixing from $e+e-$ colliders*”, vorbereitet für *International Europhysics Conference on High-energy Physics (HEP 95)*, Brüssel, Belgien, 27 Jul - 2 Aug 1995.
- [6] D. Buskulic *et al.* (ALEPH-Kollaboration), “*First measurement of the B_s meson mass*”, Phys. Lett. **B 311** (1993) 425.
- [7] M. Gell-Mann, “*A schematic Model of Baryons and Mesons*”, Phys. Lett. **8** (1964) 214.
- [8] G. Zweig, CERN Report 8419/Th (1964) 412.
- [9] F. Abe *et al.* (CDF-Kollaboration), “*Observation of top quark production in anti- p p collisions*”, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
- [10] S. Abachi *et al.* (D0-Kollaboration), “*Observation of the top quark*”, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [11] P. Bagnaia *et al.* (UA2 Kollaboration), “*Evidence for $Z^0 \rightarrow e + e-$ at the CERN anti- p p collider*”, Phys. Lett. **B 129** (1983) 130.
- [12] G. Arnison *et al.* (UA1 Kollaboration), “*Further Evidence for charged intermediate Vector Bosons at the SpS Collider*”, Phys. Lett. **B 129** (1983) 273.

- [13] S. L. Glashow, “*Partial symmetries of weak interactions*”, Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [14] A. Salam, “*Unitarity symmetry and leptonic decays*”, Phys. Rev. **127** (1962) 331.
- [15] S. Weinberg, “*A Model of Leptons*”, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [16] N. Cabibbo, “*Unitary Symmetry And Leptonic Decays*”, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [17] M. Kobayashi, K. Maskawa, “*CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction*”, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [18] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “*Weak Interactions With Lepton - Hadron Symmetry*”, Phys. Rev. **D 2** (1970) 1285.
- [19] D. H. Perkins, “*High-Energy Physics*”, Bonn: Addison-Wesley (1987) 473p.
- [20] L. Wolfenstein, “*Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix*”, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [21] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt und P. M. Zerwas, “*Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra*”, Phys. Rev. **D 27** (1983) 105.
- [22] J. D. Bjorken, “*Theoretical topics in B Physics*”, SLAC-PUB-5389, Vorlesung am SLAC, Stanford, USA, Juli 1990.
- [23] K. Hüttmann, (ALEPH Kollaboration), “*Measurement of the B^0 and B^- meson lifetimes in ALEPH*”, hep-ex/0011083.
- [24] A. S. Schwarz, “*Heavy Flavour Physics at Colliders with Silicon Strip Vertex Detectors*”, Physics Reports **238** (1994) 3.
- [25] ALEPH Kollaboration, “*ALEPH: a detector for electron-positron annihilations at LEP*”, Nucl. Instr. Methods **A 294** (1990) 121.
- [26] G. Batignani *et al.*, 1991 IEEE Nuclear Science Symposium, Santa Fe, “*IEEE transactions on nuclear science*”, v. NS 39(4-5) (1992) Vol. 1, p. 438.
- [27] ALEPH Kollaboration, “*Performance of the ALEPH detector at LEP*”, Nucl. Instr. Methods **A 360** (1995) 481.
- [28] D. Casper, “*Summary of tracking upgrade features in LEP1 reprocessing*”, ALEPH 99-086 SOFTWARE 98-004, interner Report, September 1998.
- [29] ALEPH Kollaboration, “*Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector*”, Nucl. Instr. Methods **A 346** (1994) 461.

- [30] T. Boccali, “*Combination of dE/dx information from TPC pads and wires*”, ALEPH 99-033 PHYSIC 99-012, interner Report, 1999.
- [31] T. Sjöstrand und M. Bengtsson, “*The LUND Monte Carlo for jet fragmentation and e^+e^- physics*”, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [32] F. Ranjard *et al.*, “*GALEPH User’s Guide*”, aktuelle Version im WWW: <http://alephwww.cern.ch/ALEPHSOFT/reference/doc/galeph.html>
- [33] R. Brun *et al.*, “*GEANT 3*”, CERN-DD/EE/84-1, überarbeitete Ausgabe, 1987.
- [34] D. Casper, “*JULIA 301 User’s Guide*”, ALEPH 96-059 SOFTWR 96-002, interner Report, 1996.
- [35] H. Albrecht, E. Blucher, J. Boucrot, “*ALPHA User’s Guide*”, ALEPH 99-087 SOFTWR 99-001, interner Report, 1999.
- [36] ALEPH Kollaboration, “*Update of electroweak parameters from Z decays*”, Z. Phys. C **60** (1993) 71.
- [37] D. Brown, “*QFNDIP, a primary vertex finder*”, ALEPH 92-047, interner Report, März 1992.
- [38] D. Brown und M. Frank, “*Tagging b hadrons using track impact parameters*”, ALEPH 92-135, interner Report, August 1992.
- [39] Siehe beispielsweise: G. Lutz, “*Topological Vertex Search in Collider Experiments*”, MPI München, MPI-PhE-92-09, 1992.
- [40] K. Hüttmann, “*Untersuchung inklusiver CP-Asymmetrien in B^0 -Zerfällen*”, LMU München, Doktorarbeit Nov. 2000, MPI-PhE/2001-09.
- [41] H. Drevermann, “*DALI: The Aleph Offline Event Display*”, im WWW: <http://alephwww.cern.ch/DALI/>
- [42] R. Akers *et al.* (OPAL-Kollaboration), “*Observation of exclusive decays of B mesons at LEP*” Phys. Lett. B **337** (1994) 196.
- [43] P. D. Acton *et al.* (OPAL-Kollaboration), “*Evidence for the existence of the strange b flavored meson B_s^0 in Z^0 decays*”, Phys. Lett. B **295** (1992) 357.
- [44] P. Abreu *et al.* (DELPHI-Kollaboration), “*A measurement of the B_s^0 meson mass*”, Phys. Lett. B **324** (1994) 500.
- [45] F. Abe *et al.* (CDF-Kollaboration), “*Measurement of the mass of the B_s^0 meson*”, Phys. Rev. D **53** (1996) 3496.

- [46] W. Kwong und J. L. Rosner, “*Masses of new particles containing b quarks*”, Phys. Rev. D **44** (1991) 212.