

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Die Suche nach der Struktur der Materie . . . . .	1
1.2	Das Standardmodell – Ein Überblick . . . . .	3
1.2.1	Die elektroschwache Theorie . . . . .	3
1.2.2	Die Quantenchromodynamik . . . . .	11
1.3	Erzeugung schwerer Hadronen . . . . .	13
1.3.1	Erzeugung schwerer Quarks in $e^+e^-$ -Vernichtung . . . . .	13
1.3.2	Fragmentation . . . . .	16
1.4	Zerfall von b-Hadronen . . . . .	19
1.4.1	Das Zuschauermodell . . . . .	19
1.4.2	Theorie der schwachen Zerfälle . . . . .	22
1.5	Gegenstand der Analyse . . . . .	25
<b>2</b>	<b>Das Experiment</b>	<b>27</b>
2.1	LEP . . . . .	27
2.2	Der OPAL Detektor . . . . .	28
2.2.1	Spurdetektoren . . . . .	28
2.2.2	Flugzeitsystem . . . . .	32
2.2.3	Kalorimeter . . . . .	32
2.2.4	Myonkammern . . . . .	34
2.2.5	Trigger und Ereignisrekonstruktion . . . . .	34
2.2.6	Ereignissimulation . . . . .	35
<b>3</b>	<b>Selektion</b>	<b>36</b>
3.1	Selektion hadronischer $Z^0$ -Zerfälle . . . . .	37
3.2	Identifikation und Selektion von Leptonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen . . . . .	38
3.2.1	Identifikation von Elektronen . . . . .	38
3.2.2	Identifikation von Myonen . . . . .	39
3.2.3	Selektion von Leptonen . . . . .	43
3.3	Identifikation und Selektion von $\Lambda$ -Hyperonen . . . . .	44
3.4	Selektion von $\Lambda$ -Lepton-Kombinationen . . . . .	47
3.5	Monte Carlo Ereignisse . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Der Stoßparameter von Leptonen</b>	<b>50</b>
4.1	Definition des Stoßparameters . . . . .	50
4.1.1	Einfluß der Auflösung auf die Verteilung der Stoßparameter . . . . .	52
4.2	Die Verteilung der Stoßparameter . . . . .	57
4.2.1	Die Stoßparameterverteilung des Untergrunds . . . . .	58
<b>5</b>	<b>Der Fit der Lebensdauer</b>	<b>60</b>
5.1	Die Fitfunktion . . . . .	60
5.1.1	Die Modellfunktion für die Signalereignisse . . . . .	61
5.1.2	Die Modellfunktion für die Untergrundereignisse . . . . .	66
5.1.3	Die Binomialverteilung . . . . .	68
5.1.4	Tests der Fitfunktion . . . . .	69

5.2	Ergebnis des Fits . . . . .	74
5.2.1	Überprüfung des Ergebnisses . . . . .	76
5.3	Systematische Unsicherheiten . . . . .	77
5.3.1	Physik-Funktion . . . . .	78
5.3.2	Auflösungsfunktion . . . . .	82
5.3.3	Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts . . . . .	83
5.3.4	Form und Normierung des Untergrundes . . . . .	84
5.3.5	Detektorkalibration und Ausrichtung . . . . .	86
<b>6</b>	<b>Übersicht über Messungen der mittleren b-Baryon Lebensdauer</b>	<b>88</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>92</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Die Suche nach der Struktur der Materie

Die Suche nach einem grundsätzlichen Verständnis der Struktur der Materie, nach einem Urprinzip oder Urstoff zieht sich wie ein roter Faden durch die gesamte Wissenschaftsgeschichte der Menschheit. Die Anfänge dieser Suche finden sich in Griechenland vor über 2400 Jahren, als das erste Mal losgelöst von mythischen Vorstellungen und Erklärungen versucht wurde, Antworten auf philosophische Fragen zum Sein, zur Konstanz und zur Veränderung zu finden. Damals wurden zwei Wege eingeschlagen, auf denen die Entwicklung des Naturverständnisses im Laufe der nächsten 2400 Jahre hin- und hergesprungen ist.

Der eine Weg ging von einem materiellen Aufbau der Welt aus und erreichte seinen ersten Höhepunkt in der Atomhypothese Leukipps von Milet und seines Schülers Demokrit von Abdera, die annahmen, daß die Welt aus kleinen unteilbaren Teilen, den Atomen, und Leere aufgebaut sei.<sup>1</sup> Der andere Weg nahm seinen Anfang einige Jahre zuvor in Kroton in Süditalien. Pythagoras entwickelte den Ansatz, daß es nicht eine Substanz ist, die das eigentliche Prinzip der Natur ausmache, sondern die Zahl das Wesen der Dinge sei. Von diesem Ansatz beeinflusst ging Platon mit seiner Ideenlehre einen Schritt weiter. Feuer, Erde, Luft und Wasser, die vier Urstoffe des Empedokles, wurden bei ihm zu Abbildern der regelmäßigen Körper, des Tetraeders, Hexaeders, Oktaeders und Ikosaeders. Der Dodekaeder war bei Platon die Idee, die dem Kosmos zugrunde liegt.

Die Atomhypothese und die Ideenlehre waren jedoch noch rein spekulative Ansätze, die nicht durch Experimente überprüft wurden. Dennoch hat zumindest Leukipps Ansatz die Entwicklung des Verständnisses der Materie stark beeinflusst.

Beide Wege blieben zunächst auf Grund der harten Kritik des Aristoteles, dessen Weltbild die nächsten 2000 Jahre geprägt hat, der naturwissenschaftlichen Forschung verschlossen. Der Atomismus geriet zudem wegen seiner atheistischen Grundhaltung in Vergessenheit.

Das aristotelische Weltbild mußte erst vollkommen überworfen werden, ehe es zu Fortschritten in der Erforschung der Struktur der Materie kommen konnte.

In der Renaissance wurde mit den im Mittelalter starr verankerten Vorstellungen gebrochen und damit Platz für ein Zurückgreifen auf die griechische Wissenschaft vor Aristoteles geschaffen. Auch die wissenschaftliche Methode, nach der naturwissenschaftliche Erkenntnisse in der Sprache der Mathematik zu formulieren sind, wurde in dieser Zeit entwickelt. Die Atomhypothese wurde aber erst zu Beginn des 17. Jahrhunderts von dem französischen Philosophen und Naturforscher Pierre Gassendi erneuert.

Im 17. Jahrhundert waren damit die Grundlagen für eine atomistische Beschreibung der Materie gelegt. Die erste konkrete Anwendung in einer physikalischen Theorie fand der Atomismus in der kinetischen Gastheorie. Ausgehend von einem Aufbau der Gase aus kleinen Korpuskeln konnten deren makroskopische Eigenschaften, wie Druck, innere Energie usw. beschrieben werden. Der Aufbau der Materie aus Atomen war damit allgemein akzeptiert, über die Atome selbst wurden jedoch keine konkreten Aussagen gemacht.

Erst die Entwicklung des Periodensystems der Elemente in der Mitte des 19. Jahrhunderts lieferte den Anstoß zu einer Erforschung der dem Ordnungsprinzip des Periodensystems zu-

---

<sup>1</sup>'Durch Festsetzung süß, durch Festsetzung bitter, durch Festsetzung warm, durch Festsetzung kalt, durch Festsetzung Farbe, in Wirklichkeit aber Atome und Leeres.' Demokrit, zitiert nach: G.S. Kirk et al., Die vorsokratischen Philosophen, Metzler 1994

grundlegenden physikalischen Strukturen. Etwa gleichzeitig wurde mit der Formulierung der Faradayschen Gesetze der Elektrolyse der erste Zusammenhang zwischen Elektrizität und dem Aufbau der Atome geschaffen.

Mit der Entdeckung der Radioaktivität 1896 und den Ergebnissen der Untersuchungen der Linienspektren der Atome war dann der Weg zu einem Verständnis der inneren Struktur der Atome geebnet. 1897 entdeckte Thomson das erste heute noch anerkannte Elementarteilchen, das Elektron.

In den ersten Jahrzehnten dieses Jahrhunderts kam es bei den Versuchen, den Aufbau der Materie zu erkennen, mit der Quantenhypothese zu einem Umbruch in der Physik. In der darauffolgenden rasanten Entwicklung des Verständnisses der Materie hatte das auf der Quantenhypothese aufbauende Bohr-Rutherford'sche Atommodell eine besondere Stellung. Zwar blieb es nur für wenige Jahre ein gültiges Modell, doch wurde mit ihm die Quantelung im Mikrokosmos manifestiert und es zeigte sich, daß die Stabilität der Atome ihren tieferen Grund in der Stabilität der Atomkerne hat. Damit war die starke Kernkraft postuliert. Auch die schwache Kernkraft wurde in dieser Zeit als Ursache eines Teils der radioaktiven Strahlung verstanden. Die Entwicklung am Anfang dieses Jahrhunderts gipfelte schließlich in der Formulierung der Quantenmechanik und Quantenfeldtheorie in den 20er und 30er Jahren und führte damit verbunden zu einem Paradigmenwechsel in der Physik. Die fundamentalen Materieteilchen verloren ihren korpuskularen Charakter und werden seitdem durch Zustandsfunktionen beschrieben und durch Quantenzahlen charakterisiert.<sup>2</sup>

Mit dem immer tieferen Verständnis der Quantenmechanik zeigten sich Symmetrien als bisher nicht erkanntes Urprinzip der Natur.<sup>3</sup>

Gleichzeitig manifestierte sich durch Fermis Theorie der schwachen Wechselwirkung von 1934 ein enger Zusammenhang zwischen den fundamentalen Wechselwirkungen und den elementaren Materiebausteinen. Die verschiedenen Elementarteilchen ließen sich aufgrund der Wechselwirkungen, denen sie unterliegen, klassifizieren. Damit wurde die Physik der Struktur der Materie auch zur Physik der fundamentalen Wechselwirkungen. Auch die Möglichkeit der Beschreibung einer Kraft durch den Austausch eines Teilchens war mit Yukawas Theorie der starken Wechselwirkung 1935 gegeben.

Die Umsetzung des Symmetrieprinzips führte in den 60er Jahren zu den entscheidenden Durchbrüchen im Verständnis der Materie. Die große Anzahl der bis dahin entdeckten, stark wechselwirkenden Teilchen, Hadronen, wurden nun als Darstellungen von Symmetriegruppen verstanden. Sie sind gebundene Zustände von drei Quarks, Baryonen, oder eines Quarks und Antiquarks, Mesonen.

Ihren Höhepunkt erreichte die Umsetzung des Symmetrieprinzips im Standardmodell der Elementarteilchen. Mit großer begrifflicher Klarheit ist es in diesem Modell gelungen, die bisherige Erkenntnis des Mikrokosmos zusammenzufassen. Ausgehend von dem Aufbau der Welt aus sechs verschiedenen Quarks und Leptonen wurden im Standardmodell die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung auf ein gemeinsames theoretisches Fundament gestellt. Die postulierten Austauschteilchen der schwachen und starken Wechselwirkungen wurden Anfang der 80er Jahre entdeckt [1, 2, 3]. Mit der Beobachtung von Zerfällen des

---

<sup>2</sup>Heisenberg verglich die Elementarteilchen gar mit den platonischen Körpern, sie seien 'Urbilder', 'Ideen der Materie'. vgl. Werner Heisenberg, Der Teil und das Ganze, Pieper, 1969

<sup>3</sup>" 'Am Anfang war die Symmetrie', das ist sicher richtiger als die Demokritische These 'Am Anfang war das Teilchen'. Die Elementarteilchen verkörpern die Symmetrien, sie sind ihre einfachsten Darstellungen, aber sie sind erst eine Folge der Symmetrien. " Werner Heisenberg, ebenda

t-Quarks im Frühjahr dieses Jahres wurde der wahrscheinlich letzte fundamentale Baustein der Materie gefunden [4]. Das für die Beschreibung massiver Teilchen im Standardmodell benötigte Higgsteilchen konnte aber bisher trotz intensiver Suche noch nicht gefunden werden. Der Massenerzeugungsmechanismus ist ein wesentlicher Grund für die große Anzahl von 18 Parametern im minimalen Standardmodell und damit einer der großen noch offenen Fragen. Daher kann das Standardmodell nur als ein weiterer, wenn auch sehr großer, Schritt auf der Suche nach einem fundamentalen Verständnis der Materie angesehen werden.

Diese Arbeit berichtet von einem kleinen Mosaikstein in dem Bild, das durch das Standardmodell vorgezeichnet ist. Die schwache Wechselwirkung ist die einzige Wechselwirkung, die Übergänge zwischen verschiedenen Quarksorten ermöglicht. Die Beschreibung dieser Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung im Rahmen des Standardmodells hängt eng mit dem Massenerzeugungsmechanismus zusammen. Der Darstellung dieses Zusammenhangs ist im Schwerpunkt der nächste Abschnitt gewidmet. Zerfälle von Hadronen mit einem b-Quark, b-Hadronen, erlauben den Zugang zum Studium des schwachen Zerfalls von b-Quarks, da die große Masse des b-Quarks die theoretische Beschreibung der Zerfälle von b-Hadronen vereinfacht. Das Studium der Zerfälle verschiedener b-Hadronen ist erst in den letzten Jahren durch Experimente möglich geworden, in denen Zerfälle von b-Hadronen in großer Anzahl aufgezeichnet wurden. Das Verständnis der eng mit der Dynamik in einem b-Hadron zusammenhängenden Unterschiede der Lebensdauern von schwach zerfallenden b-Hadronen ist noch nicht sehr weit fortgeschritten und die meisten Aussagen sind qualitativer Natur [5]. Erst seit kurzer Zeit gibt es quantitative Vorhersagen, die aber für die Lebensdauer von b-Baryonen noch nicht gesichert sind [6]. Dies ist Motivation genug, nach b-Baryonen zu suchen und deren Lebensdauer zu messen.

## 1.2 Das Standardmodell – Ein Überblick

Der heutige Stand der Erforschung der Struktur der Materie ist im Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefaßt. Die grundlegenden Annahmen des Standardmodells sind die Symmetrie der Lagrangedichte unter lokalen Eichtransformationen und der Aufbau der Materie aus Leptonen und Quarks.

Die Grundzüge des Standardmodells sind inzwischen in zahlreichen Lehrbüchern beschrieben [7]. In diesem Abschnitt wird daher nur ein sehr komprimierter Überblick gegeben, wobei ausgehend von der Lagrangedichte des Standardmodells die Herkunft und der Zusammenhang der Parameter des Standardmodells geklärt und ein anschauliches Bild für die Wechselwirkung gefunden wird. Die hier gelegten Grundlagen ermöglichen es dann, die Erzeugung und den Zerfall von b-Hadronen zu beschreiben.

Das Standardmodell läßt sich in zwei Teile trennen. Der eine Teil ist die elektroschwache Theorie (Glashow-Salam-Weinberg-Modell), eine vereinheitlichte Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung [8]. Der zweite Teil ist die Quantenchromodynamik, die Theorie der starken Wechselwirkung [9].

### 1.2.1 Die elektroschwache Theorie

Die elektroschwache Theorie ergibt sich aus der Forderung der Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Transformationen. Die fundamentalen Quarks und Leptonen (Fermionen  $f$ ) transformieren als linkshändige Doublets unter  $SU(2)_L$ -Transformationen

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

Tabelle 1: *Fundamentale Fermionen.* Die fundamentalen Fermionen sind durch die Quantenzahlen des schwachen Isospins  $I, I_3$ , der schwachen Hyperladung  $Y$  und ihrer Ladung  $Q$  charakterisiert

und als Singletts unter  $U(1)_Y$ -Transformationen. Sie sind durch die Quantenzahlen des schwachen Isospins  $I, I_3$ , der schwachen Hyperladung  $Y$  und ihrer Ladung  $Q$  charakterisiert und tragen halbzahligen Spin. Es gilt die Gell-Mann-Nishijima Relation  $Q = I_3 + Y/2$ . Die fundamentalen Fermionen sind in Tabelle 1 zusammen mit ihren Quantenzahlen gezeigt. Das Standardmodell macht keine Aussage über die Anzahl der Generationen oder die Existenz von rechtshändigen Neutrinos. Da es aber bisher keine experimentellen Hinweise für eine Erweiterung der Anzahl der fundamentalen Fermionen gibt, wird im weiteren von drei Generationen und der Nichtexistenz von rechtshändigen Neutrinos ausgegangen.

Um die Forderung der lokalen Eichinvarianz der Lagrangedichte zu erfüllen, müssen die Eichfelder

$$\begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} ; \quad B_\mu$$

für die Transformationen unter  $SU(2)_L$  bzw.  $U(1)_Y$  eingeführt werden. Diese Vektorfelder, d.h. Teilchen mit Spin 1, vermitteln die Wechselwirkung zwischen den Fermionen. Da die schwache Wechselwirkung sehr kurzreichweitig ist, sind die, diese Wechselwirkung vermittelnden Austauscheteilchen sehr schwer. Die Lagrangedichte massiver Spin 1 Teilchen (Proca-Gleichung) enthält einen Massenterm der Form  $\mathcal{L}_{\text{Masse}} = m^2 W_\mu W^\mu$ , der nicht eichinvariant ist und daher zur Beschreibung massiver Vektorteilchen nicht genutzt werden kann.

Wenn aber ein weiteres skalares Teilchendoublett, das Higgsfeld  $\Phi$ :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad ; \quad \Phi^\dagger = \begin{pmatrix} \phi^- \\ \bar{\phi}^0 \end{pmatrix},$$

in die Theorie eingeführt und die  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  Symmetrie spontan gebrochen wird, erhalten die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung Massen [10]. Die Lagrangedichte der spontan gebrochenen Theorie ist nur noch invariant unter lokalen  $U(1)_{EM}$  Transformationen der Quantenelektrodynamik.

Die Lagrangedichte der elektroschwachen Theorie läßt sich in symbolischer Form wie folgt schreiben:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}(f, W, B) + \mathcal{L}(f, \Phi) + \mathcal{L}(W, B, \Phi) \quad (1.1)$$

Die verschiedenen Terme beinhalten die Kopplungen der Fermionen an die Eichfelder und an das Higgsfeld sowie der Eichfelder an das Higgsfeld und werden im folgenden genauer diskutiert.

Zuerst müssen die physikalischen Austauscheteilchen identifiziert werden. Der Term  $\mathcal{L}(W, B, \Phi)$  in der Lagrangedichte beschreibt die Wechselwirkung der Eichbosonen mit dem Higgsfeld. Nach spontaner Symmetriebrechung erhält man die physikalischen Austauscheteilchen der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.2)$$

und

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \theta_W W_\mu^3 + \sin \theta_W B_\mu, \\ A_\mu &= -\sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Die  $W_\mu^\pm$  Bosonen sind die geladenen, massiven Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung. Durch die Mischung von  $W_\mu^3$  und  $B_\mu$  ergibt sich das masselose Austauscheteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung  $A_\mu$  (Photon) und das massive, neutrale Austauscheteilchen  $Z_\mu^0$  der schwachen Wechselwirkung.

Um zu erkennen, wie die physikalischen Austauscheteilchen an die fundamentalen Fermionen koppeln und Übergänge zwischen Quarksorten in der elektroschwachen Theorie beschrieben werden, ist ein genauere Blick auf die Terme  $\mathcal{L}(f, W, B)$  und  $\mathcal{L}(f, \Phi)$  nötig. Da im weiteren der Schwerpunkt auf der Beschreibung der Kopplungen der Eichbosonen an die Quarks  $q$  liegt, werden die Leptonen nicht weiter betrachtet.

Der Term  $\mathcal{L}(q, W, B)$  beinhaltet die kinematischen Terme der schwachen Eigenzustände der Quarks und die Wechselwirkung zwischen den schwachen Eigenzuständen und den Eichbosonen.

Er hat explizit die Form:

$$\mathcal{L}(q, W, B) = \sum_{j=1}^3 \bar{q}_L^j \mathcal{D} q_L^j + \sum_{i=1}^6 \bar{q}_R^i \mathcal{D}' q_R^i. \quad (1.4)$$

Die schwachen Eigenzustände  $q_L^j$ ,  $q_R^i$  bezeichnen die linkshändigen Quark-Doublets, bzw. die rechtshändigen Quark-Singletts. Die kovarianten Ableitungen  $\mathcal{D}, \mathcal{D}'$  sind:

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= D_\mu \gamma^\mu, \quad \mathcal{D}' = D'_\mu \gamma^\mu, \\ \mathcal{D}_\mu &= \partial_\mu - ig_1 \left( \vec{W}_\mu \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} \right) - ig_2 \frac{Y}{2} B_\mu, \\ \mathcal{D}'_\mu &= \partial_\mu - ig_2 \frac{Y}{2} B_\mu. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Die Faktoren  $g_1$  und  $g_2$  sind die  $SU(2)_L$  bzw.  $U(1)_Y$  Kopplungskonstanten und zwei Parameter der Theorie. Die Matrizen  $\sigma^a, a = 1, 2, 3$ , sind die Pauli-Matrizen<sup>4</sup>. Setzt man die kovarianten Ableitungen und die Pauli-Matrizen in  $\mathcal{L}(q, W, B)$  ein, so erhält man die Kopplung der Quarks an die Eichfelder. Nach der Transformation der Eichfelder zu den physikalischen Austauschteilchen und unter Berücksichtigung der Beziehungen zwischen den Kopplungskonstanten  $g_1, g_2$  und der elektrischen Ladung  $e$  und dem Mischungswinkel  $\theta_W$ :

$$g_1 = \frac{e}{\sin \theta_W} \quad ; \quad g_2 = \frac{e}{\cos \theta_W}$$

ergibt sich für die Kopplungen der Quarks an die physikalischen Austauschteilchen:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(q, W^\pm, Z^0, A) &= \sum_{i=1}^3 \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \left( \bar{U}_L^i \gamma^\mu W_\mu^+ D_L^i + \bar{D}_L^i \gamma^\mu W_\mu^- U_L^i \right) + \\ &\quad \sum_{i=1}^6 \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left( I_{3L} - Q \sin^2 \theta_W \right)^i \bar{q}^i \gamma^\mu Z_\mu^0 q^i + \\ &\quad \sum_{i=1}^6 e Q^i \bar{q}^i \gamma^\mu A_\mu q^i. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Die  $U_L$  und  $D_L$  sind die Eigenzustände mit schwachem Isospin  $I_3 = +1/2$  (up-typ) bzw.  $I_3 = -1/2$  (down-typ) und  $q^i = \frac{1}{\sqrt{2}}(q_L^i + q_R^i)$ . Hier sieht man bereits, daß Übergänge zwischen up-typ Eigenzuständen und down-typ Eigenzuständen durch die Kopplung an das W-Boson möglich sind. Die Kopplungen an das  $Z_\mu^0$ -Boson und an das Photon  $A_\mu$  erhalten den Typ der Eigenzustände. Die  $U_L$ , bzw.  $D_L$  sind aber noch keine physikalischen Masse-eigenzustände. Es müssen erst noch geeignete Transformationen gefunden werden, um zu den Masseneigenzuständen zu gelangen.

---

<sup>4</sup>Die Pauli-Matrizen haben die folgende Form:

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$



Die Masseneigenzustände ergeben sich aus dem Term  $\mathcal{L}(q, \Phi)$ , der die Wechselwirkung der schwachen Eigenzustände mit dem Higgsfeld beschreibt. Der Term ist die allgemeinste Form einer  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  invarianten Yukawa-Kopplung der schwachen Eigenzustände an das Higgsfeld:

$$\mathcal{L}(q, \Phi) = \sum_{j,k=1}^3 \left\{ (h'_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi U_R^k + (h_q)_{jk} \bar{q}_L^j \Phi^c D_R^k \right\} \quad (1.7)$$

mit

$$\Phi^c = i\sigma_2 \Phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}.$$

Die Kopplungskonstanten  $(h_q)_{jk}$  und  $(h'_q)_{jk}$  sind beliebige komplexe Zahlen. Jeder Term ist für sich invariant unter  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , da  $SU(2)_L$  nur auf  $q_L$  und dem Higgsdoublett  $\Phi$  und  $\Phi^c$  operiert, deren Produkt ein  $SU(2)$  Skalar ist. Nach spontaner Symmetriebrechung hat der Term  $\mathcal{L}(q, \Phi)$  die Form:

$$\mathcal{L}(q, \phi) = \sum_{j,k=1}^3 \left\{ (m_{jk})_U \bar{U}_L^j U_R^k + (m_{jk})_D \bar{D}_L^j D_R^k \right\} \left( 1 + \frac{1}{v} \phi \right) + \text{h.c.} \quad (1.8)$$

wobei  $v$  der Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes  $\Phi$  ist. Die Matrizen  $(m_{jk})_U, (m_{jk})_D$  sind die  $(3 \times 3)$  Massenmatrizen für die up- bzw. down-typ Eigenzustände, mit:

$$(m_{jk})_U = (h_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}},$$

$$(m_{jk})_D = (h'_q)_{jk} \frac{v}{\sqrt{2}}.$$

Um die physikalischen Masseneigenzustände zu finden, müssen diese Massenmatrizen diagonalisiert werden. Dies geschieht mit Hilfe von je zwei unitären Matrizen  $V_L^U$  und  $V_R^{U\dagger}$ , bzw.  $V_L^D$  und  $V_R^{D\dagger}$ :

$$V_L^U m_U V_R^{U\dagger} = (m_{diag})_U = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix}$$

$$V_L^D m_D V_R^{D\dagger} = (m_{diag})_D = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix}$$

Mit diesen Matrizen lassen sich die folgenden Umformungen machen:

$$\begin{aligned} \bar{U}_L m_U U_R &= \bar{U}_L \underbrace{V_L^{U\dagger} V_L^U}_1 m_U \underbrace{V_R^{U\dagger} V_R^U}_1 U_R \\ &= \bar{U}_L V_L^U (m_{diag})_U V_R^U U_R \end{aligned}$$

Analog gelten diese Umformungen für die down-typ Eigenzustände.

Damit ergeben sich die physikalischen Zustände zu:

$$U_i^{\text{phys}} = V_i^U U_i = V_i^U \begin{pmatrix} u_i \\ c_i \\ t_i \end{pmatrix},$$

$$D_i^{\text{phys}} = V_i^D D_i = V_i^D \begin{pmatrix} d_i \\ s_i \\ b_i \end{pmatrix},$$

mit  $i = L, R$ . Für den Term  $\mathcal{L}(q, \phi)$  gilt dann:

$$\mathcal{L}(q, \phi) = \sum_{j=1}^3 \left\{ (m_j)_U (\bar{U}^{\text{phys}})_L^j (U^{\text{phys}})_R^j + (m_j)_D (\bar{D}^{\text{phys}})_L^j (D^{\text{phys}})_R^j \right\} \left( 1 + \frac{1}{v} \phi \right) + \text{h.c.} \quad (1.9)$$

Die Identifizierung der Parameter  $(m_j)_U$  und  $(m_j)_D$  mit den Massen der Quarks ist somit evident. Die sechs Massen der Quarks  $m_i, i = u, d, s, c, b, t$ , folgen direkt aus dem allgemeinen Ansatz für die Kopplung des Higgsfeldes an die schwachen Eigenzustände und sind von außen in die Theorie einzuführen.

Um eine Beschreibung der Kopplung physikalischer Zustände an die physikalischen Austauschteilchen zu erhalten, sind die oben gefundenen Transformationen auch in dem Teil der Lagrangedichte,  $\mathcal{L}(q, W^\pm, Z^0, A)$ , durchzuführen, der die Kopplung der Quarks an die Austauschteilchen beschreibt. Da die Kopplungen der Quarks an  $A_\mu$  und  $Z_\mu^0$  diagonal bezüglich des Quarktyps sind, ergibt sich für diesen Teil der Lagrangedichte sofort:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(q, Z^0, A) &= \sum_{i=1}^6 \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} \left( I_{3L} - Q \sin^2 \theta_W \right)_i \bar{q}_i^{\text{phys}} \gamma^\mu Z_\mu^0 q_i^{\text{phys}} \\ &+ \sum_{i=1}^6 e Q_i \bar{q}_i^{\text{phys}} \gamma^\mu A_\mu q_i^{\text{phys}} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Betrachtet man aber den Teil des Terms  $\mathcal{L}(q, W^\pm)$ , der die Kopplungen der Fermionen an die geladenen Austauschteilchen  $W^\pm$  beschreibt, so lassen sich folgende Umrechnungen durchführen:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(q, W^\pm) &= \sum_{i=1}^3 \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \bar{U}_L^i \gamma^\mu W_\mu^+ D_L^i + \text{h.c.} \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \bar{U}_L^i \underbrace{V_L^{U\dagger} V_L^U}_1 \gamma^\mu W_\mu^+ \underbrace{V_L^{D\dagger} V_L^D}_1 D_L^i + \text{h.c.} \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \left( \bar{U}_L^{\text{phys}} \right)^i \gamma^\mu W_\mu^+ \underbrace{\left( V_L^U V_L^{D\dagger} \right)_{ij}}_{V_{\text{CKM}}} \left( D_L^{\text{phys}} \right)^j + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Hier bleibt das Produkt der beiden Matrizen  $V_{\text{CKM}} = V_L^U V_L^{D\dagger}$  aus der Transformation der schwachen Eigenzustände stehen. Das Produkt der beiden Matrizen ist nicht notwendigerweise gleich der Einheitsmatrix. Dies ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, die sich

in symbolischer Weise wie folgt schreiben läßt:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Die an die geladenen Austauscheteilchen  $W^\pm$  koppelnden Zustände sind Mischungen der physikalischen Quarks. Diese Mischung ermöglicht durch die schwache Wechselwirkung auch Übergänge zwischen verschiedenen Generationen. Es sei darauf hingewiesen, daß das b-Quark, wenn es diese Mischung nicht geben würde, nur an seinen Doubletspartner, das t-Quark, koppeln könnte. Da es der leichtere Doubletspartner ist, wäre es stabil.

Die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix ist eine unitäre Matrix und hat 9 Parameter. Von diesen Parametern können 5 Parameter durch eine passende Neudefinition der Quarkfelder absorbiert werden [11]. Somit verbleiben 4 Parameter, 3 Winkel und eine komplexe Phase. Die komplexe Phase ermöglicht es, die CP-Symmetrie verletzenden Prozesse im Standardmodell zu beschreiben<sup>5</sup>. Da diese Matrix direkt aus dem Prozeß der Massenerzeugung für die Quarks folgt, können die Parameter  $V_{ij}$ , genauso wie die Massen der Quarks selbst, nicht aus der Theorie heraus erklärt werden.

In der von Wolfenstein [13] empirisch gefundenen Parametrisierung der CKM-Matrix lassen sich gut die verschiedenen Stärken der Mischungen und damit der Kopplungen der Quarks untereinander ablesen.

$$V_{\text{CKM}} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.13)$$

Der heutige Stand der Kenntnis der Elemente der Matrix ist in [14] zusammengefaßt. Der Parameter  $\lambda = V_{us} = 0.2205 \pm 0.0018$  wurde aus dem Zerfall  $K \rightarrow \pi e \nu$  und Hyperonzerfällen bestimmt [15]. Das Matrixelement  $|V_{cb}|$  ergibt sich aus semileptonischen Zerfällen von B-Mesonen zu [14]:

$$|V_{cb}| = 0.039 \pm 0.006.$$

Damit erhält man  $A = 0.80 \pm 0.12$ . Wie in Kapitel 1.4.1 gezeigt wird, ist es die Größe des Matrixelements  $|V_{cb}|$ , die zu meßbaren Lebensdauern von b-Hadronen führt. Die Parameter  $\rho$  und  $\eta$  ergeben sich aus Messungen von  $|V_{ub}/V_{cb}|$ , dem CP-Verletzungsparameter im Kaon-System  $|\epsilon|$  und der Massendifferenz von B- und  $\bar{B}$ -Mesonen,  $\Delta m_d$ , zu  $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.14$  [14]. Der Zusammenhang zwischen den beobachteten Massen der Quarks und den Elementen der CKM-Matrix ist eine der großen, offenen Fragen in der Elementarteilchenphysik.

Die oben gefundene Form der Lagrangedichte der elektroschwachen Theorie für die Quarks läßt sich unter Berücksichtigung des Projektionsoperators  $\mathbb{P}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ , mit  $\mathbb{P}_L q^{\text{phys}} = q_L^{\text{phys}}$ , auch in der folgenden Form schreiben:

$$\mathcal{L}(q, W^\pm, Z^0, A) = \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} j_\mu^{CC} W_\mu^\pm + \frac{e}{\sin \theta_W \cos \theta_W} j_\mu^{NC} Z_\mu^0 + e Q j_\mu^{EM} A_\mu \quad (1.14)$$

---

<sup>5</sup>Als eine historische Bemerkung am Rande sei erwähnt, daß diese Form der Matrix eine Verallgemeinerung des Cabibbo-Winkels auf 3 Generationen darstellt und von Kobayashi und Maskawa bereits vor der Entdeckung der dritten Generation zur Beschreibung von CP verletzenden Prozessen postuliert wurde [12].

Die Ströme  $j_\mu^{CC}$ ,  $j_\mu^{NC}$  und  $j_\mu^{EM}$  sind dabei wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} j_\mu^{CC} &= \bar{U}^{\text{phys}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{\text{CKM}} D^{\text{phys}}, \\ j_\mu^{NC} &= \bar{q}^{\text{phys}} \gamma^\mu (v_q - a_q \gamma^5) q^{\text{phys}}, \\ j_\mu^{EM} &= \bar{q}^{\text{phys}} \gamma^\mu q^{\text{phys}}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Man gelangt so direkt zu der Beschreibung einer Wechselwirkung als einer Kopplung eines Stromes an ein Austauscheteilchen. Die schwachen Ströme  $j_\mu^{CC}$ ,  $j_\mu^{NC}$  setzen sich aus der Differenz eines Vektorstroms  $\bar{q} \gamma^\mu q$  und eines Axialvektorstroms  $\bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 q$  zusammen und heißen daher Vektor-Axialvektorstrom (V-A Strom). Der elektromagnetische Strom ist ein reiner Vektorstrom. Die Vektorkopplung  $v_q$  bzw. die Axialvektorkopplung  $a_q$  des neutralen schwachen Stromes sind:

$$\begin{aligned} v_q &= I_3^q - 2Q_q \sin^2 \theta_W \\ a_q &= I_3^q \end{aligned} \quad (1.16)$$

Da die Vektor- und Axialvektorkopplung des geladenen schwachen Stroms gleich eins ist, ist der geladene schwache Strom ein reiner V-A Strom, der die Beschreibung der maximalen Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung ermöglicht. Die  $W^\pm$  Bosonen koppeln ausschließlich an linkshändige Fermionen. Auch der neutrale schwache Strom  $j_\mu^{NC}$  führt zu einer Paritätsverletzung, wenngleich diese, wegen der unterschiedlichen Vektor- und Axialvektorkopplung, nicht maximal ist. Der elektromagnetische Strom  $j_\mu^{EM}$  ist als reiner Vektorstrom paritätserhaltend.

Diese Form der Quark-Eichbosonkopplung  $\mathcal{L}(q, W^\pm, Z^0, A)$  läßt sich gut, wie in Abbildung 1 gezeigt, veranschaulichen.

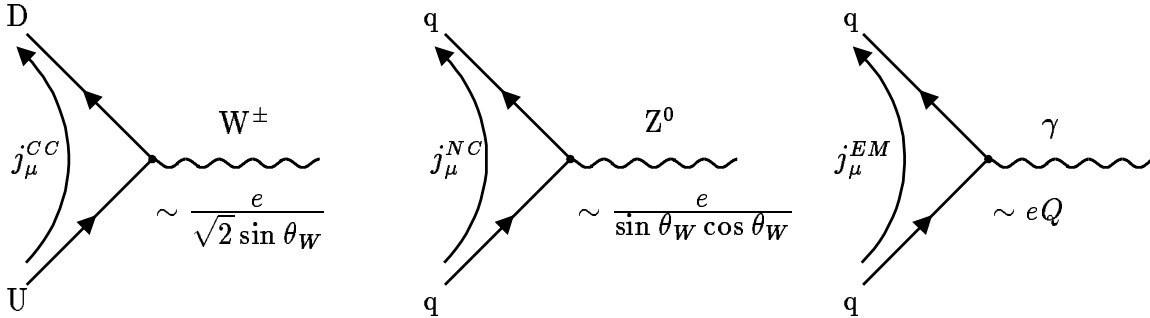


Abbildung 1: Die verschiedenen Strom-Eichboson Kopplungen.

Die Betrachtungen für die Leptonen laufen vollkommen analog. Da die Doubletspartner der geladenen Leptonen als masselos angenommen werden, mischen die Leptonen nicht in der schwachen Wechselwirkung. Der Mechanismus der Massenerzeugung führt daher nur zu 3 weiteren Parametern für die Massen der geladenen Leptonen.

## 1.2.2 Die Quantenchromodynamik

Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD). Sie ist in Analogie zur elektroschwachen Theorie als Eichtheorie formuliert. Die Eichgruppe ist die  $SU(3)_C$ . Die Quarks transformieren als Farbtupletts unter  $SU(3)_C$  und sind durch ihre Farbladung charakterisiert. Die drei verschiedenen Farbladungen werden rot, blau und grün genannt. Zur Wahrung der Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen  $SU(3)_C$ -Transformationen müssen 8 Eichfelder,  $g_\mu^i, i = 1, \dots, 8$ , die als Gluonen bezeichnet werden, eingeführt werden. Die Gluonen sind masselos. Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , der Kopplung der Gluonen an die Quarks ist der einzige Parameter in der Theorie.

Bei niedrigen Energien ist die Kopplungskonstante groß, so daß störungstheoretische Methoden nicht angewendet werden können. Bei hohen Energien, d.h. großen Impulsüberträgen  $Q$ , ist es dagegen möglich, störungstheoretische Methoden anzuwenden. Diese Eigenschaft der QCD ist die "Asymptotische Freiheit". Die Asymptotische Freiheit bezeichnet die Eigenschaft der laufenden Kopplungskonstanten, bei hohen Impulsüberträgen klein zu werden. Dies ist eine besondere Eigenschaft nichtabelscher Eichtheorien [16]. Die aus der nichtabelschen Struktur der Eichgruppe folgende Selbstkopplung der Gluonen führt zu einer Verstärkung der effektiven Farbladung bei größeren Abständen, bzw. einer Abschwächung der effektiven Farbladung bei kleineren Abständen.

Die laufende Kopplungskonstante der QCD kann entweder in Bezug auf ein bestimmtes  $\alpha_s(Q^2)$  dargestellt werden, oder mit Hilfe eines Parameters  $\Lambda_{\text{QCD}}$ , der dann die Kopplungskonstante  $\alpha_s(Q^2)$  als einzigen freien Parameter der QCD ersetzt:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}}. \quad (1.17)$$

An dieser Darstellung der starken Kopplungskonstanten erkennt man gut, daß die Kopplungskonstante bei großen Impulsen kleiner wird, solange die Anzahl der Quarksorten  $n_f$  kleiner als 17 ist.

Bei großen Abständen wird die Kopplung groß. Dies führt dazu, daß die Quarks und Gluonen auf einer Längenskala von  $R_{had} \sim 1/\Lambda_{\text{QCD}} \sim 1 \text{ fm}$  eingeschlossen sind.<sup>6</sup> Diese Eigenschaft der QCD wird "Confinement" genannt. Die anschauliche Bedeutung des Parameters  $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 0.2 \text{ GeV}$  ist eine Confinement-Skala, die grob gesprochen, die Energieskala bezeichnet, die zwischen starker und schwacher Kopplung trennt.

Die durch den Austausch von Gluonen gebundenen Hadronen sind farbneutral und lassen sich in Mesonen und Baryonen einteilen. Baryonen sind gebundene Zustände aus drei Quarks (qqq) mit unterschiedlicher Farbladung und Mesonen Zustände aus einem Quark und einem Antiquark mit der entgegengesetzten Farbladung (q $\bar{q}$ ).

### Heavy-Quark-Effective-Theory

Die Komplexität der QCD erlaubt es nicht, mit Hilfe störungstheoretischer Methoden niederenergetische Phänomene zu beschreiben. Bisher sind gültige Vorhersagen nur mit Hilfe von Symmetrietechniken möglich. Die älteste dieser Symmetrien ist die starke Isospin-Symmetrie. Diese Symmetrie, die ihren Grund in den kleinen Massendifferenz der u- und d-

---

<sup>6</sup>Hier und im folgenden werden Einheiten mit  $\hbar = c = 1$  verwendet.

Quarks hat, führt zur Übereinstimmung von Übergangsmatrixelementen verschiedener Teilchen, die sich nur durch den Austausch eines leichten Quarks unterscheiden.

In letzten Jahren hat sich gezeigt, daß Prozesse, in denen schwere Quarks beteiligt sind, durch eine effektive Theorie beschrieben werden können, die im Grenzwert  $m_Q \rightarrow \infty$  exakt gleich der QCD ist [17].

Die Größe eines schweren Hadrons ist etwa  $R_{had}$  und typische Impulsüberträge zwischen dem schweren Quark und den leichten Bestandteilen des Hadrons sind in der Größenordnung von  $\Lambda_{QCD}$ . Das Hadron ist von einer komplexen Wolke von leichten Quarks, Antiquarks und Gluonen umgeben. Da aber für die Masse des schweren Quarks  $Q$  gilt:

$$m_Q \gg \Lambda_{QCD}$$

und damit die entsprechende Comptonwellenlänge  $1/m_Q$  des schweren Quarks sehr viel kleiner als der typische Radius des Hadrons ist, sind die leichten Konstituenten des Hadrons blind bezüglich der Quarksorte des schweren Quarks und dessen Spin. Für die leichten Konstituenten erscheint das schwere Quark wie eine statische Farbladung. Daraus folgt, daß Hadronen, die sich nur in der Quarksorte und im Spin des schweren Quarks unterscheiden, von derselben Wolke aus leichten Konstituenten umgeben sind. Diese Symmetrie ermöglicht es, Beziehungen zwischen den Eigenschaften verschiedener schwerer Hadronen zu finden. Die Symmetrie zwischen den schweren Hadronen ist nicht exakt, da die Massen der schweren Quarks endlich sind. Korrekturen sind in der Größenordnung von  $\Lambda_{QCD}/m_Q$ . Außerdem ermöglicht es die große Masse des schweren Quarks, Übergangsmatrixelemente nach Potenzen von  $\frac{1}{m_Q}$  zu entwickeln [18]. Bei der Vorhersage für die Zerfallsspektren und der Lebensdauer von schweren Hadronen wird von dieser Symmetrie Gebrauch gemacht.

### 1.3 Erzeugung schwerer Hadronen

Die im vorhergehenden Kapitel gelegten Grundlagen ermöglichen es, die Erzeugung und den Zerfall schwerer Hadronen zu beschreiben. In diesem Kapitel wird die für diese Arbeit relevante Erzeugung von schweren Hadronen in  $e^+e^-$ -Vernichtungen diskutiert.

#### 1.3.1 Erzeugung schwerer Quarks in $e^+e^-$ -Vernichtung

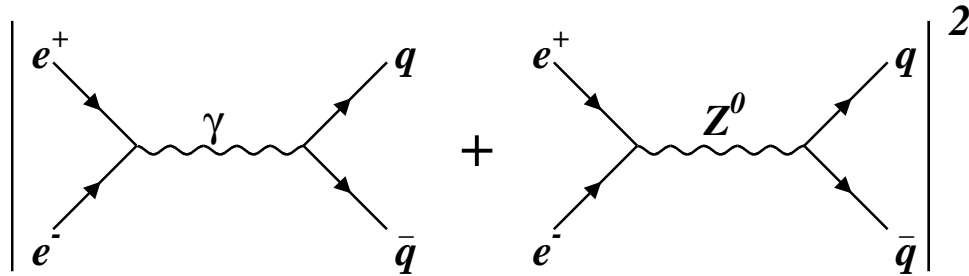


Abbildung 2: Quark Paarproduktion in der  $e^+e^-$ -Vernichtung

Die Erzeugung von Quarks in der  $e^+e^-$ -Vernichtung wird in niedrigster Ordnung (Bornsche Näherung) durch die in Abbildung 2 gezeigten Graphen beschrieben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  hat in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $s = (p_{e^+} + p_{e^-})^2$ , dem Polarwinkel  $\theta$  und dem Polarisationszustand  $P = \pm 1$  der erzeugten Quarks und unter Vernachlässigung der Quarkmassen die folgende Form [19]:

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta}(s, \cos \theta, P) = \frac{\pi \alpha^2}{4s} N_c \left\{ (1 + \cos^2 \theta) F_0(s) + 2 \cos \theta F_1(s) + P \left[ (1 + \cos^2 \theta) F_2(s) + 2 \cos \theta F_3(s) \right] \right\}. \quad (1.18)$$

Die elektroschwachen Formfaktoren sind:

$$\begin{aligned} F_0(s) &= Q_e^2 Q_q^2 + 2 \operatorname{Re}(\chi(s)) Q_e Q_q v_e v_q + |\chi(s)|^2 (a_e^2 + v_e^2) (a_q^2 + v_q^2), \\ F_1(s) &= 2 \operatorname{Re}(\chi(s)) Q_e Q_q a_e a_q + 4 |\chi(s)|^2 a_e v_e a_q v_q, \\ F_2(s) &= 2 \operatorname{Re}(\chi(s)) Q_e Q_q v_e a_q + 2 |\chi(s)|^2 (a_e^2 + v_e^2) a_q v_q, \\ F_3(s) &= 2 \operatorname{Re}(\chi(s)) Q_e Q_q a_e v_q + 2 |\chi(s)|^2 a_e v_e (a_q^2 + v_q^2). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Der Faktor  $\chi(s)$  ist der Resonanzbeitrag der  $Z^0$ -Produktion:

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_{Z^0}^2 + i s \Gamma_{Z^0} / M_{Z^0}}, \quad (1.20)$$

$Q_e, Q_q$  sind die Elektron- bzw. Fermionladung,  $v_e, v_q, a_e$  und  $a_q$  sind die in Gleichung 1.16 definierten Vektor- bzw. Axialvektorkopplungen,  $\alpha = e^2/4\pi$  ist die Feinstrukturkonstante und  $N_c = 3$  ist die Anzahl der Farbfreiheitsgrade.

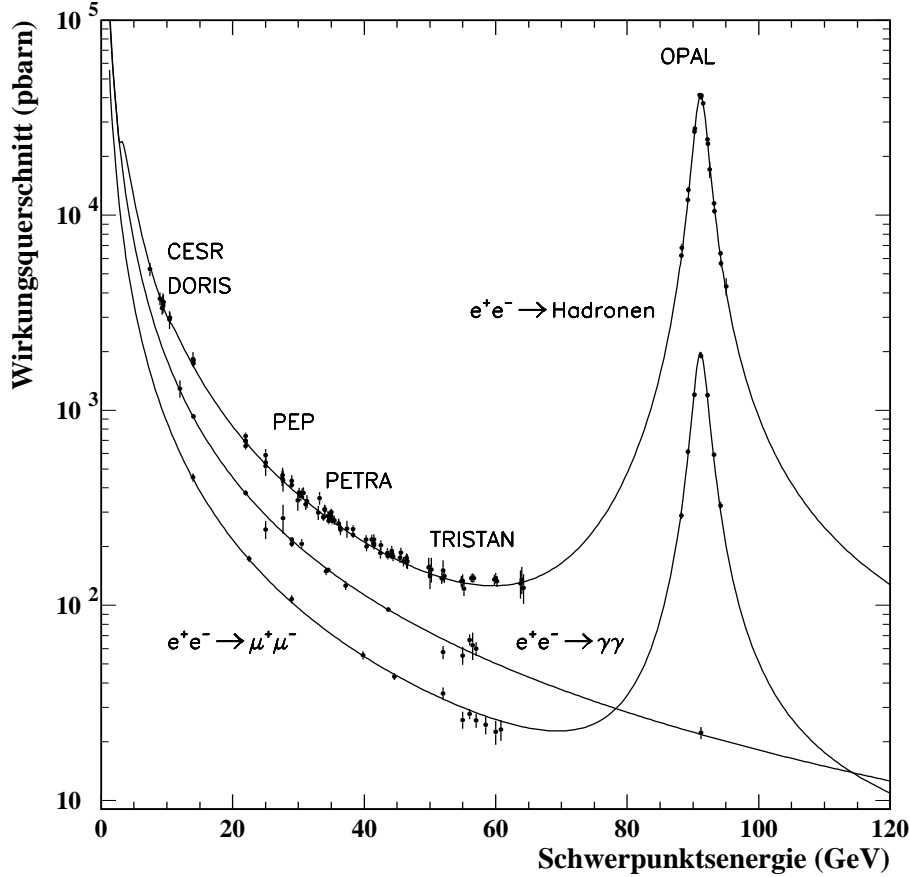


Abbildung 3: Der totale Wirkungsquerschnitt der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Bornscher Näherung aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie für die Prozesse  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Eingetragen sind auch die auf die Bornsche Näherung korrigierten Messungen verschiedener Experimente bei verschiedenen Schwerpunktsenergien.

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Born}}$  für die Produktion von Quarks ergibt sich nach der Summation über beide Polarisationszustände und der Integration über den Polarwinkel zu:

$$\sigma(s)_{\text{Born}} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} F_0. \quad (1.21)$$

Der erste Term des elektroschwachen Formfaktors  $F_0$  folgt aus der  $\gamma$ -Produktion, der zweite aus der  $\gamma Z^0$ -Interferenz und der dritte aus der  $Z^0$ -Produktion. Der Beitrag aus der  $\gamma$ -Produktion ist gegenüber dem Beitrag aus der  $Z^0$ -Produktion um drei Größenordnungen unterdrückt und der  $\gamma Z^0$ -Interferenzterm verschwindet bei  $s = M_Z^2$ . Der totale Wirkungsquerschnitt für die  $e^+e^-$ -Vernichtung in Bornscher Näherung ist in Abbildung 3 gezeigt. Korrekturen höherer Ordnung haben einen zum Teil großen Einfluß auf den totalen Wirkungsquerschnitt. Den Hauptbeitrag liefert die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand. Sie senkt den Wirkungsquerschnitt bei der nominellen  $Z^0$  Masse um etwa 30% [20].



Die Vorhersage des Standardmodells für die Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons in b-Quarks relativ zur gesamten hadronischen Zerfallsbreite lautet, unter Berücksichtigung von Korrekturen höherer Ordnung [21]:

$$\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{\text{had}}} = 0.2158. \quad (1.22)$$

Der Welt-Mittelwert aller Messungen beträgt [21]:

$$\frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{\text{had}}} = 0.2202 \pm 0.0020. \quad (1.23)$$

Hier zeigt sich zwar eine Abweichung von 2.2 Standardabweichungen, aber Theorie und Experiment stimmen doch in dem für diese Analyse relevanten Schluß überein, daß das  $Z^0$ -Boson mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 21% in  $b\bar{b}$ -Paare zerfällt.

Wie in Gleichung 1.16 gezeigt, koppeln rechts- und linkshändige Fermionen mit unterschiedlicher Stärke an das  $Z^0$ -Boson. Diese Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung manifestiert sich in einer longitudinalen Polarisation  $P_L$  der Quarks aus dem  $Z^0$ -Zerfall und einer Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts bezüglich des Polarwinkels  $\theta$  zwischen dem emittierten Quark und dem einlaufenden Elektron. Die Polarisation hat einen Einfluß auf die Spektren der Zerfallsteilchen der b-Baryonen und wird daher weiter diskutiert.

Die longitudinale Polarisation ergibt sich aus der Differenz des Wirkungsquerschnitts für linkshändige Fermionen  $\sigma(P = +1)$  und des Wirkungsquerschnitts für rechtshändige Fermionen  $\sigma(P = -1)$ :

$$\begin{aligned} P_L &= -\frac{\sigma(P = +1) - \sigma(P = -1)}{\sigma_{\text{Born}}} \\ &= -\frac{F_2(s)}{F_0(s)} \end{aligned} \quad (1.24)$$

Unter Vernachlässigung der Anteile durch die  $\gamma$ -Produktion und die  $\gamma Z^0$ -Interferenz ergibt sich für die Polarisation der Quarks in der  $e^+e^-$ -Vernichtung:

$$P_L = -\frac{2a_q v_q}{a_q^2 + v_q^2}. \quad (1.25)$$

Für Neutrinos aus  $Z^0$  Zerfällen ergibt sich eine longitudinale Polarisation von  $P_L = -1$ . Da Neutrinos keine elektrische Ladung tragen, ist die Kopplung an das  $Z^0$ -Boson eine reine V-A Kopplung. down-typ Quarks aus  $Z^0$ -Zerfällen sind zu  $P_L = -94\%$  und up-typ Quarks sind zu  $P_L = 67\%$  longitudinal polarisiert. Der größere Betrag der Polarisation für down-typ im Vergleich zu up-typ Quarks ergibt sich aus der kleineren elektrischen Ladung der down-typ Quarks und der daraus folgenden stärker V-A artigen Kopplung an das  $Z^0$ -Boson.

Die im Zerfall des  $Z^0$  entstandenen Quarks erscheinen nicht als freie Teilchen, sondern transformieren in beobachtbare Hadronen. Zuerst strahlen die Quarks Gluonen ab, die wiederum in Quark-Antiquark Paare zerfallen können. Dieser Schritt kann, da bei den in diesem Prozeß zur Verfügung stehenden hohen Energien die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  noch klein ist, durch die perturbative QCD berechnet werden. Im nächsten Schritt kombinieren die Quarks mit anderen Quarks zu beobachtbaren Hadronen. Dieser Prozeß wird Fragmentation genannt.

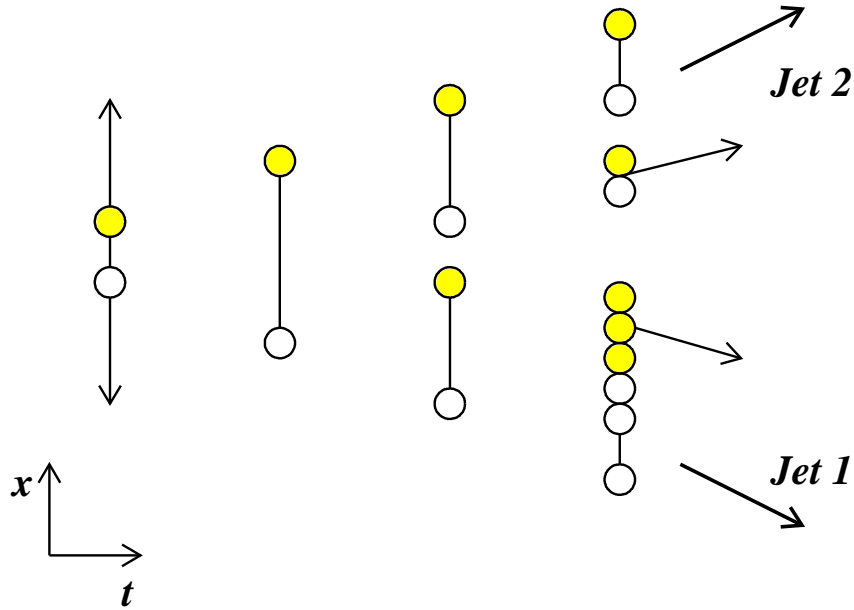


Abbildung 4: Die Phänomenologie der Fragmentation. Quarks sind durch graue Punkte und Antiquarks durch weiße Punkte gekennzeichnet. In Jet 1 entsteht durch die Erzeugung eines Diquark-Antidiquarkpaares ein Baryon.

### 1.3.2 Fragmentation

Der Fragmentationsprozeß beschreibt die Transformation der freien Quarks in beobachtbare Hadronen. Dieser Prozeß kann nicht mehr im Rahmen der perturbativen QCD berechnet werden, sondern ist nur modellhaft verstanden. Ein sehr populäres Modell, das auch im Rahmen dieser Analyse benutzt wurde, ist das String-Fragmentationsmodell [22]. Die Phänomenologie dieses Modells ist in Abbildung 4 illustriert. Ein Quark und ein Antiquark ordnen sich zu einem Band (string), das sich aufgrund der entgegengesetzten Impulse immer weiter spannt. Das Band wird hier zur quantitativen Beschreibung des sich einschnürenden Farbfeld-Flusses verwendet (siehe Kap. 1.2.2). Wird die Energie zwischen den beiden Quarks so groß, daß ein Quark-Antiquarkpaar entstehen kann, so reißt das Band. Dieser Prozeß kann mehrere Male hintereinander auftreten. Ist die Energie innerhalb eines Bandes nicht ausreichend um weitere Quark-Antiquarkpaare zu erzeugen, so verläßt das Quark-Antiquarkpaar als farbneutrales Meson den Fragmentationsprozeß.

Bei genügend großer Energie in dem Band zwischen den beiden Quarks kann es auch zur Erzeugung eines Diquark-Antidiquarkpaares kommen [23]. Diese Diquarks verbinden sich mit den entsprechenden Quarks zu Baryonen. Die Erzeugung von Diquarks ist gegenüber der Erzeugung von Quarks um einen Faktor 10 unterdrückt [24].

Nachdem alle freien Quarks in Hadronen gebunden sind, erhält man so gebündelte Strahlen von Hadronen (Jets).

Die Fragmentation wird durch eine Wahrscheinlichkeitsfunktion  $f(z)$  parametrisiert, wobei  $z$  der Anteil der Energie und des bezüglich der Flugrichtung parallelen Impulses des primären Quarks ist, der von dem Hadron, in dem sich das primäre Quark befindet, übernommen wird:

$$z = \frac{(E + p_{||})_{Hadron}}{(E + p_{||})_{Quark}}. \quad (1.26)$$

Die für die Fragmentation schwerer Quarks benutzte Fragmentationsfunktion ist:

$$f(z) \sim \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^2}, \quad (1.27)$$

die von Peterson *et al.* [25] vorgeschlagen wurde. Der freie Parameter  $\epsilon$  ist näherungsweise umgekehrt proportional zum Quadrat der Quarkmasse des schweren Quarks:

$$\epsilon_q \sim \frac{1}{m_q^2}.$$

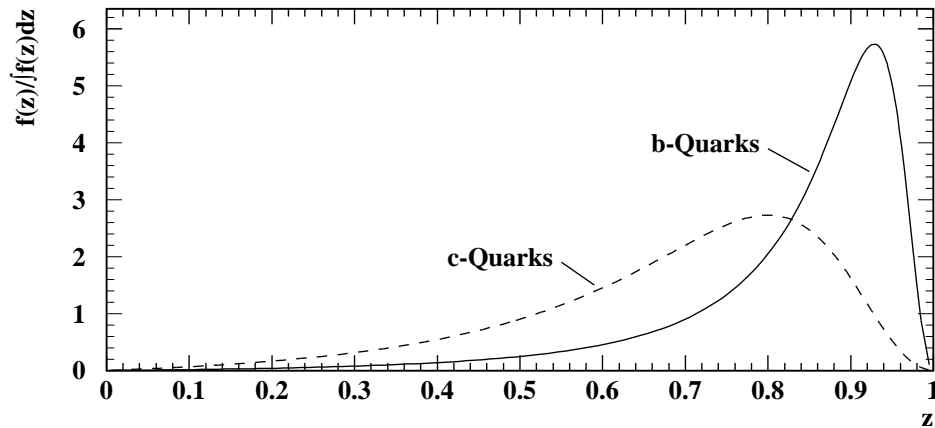


Abbildung 5: Die Peterson-Fragmentationsfunktion für  $b$ - und  $c$ -Quarks

Die Fragmentationsfunktionen für  $b$ -Quarks ( $\epsilon_b = 0.0055$ ) und  $c$ -Quarks ( $\epsilon_c = 0.050$ ) sind in Abbildung 5 gezeigt [26]. Die  $b$ -Quarks verlieren in der Fragmentation kaum Energie, da das  $b$ -Quark bei der Ankopplung an andere Quarks kaum gebremst wird. Daher sind die Impulsspektren der  $b$ -Hadronen sehr hart. Der mittlere Impuls von  $b$ -Hadronen aus  $Z^0$ -Zerfällen beträgt etwa 33 GeV. Der mittlere Impuls der nächst leichteren  $c$ -Quarks beträgt nur noch 23 GeV. Der große mittlere Impuls der  $b$ -Hadronen führt zu teilweise großen Impulsen der Zerfallsprodukte der  $b$ -Hadronen. Außerdem führt die große Massendifferenz zwischen  $b$ - und  $c$ -Quarks zu teilweise großen Transversalimpulsen der Zerfallsteilchen bezüglich der Flugrichtung der  $b$ -Hadronen. Diese Eigenschaft der Zerfallsprodukte wird bei der Identifikation von  $b$ -Hadronzerfällen ausgenutzt.

Die Energie der b-Quarks aus  $Z^0$ -Zerfällen ist so groß, daß in der Fragmentation alle b-Hadronen erzeugt werden. Die bisher direkt nachgewiesenen b-Hadronen sind in Tabelle 2 aufgeführt.

Das leichteste b-Baryon, das  $\Lambda_b^0$ , entsteht durch die Bindung des b-Quarks und eines (ud)-Diquarks mit Spin 0. Der Spin des  $\Lambda_b^0$  ist somit durch den Spin des b-Quarks gegeben. Die Heavy-Quark-Effective-Theory sagt voraus, daß der Spin des b-Quarks entkoppelt ist. Die  $\Lambda_b^0$  Baryonen erhalten damit, im Rahmen dieser Theorie, die gesamte Polarisierung der b-Quarks aus dem  $Z^0$ -Zerfall [27].

b-Hadronen			
Name	Valenzquarks	Masse ( $\text{GeV}^2$ )	f(b $\rightarrow$ b Hadron)(%)
$B_d^0$	$\bar{b}d$	$5.2790 \pm 0.0020$ [15]	$40 \pm 4$
$B^+$	$\bar{b}u$	$5.2787 \pm 0.0020$ [15]	$40 \pm 4$
$B_s^0$	$\bar{b}s$	$5.375 \pm 0.006$ [15]	$12 \pm 4$
$\Lambda_b^0$	bud	$5.621 \pm 0.022$ [28]	$8 \pm 4$

Tabelle 2: Hadronen mit einem b-Quark. In der Tabelle sind nur die bisher nachgewiesenen b-Hadronen aufgelistet. Dazu sind die entsprechenden Valenzquarks, die gemessenen Massen und die vorhergesagten Produktionsraten [24] aufgeführt.

## 1.4 Zerfall von b-Hadronen

Angeregte b-Hadronen zerfallen über die elektromagnetische oder starke Wechselwirkung in Grundzustands-b-Hadronen. Die Grundzustände zerfallen ausschließlich über die schwache Wechselwirkung. In diesem Kapitel werden die Modelle für die schwachen Zerfälle behandelt. Das zuerst beschriebene Zuschauermodell ermöglicht eine erste Abschätzung der Lebensdauer von schwach zerfallenden b-Hadronen. Auf weiterentwickelte Modelle für die Zerfälle von b-Hadronen wird im darauffolgenden Kapitel eingegangen. In diesem Kapitel werden dann auch die für die hier vorliegende Analyse relevanten Vorhersagen für die semileptonischen Zerfälle von b-Hadronen erläutert.

### 1.4.1 Das Zuschauermodell

Das einfachste Modell für den schwachen Zerfall von b-Hadronen ist das Zuschauermodell. In diesem Modell zerfällt das b-Quark ohne Beteiligung der anderen Quarks im b-Hadron. Der Zerfall wird alleine durch die Kopplung des geladenen schwachen Stromes  $j_\mu^{CC}$  an das W-Boson beschrieben. Dies ist in Abbildung 6 für den semileptonischen Zerfall des  $\Lambda_b^0$ -Baryons gezeigt. Die leichten Quarks – das u- und d-Quark in Abbildung 6 – sind Zuschauer des schwachen Zerfalls. Das schwere Quark wird als freies Quark angenommen und seine Zerfalleigenschaften sind gleichzeitig die Zerfalleigenschaften des b-Baryons. Die Lebensdauer des  $\Lambda_b^0$ -Baryons ist in diesem Modell einfach die reziproke Zerfallsbreite des b-Quarks.

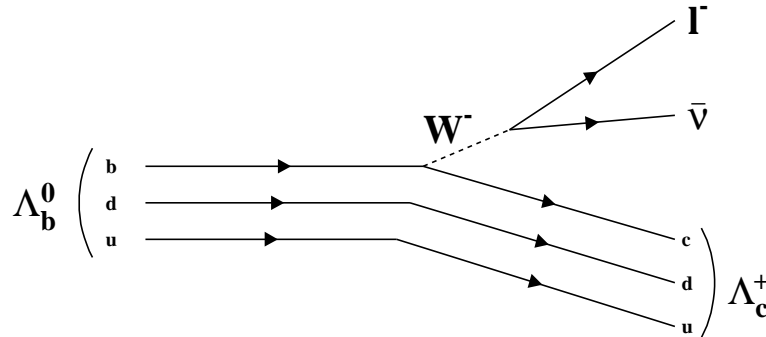


Abbildung 6: Der Zerfall  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell \bar{\nu}_\ell$  im Zuschauermodell.

Die totale Zerfallsrate ist die Summe der Beiträge der  $(b \rightarrow c)$  und  $(b \rightarrow u)$  Übergänge:

$$\Gamma_{tot} = \sum_{q=u,c} \Gamma(b \rightarrow q). \quad (1.28)$$

Die Zerfallsrate für jeden Quarkübergang kann in einen semileptonischen und hadronischen Teil aufgeteilt werden:

$$\Gamma(b \rightarrow q) = \Gamma_{sl}(b \rightarrow q) + \Gamma_{had}(b \rightarrow q). \quad (1.29)$$

Das Matrixelement<sup>7</sup> für den semileptonischen Zerfall ergibt sich aus der Strom-Strom-Kopplung des geladenen Leptonstroms  $j_{\text{lepton}}^\mu$  und des geladenen Quarkstroms  $j_\mu^{\text{quark}}$ :

$$i\mathcal{M} = G_F j_\mu^{\text{quark}} j_{\text{lepton}}^\mu, \quad (1.30)$$

mit den Strömen

$$j_\mu^{\text{quark}} = \bar{q}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)V_{qb}b,$$

$$j_{\text{lepton}}^\mu = \bar{\nu}_\ell\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\ell.$$

Dieses Matrixelement ist dem Matrixelement für den Myonzerfall  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  ähnlich. Nach Quadrieren des Matrixelements und der Integration über den Phasenraum, unter Vernachlässigung der Massen der Zerfallsprodukte des W-Bosons, erhält man die Zerfallsrate für einen Zerfallskanal:

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}| g(r) \quad (1.31)$$

Der erste Faktor in der Zerfallsrate ist die Myonzerfallsrate, jedoch mit der b-Quark Masse anstatt der Myonmasse. Der zweite Faktor ist das entsprechende CKM-Matrixelement und der letzte der Phasenraumfaktor:

$$g(r) = 1 - 8r^2 + r^6 - r^8 - 24r^4 \ln r$$

mit  $r = \frac{m_e}{m_b}$ . Für den Myonzerfall und (b  $\rightarrow$  u) Übergänge ist der Phasenraumfaktor  $g(r) \approx 1$  und für den (b  $\rightarrow$  c) Zerfall ist der Faktor  $g(r) \approx 0.5$ .

Für die Zerfallsrate der hadronischen Übergänge  $\Gamma_{had}$  gilt in diesem Modell:

$$\Gamma_{had} = 3 \cdot \Gamma_{sl}.$$

Der Faktor 3 ergibt sich aus der Kopplung von Quarkzuständen mit drei verschiedenen Farbladungen an das W-Boson.

Die Vorhersagen des Zuschauermodells lassen sich durch die Einbeziehung folgender Effekte verbessern:

- QCD Korrekturen [29, 30] wegen des Austauschs virtueller Gluonen und reeller Gluonabstrahlung,
- Phasenraumkorrekturen [31] wegen der endlichen Massen der Quarks und Leptonen aus dem W-Boson Zerfall und
- Verschmierungen wegen der Fermi-Bewegung der Quarks im Hadron [29].

---

<sup>7</sup>Der  $W^\pm$ -Propagator ist proportional zu  $\frac{1}{Q^2 + M_W^2}$ . Für die beim Zerfall eines b-Quarks auftretenden Impulsüberträge  $Q^2$  ist der Propagator in guter Näherung konstant und wird in der Kopplungskonstanten  $G_F = \frac{\sqrt{2}e^2}{8 \sin^2 \theta_W M_W^2}$  berücksichtigt.

Die ersten beiden Korrekturen lassen sich in den folgenden Ausdrücken für die semileptonische und hadronische Zerfallsrate zusammenfassen [5]:

$$\begin{aligned}\Gamma_{sl}(b \rightarrow q\ell\nu_\ell) &= \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 f(r_q, r_\ell, 0) \eta_{sl}, \\ \Gamma_{had}(b \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3) &= \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{q_1b}|^2 |V_{q_2q_3}|^2 f(r_{q_1}, r_{q_2}, r_{q_3}) \eta_{had}.\end{aligned}$$

Die Funktionen  $f(r_x, r_y, r_z)$ , mit  $r_x = \frac{m_x}{m_b}$ , sind die Phasenraumfaktoren und  $\eta_{sl}$  und  $\eta_{had}$  sind die QCD Korrekturen. Die Phasenraumfaktoren führen im wesentlichen zu einer Unterdrückung der Zerfälle  $W^- \rightarrow \tau^- \nu_\tau$  und  $W^- \rightarrow \bar{c}s$ . Explizite Ausdrücke für die Phasenraumfaktoren  $f(r_x, r_y, r_z)$  finden sich in [31]. Die QCD Korrekturen liegen im Bereich von etwa 10%, wobei die semileptonische Zerfallsbreite verringert und die hadronische Zerfallsbreite vergrößert wird [5].

Die Einbeziehung der Fermi-Bewegung der Konstituenten des Hadrons hat im wesentlichen nur einen Einfluß auf den Endpunkt des Zerfallsspektrums der Leptonen.

Nach Einbeziehung der Korrekturen ergibt sich für die verschiedenen Zerfälle des W-Bosons beim  $(b \rightarrow c)$  Übergang [32]:

$$e\nu_e : \mu\nu_\mu : \tau\nu_\tau : \bar{u}d : \bar{c}s = 1.0 : 1.0 : 0.2 : 3.5 : 0.8. \quad (1.32)$$

Im verbesserten Zuschauermodell ergibt sich ein semileptonisches Verzweigungsverhältnis von etwa 15%. Der Weltmittelwert des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses beträgt  $BR(b \rightarrow c\ell\bar{\nu}) = 10.43 \pm 0.24\%$  [15]. Hier steht  $\ell$  für Elektronen oder Myonen. Bisher ist es im Rahmen des Zuschauermodells nicht gelungen, dieses experimentelle Ergebnis zu verstehen.

Da das Zuschauermodell einen Einfluß der 'zuschauenden' Quarks im zerfallenden Hadron nicht betrachtet, ergibt sich die folgende Vorhersage für die Lebensdauern der verschiedenen b-Hadronen:

$$\tau(B^+) = \tau(B_d^0) = \tau(B_s^0) = \tau(\Lambda_b^0).$$

Die in Gleichung 1.31 angegebene Zerfallsrate für den Zerfall des b-Quarks ermöglicht eine erste grobe Abschätzung der Lebensdauer. Unter der Annahme einer b-Quark Masse von etwa 4.6 GeV [15], einer Fermikonstanten von  $G_F = 1.17 \cdot 10^{-5}$  GeV [15] und einem Wert für  $V_{cb} = 0.039 \pm 0.004$  [14] erhält man nach Summation der in Gleichung 1.32 angegebenen Anteile der relativen Zerfallkanäle eine Lebensdauer von

$$\tau_b = \frac{1}{\Gamma_{tot}} \approx \frac{1}{6.5\Gamma_{sl}} = 1.3 \cdot 10^{-12} \text{ s.}$$

Nach der Entdeckung des b-Quarks wurde zuerst angenommen, daß das CKM-Matrixelement  $V_{cb} = V_{us} \approx 0.22$  sei, d.h., daß die Kopplung zwischen Quarks der ersten und zweiten Generation die selbe sei, wie die Kopplung zwischen Quarks der zweiten und dritten Generation. Dieser Wert des CKM-Matrixelementes würde zu einer Lebensdauer von  $\tau_b \approx 4 \cdot 10^{-14}$  s führen, die mit bestehenden Experimenten nie hätte gemessen werden können. Man erkennt an dieser Abschätzung die Rolle des Matrixelementes  $V_{cb}$  im b-Quark Zerfall.

### 1.4.2 Theorie der schwachen Zerfälle

Das Zuschauermodell hat sich als sehr hilfreich für die Beschreibung des Zerfalls von b-Hadronen und bei der Bestimmung von  $V_{cb}$  aus der Messung der mittleren Lebensdauer von b-Hadronen erwiesen. Es kann aber nur eine Modellannahme für die Beschreibung des Zerfalls schwerer Hadronen sein. In dem Hadron sind die Quarks durch den Austausch von Gluonen aneinander gebunden. Eine Theorie der Zerfälle von b-Hadronen muß die gesamte Wechselwirkung und alle Effekte, die durch das Vorhandensein der leichten Quarks im Hadron hervorgerufen werden, mit berücksichtigen. Der Einfluß der leichten Quarks auf den Zerfall ist für die einzelnen b-Hadronen verschieden und führt zu Unterschieden in den Lebensdauern aufgrund von zwei wesentlichen Effekten:

- Interferenz zwischen Endzuständen und
- Annihilation und W-Boson Austausch.

Interferenz von Quarks im Endzustand kann wegen des Pauli-Prinzips zu einer Änderung der Zerfallsrate und damit der Lebensdauer führen. In Abbildung 7.a,b sind als Beispiel der externe und interne Zuschauergraph des Zerfalls  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  gezeigt. Für den Zerfall des  $B^+(\bar{b}u) \rightarrow (W^+ \bar{c}u) \rightarrow (u\bar{d}\bar{c}u)$  sind es ebenfalls zwei Graphen, die zur Zerfallsbreite beitragen. Die beiden Graphen gehen durch die Vertauschung von identischen Fermionen ineinander über und unterscheiden sich daher nur um ein Vorzeichen. Die Interferenz des internen und externen Zuschauergraphen ist für das  $\Lambda_b^0$  und  $B^+$  destruktiv [5]. Dies führt zu einer Verlängerung der Lebensdauer dieser beiden b-Hadronen gegenüber den Lebensdauern der anderen b-Hadronen.

Wenn in dem b-Hadron neben dem b-Quark ein positiv geladenes Valenzquark oder Anti-quark vorhanden ist, kann das b-Hadron auch über den Austausch eines W-Bosons zerfallen, wie in Abbildung 7.c für den Zerfall des  $\Lambda_b^0$  gezeigt. Diese Bedingung ist für  $B_d^0, B_s^0$ -Meson und das  $\Lambda_b^0$ -Baryon erfüllt. Die relevanten Zerfallskanäle sind:

$$\begin{aligned} B_d^0(\bar{b}d) &\rightarrow (\bar{c}u), \\ B_s^0(\bar{b}s) &\rightarrow (\bar{c}c), \\ \Lambda_b^0(bud) &\rightarrow (cdd). \end{aligned}$$

Bei den b-Mesonen koppelt in diesem Fall ein Anti-Quarkstrom  $j_\mu^{CC}(\bar{b} \rightarrow \bar{c})$  an einen Quarkstrom  $j_\mu^{CC}(q \rightarrow q')$ . Diese Kopplung ist im Gegensatz zur Quarkstrom-Quarkstrom Kopplung für den  $\Lambda_b^0$ -Zerfall unterdrückt. Die Zerfälle über den W-Austausch tragen daher nur für die  $\Lambda_b^0$ -Baryonen zur Zerfallsbreite bei und verkürzen deren Lebensdauer im Vergleich zur Lebensdauer der anderen b-Hadronen. Für die  $\Lambda_b^0$ -Baryonen überwiegt die Verkürzung der Lebensdauer aufgrund des W-Austauschs gegenüber der Verlängerung aufgrund der Interferenz der Endzustände.

Zerfälle über schwache Annihilation (siehe Abb. 7.d) können bei  $B^-$  Mesonen auftreten, sind aber wegen des kleinen CKM-Matrixelements  $V_{ub}$  des  $(b \rightarrow u)$  Übergangs stark unterdrückt. Die oben beschriebenen Effekte in b-Hadronzerfällen führen zu einer qualitativen Hierarchie der Lebensdauern:

$$\tau(B^+) > \tau(B_d^0) \approx \tau(B_s^0) > \tau(\Lambda_b^0).$$



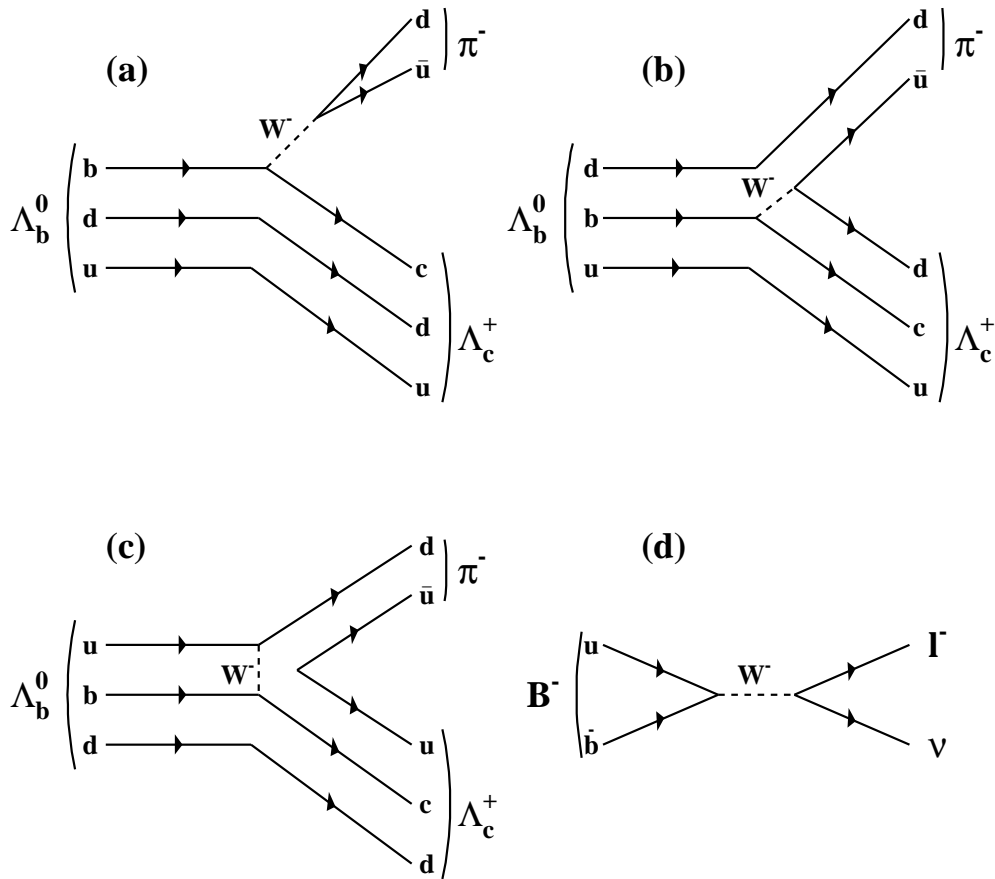


Abbildung 7: Zerfallsgraphen von  $b$ -Hadronen, in denen die anderen Quarks im Hadron beteiligt sind. a) Der externe Zuschauergraph des  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  Zerfalls und b) der interne Zuschauergraph des selben Zerfalls. c) Beispiel für einen Zerfall durch einen  $W^\pm$  Austausch. d) Quark Annihilation in einem  $b$ -Hadron

In letzter Zeit sind die ersten Versuche unternommen worden, die gesamte QCD-Dynamik des Zerfalls von  $b$ -Hadronen mit einzubeziehen. Die Heavy-Quark-Effective-Theory ermöglicht eine quantitative Erfassung der durch die leichten Quarks hervorgerufenen Effekte. Hier kann nur der Gedankengang dieser Untersuchungen kurz skizziert werden. Die Details der Untersuchungen befinden sich in [6].

Nach dem optischen Theorem ist die Zerfallbreite eines  $b$ -Hadrons proportional zum Imaginärteil des Operators der Vorwärtsstreuung  $T(b \rightarrow f \rightarrow b)$  des  $b$ -Quarks über einen Zwischenzustand  $f$  [33]. Die große Masse der  $b$ -Quarks erlaubt eine Entwicklung des Operators  $T$  nach Ordnungen von  $1/m_b$ . Die Entwicklungsterme lassen sich zu bekannten Größen, wie z.B. der kinetischen Energie der  $b$ -Quarks im Hadron, oder der Massenaufspaltung der  $B$  und  $B^*$  Mesonen in Beziehung setzen. Die Entwicklungsterme unterscheiden sich für die verschiedenen  $b$ -Hadronen. In der Entwicklung gibt es keinen Term der Ordnung  $\Lambda_{\text{QCD}}/m_b$  [34]. Der erste Entwicklungsterm ist von der Ordnung  $\Lambda_{\text{QCD}}/m_b^2$ , so daß der Einfluß der ersten Entwicklungsterme in der Größenordnung von einigen Prozent liegt.

Aus diesen Untersuchungen wurden die folgenden Vorhersagen für die Verhältnisse der Lebensdauern der verschiedenen b-Hadronen gewonnen [6]:

$$\tau(B^+)/\tau(B_d^0) = 1.05, \quad \tau(B_s^0)/\tau(B_d^0) = 1.00, \quad \tau(\Lambda_b^0)/\tau(B_d^0) = 0.90,$$

wobei angemerkt werden muß, daß die Vorhersage für die Lebensdauer der b-Baryonen nicht das Ergebnis einer detaillierten Analyse sind, sondern eher eine erste Abschätzung [6].

Auch über die Spektren der beim Zerfall eines b-Hadrons entstehenden Teilchen machen Untersuchungen im Rahmen der Heavy-Quark-Effektive-Theorie eine Aussage. Die Grundannahme aller Untersuchungen ist die Faktorisierung der Zerfallsamplitude eines b-Hadrons in einen hadronischen und in einen leptonischen Teil:

$$\mathcal{A}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell \bar{\nu}) = \langle \Lambda_c^+ | j_\mu^{CC} | \Lambda_b^0 \rangle \langle \nu | j_\mu^{CC} | \ell \rangle \quad (1.33)$$

Der leptonische Teil ist einfach zu berechnen. Der hadronische Teil ergibt sich aus der Summe aller lorentzinvarianten Variablen, die jeweils mit einem Formfaktor multipliziert werden. Für den Zerfall  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu}$  sind es sechs verschiedene Formfaktoren [17]. Im HQET Grenzwert,  $m_b \rightarrow \infty$ , reduziert sich die Anzahl der Formfaktoren auf einen Formfaktor  $F_\alpha(\omega)$ . Der Formfaktor  $F_\alpha(\omega)$  hängt nur vom Energieübertrag

$$\omega = \frac{E_{\Lambda_c^+}^*}{m_{\Lambda_c^+}} \quad (1.34)$$

ab und beschreibt die Reaktion der das schwere Quark umgebenden leichten Quarks auf eine Änderung der Geschwindigkeit von  $v_b \rightarrow v_c$ . Die Energie  $E_{\Lambda_c^+}^*$  ist die Energie des  $\Lambda_c^+$ -Baryons im Ruhesystem des  $\Lambda_b^0$ -Baryons und  $m_{\Lambda_c^+}$  ist die Masse des  $\Lambda_c^+$ -Baryons. Der Formfaktor für den Zerfall der  $\Lambda_b^0$ -Baryonen ist berechnet worden [35]. Die theoretische Erwartung läßt sich in folgender Form parametrisieren:

$$F_\alpha(\omega) = \frac{1}{\lambda_1 + \lambda_2 \omega + \lambda_3 \omega^2} \quad (1.35)$$

Die Werte der Parameter sind  $\lambda_1 = 4.0065$ ,  $\lambda_2 = -9.5466$  und  $\lambda_3 = 6.3125$  und ergeben sich aus dem Fit der Parametrisierung an die theoretische Vorhersage. Damit ergibt sich die Vorhersage für den hadronischen Teil [27]:

$$\langle \Lambda_c^+ | j_\mu^{CC} | \Lambda_b^0 \rangle = \bar{u}_{\Lambda_c^+}(v_c, s_c) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_{\Lambda_b^0}(v_b, s_b) F_\alpha(\omega) \quad (1.36)$$

Die  $\bar{u}_{\Lambda_c^+}$ - und  $u_{\Lambda_b^0}$ -Spinoren des  $\Lambda_c^+$ - bzw.  $\Lambda_b^0$ -Baryons hängen von der Geschwindigkeit  $v$  und dem Spin  $s$  ab. Man erkennt hier, daß das Matrixelement  $\langle \Lambda_c^+ | j_\mu^{CC} | \Lambda_b^0 \rangle$  im HQET-Limit dem Matrixelement des Partonmodells entspricht.

## 1.5 Gegenstand der Analyse

Es wird erwartet, daß b-Baryonen die b-Hadronen mit der kürzesten Lebensdauer sind. Die theoretische Erwartung für den Unterschied der Lebensdauer von b-Baryonen zur Lebensdauer der anderen b-Hadronen liegt aber bei höchstens 10%. Die ersten Messungen der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen im Jahre 1992 fanden eine Lebensdauer von

$$\begin{aligned}\tau_{\Lambda_b} &= 1.04_{-0.38}^{+0.48} \pm 0.10 \text{ ps (DELPHI [36])}, \\ \tau_{\Lambda_b} &= 1.05_{-0.20}^{+0.23} \pm 0.08 \text{ ps (OPAL [37])}, \\ \tau_{\Lambda_b} &= 1.12_{-0.29}^{+0.32} \pm 0.16 \text{ ps (ALEPH [38])}.\end{aligned}$$

Der Mittelwert dieser Messungen beträgt:

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.07_{-0.16}^{+0.19} \text{ ps.} \quad (1.37)$$

Mit einer mittleren Lebensdauer von  $B^0$ -Mesonen von  $\tau_{B^0} = 1.50 \pm 0.11 \text{ ps}$  [15] ergab sich ein Verhältnis der Lebensdauern von

$$\tau(\Lambda_b)/\tau(B_d^0) = 0.71 \pm 0.18. \quad (1.38)$$

Das Verhältnis lag eine Standardabweichung unter der Erwartung. Die Genauigkeit der Messungen läßt aber noch keine Schlüsse bezüglich der Gültigkeit der in Kapitel 1.4.2 gezeigten Vorhersagen zu. Ziel dieser Analyse war die Messung der b-Baryon Lebensdauer mit kleinerem Fehler.

Zerfälle des  $Z^0$ -Bosons eignen sich in hervorragender Weise für diese Studie. Das  $Z^0$ -Boson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 21% in  $b\bar{b}$ -Paare und in der Fragmentation werden b-Baryonen mit genügend großer Produktionsrate erzeugt. Die b-Baryonen haben aufgrund der harten Fragmentation der b-Quarks einen mittleren Impuls von etwa 33 GeV. Der große Impuls der b-Baryonen zusammen mit einer Lebensdauer von etwa 1 ps ergeben eine mittlere Fluglänge von etwa 3 mm. Diese Flugstrecken ermöglichen es die Lebensdauer von b-Baryonen in  $Z^0$ -Zerfällen zu messen.

Das OPAL-Experiment am Large-Electron-Positron-Collider LEP, der auf der  $Z^0$ -Resonanz läuft, eignet sich, wie in Kapitel 2 gezeigt wird, aufgrund der guten Spurauflösung und guter Teilchenidentifikation zur Messung der Lebensdauer von b-Baryonen. Daher wurde die folgende Analyse an diesem Experiment durchgeführt.

Der erste Schritt in dieser Analyse besteht in der Isolation von b-Baryon Zerfällen, die eine Messung der Lebensdauer ermöglichen. Es wird in hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen nach folgenden b-Baryon Zerfällen gesucht<sup>8</sup>:

$$\begin{array}{l} \Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu} X \\ \quad \hookrightarrow \Lambda X \\ \quad \hookrightarrow p \pi^- \end{array} \quad \text{und} \quad \begin{array}{l} \Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \ell^- \bar{\nu} X \\ \quad \hookrightarrow \Lambda X \\ \quad \hookrightarrow p \pi^- . \end{array}$$

---

<sup>8</sup>Alle Angaben beziehen sich auch auf die ladungskonjugierten Zustände bzw. Zerfälle.

Durch die Selektion eines hochenergetischen Leptons werden bevorzugt Ereignisse mit einem semileptonisch zerfallenden b-Hadron selektiert. Durch die zusätzliche Forderung eines hochenergetischen  $\Lambda$ -Hyperons im gleichen Jet werden verstärkt Ereignisse mit semileptonisch zerfallenden b-Baryonen angereichert. Diese mehr inklusive Selektion von b-Baryonen hat, gegenüber der Identifikation und Selektion von exklusiven Zerfällen, den Vorteil eine größere Anzahl von Ereignissen zu finden. Die gesamte Selektion wird in Kapitel 3 beschrieben. Da angenommen wird, daß ein Großteil der  $\Lambda\ell$ -Kombinationen aus  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen stammt, wird das Symbol  $\Lambda_b$  stellvertretend für alle schwach zerfallenden b-Baryonen benutzt.

Da durch die Selektion sowohl  $\Lambda_b^0$ - als auch  $\Xi_b^0$ -Baryonen selektiert werden, ist mit diesen Ereignissen eine Messung der mittleren Lebensdauer von schwach zerfallenden b-Baryonen, gemittelt über die jeweiligen Produktionsraten, Verzweigungsverhältnisse und Selektionseffizienzen möglich. Der zweite Schritt der Analyse besteht in der Messung des Abstands der Leptonspur vom Zerfallspunkt des  $Z^0$ -Bosons. Wie in Kapitel 4 diskutiert wird, ist dieser Abstand sensitiv auf die Lebensdauer. Die Lebensdauer wird dann in Kapitel 5 durch einen Maximum-Likelihood-Fit bestimmt.

In Kapitel 6 werden alle Messungen der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen vorgestellt. In diesem Kapitel wird dann auch der Weltmittelwert der Messungen der b-Baryon Lebensdauer angegeben und in der Zusammenfassung wird gezeigt welchen Wert und welche Genauigkeit das Verhältnis  $\tau(\Lambda_b)/\tau(B_d^0)$  im Frühjahr 1995 erreicht hat.

## 2 Das Experiment

Am europäischen Forschungszentrum für Hochenergiephysik CERN in Genf wurde Ende der 70er Jahre ein experimentelles Programm entwickelt, um die Vorhersagen des Standardmodells zu überprüfen und Antworten auf die noch offenen Fragen zu finden. Das Programm umfaßt den Bau und Betrieb eines  $e^+e^-$  Speicherrings, des Large-Electron-Positron-Colliders LEP und von 4 großen Nachweisgeräten ALEPH [39], DELPHI [40], L3 [41] und OPAL [42]. Das Physik-Programm wurde 1989 mit der Inbetriebnahme von LEP und den Detektoren gestartet.

### 2.1 LEP

Der Beschleuniger LEP ist ein Speicherring, in dem Elektronen und Positronen auf gegenläufigen Bahnen beschleunigt und in den 4 Wechselwirkungspunkten zu Kollision gebracht werden. In der ersten Ausbaustufe (LEP I) werden die Elektronen und Positronen auf eine Energie von jeweils bis zu 55 GeV beschleunigt. Dies ermöglicht die Erzeugung von  $Z^0$ -Zerfällen in Resonanz und ein Abtasten eines großen Teils der  $Z^0$ -Resonanzkurve (siehe Abb. 3). Damit eröffnet sich ein weites Feld an physikalischen Untersuchungen der Eigenschaften des  $Z^0$ -Bosons und seiner Zerfallsteilchen [5]. In einer zweiten Ausbaustufe, die 1996 anlaufen soll, wird die Energie der Elektronen und Positronen soweit erhöht, daß  $W^+W^-$ -Paare erzeugt und untersucht werden können.

Die Elektronen und Positronen verlieren während der Umläufe Energie durch Synchrotronstrahlung, die ständig durch Zuführen von Hochfrequenz-Energie ausgeglichen werden muß. Der Strahlungsverlust pro Umlauf  $\Delta E$  ist bei einem Ringradius von  $R$  gegeben durch

$$\Delta E = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{R} \beta^3 \gamma^4.$$

Für hochrelativistische Elektronen erhält man:

$$\Delta E (MeV) \approx 0.0885 \frac{[E(GeV)]^4}{R(m)}$$

Um die Abstrahlverluste bei den von LEP erreichbaren Strahlenergien möglichst gering zu halten, ist LEP mit einem Umfang von 27 km gebaut worden. LEP ist damit der größte Beschleuniger der Welt.

Der zweite, neben der Energie wichtige Parameter beim Design eines Beschleunigers ist die Luminosität  $\mathcal{L}$ . Für jeden physikalischen Prozeß ist die Erzeugungsrate gegeben durch:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma(E), \quad (2.1)$$

wobei  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt des Prozesses ist. Für kollidierende Strahlen ist die Luminosität:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{e^+} N_{e^-} k f}{4\pi \sigma_x^* \sigma_y^*}. \quad (2.2)$$

Hier ist  $N_{e^+,e^-}$  die Anzahl der Elektronen bzw. Positronen in einem Teilchenpaket (Bunch),  $k$  die Anzahl der Bunche,  $f$  die Umlauffrequenz und  $\sigma_x^* \sigma_y^*$  der Querschnitt der Teilchenstrahlen.

Die Anzahl der Teilchen wird als Strom angegeben. Zwischen 1989 und 1992 wurden 4 Elektronen- und 4 Positronenpakete beschleunigt und gespeichert und Ströme von  $550 \mu\text{A}$  pro Bunch erreicht. Seit 1993 sind es 8 Elektronen und 8 Positronenpakete mit maximal  $350 \mu\text{A}$  pro Bunch. Die Abmessungen des Strahls betragen:

$$\sigma_x \approx 120 \mu\text{m}, \sigma_y \approx 10 \mu\text{m}.$$

Die bisher größten erreichten Luminositätswerte liegen bei etwa  $1.8 \cdot 10^{31} \text{pb}^{-1}\text{sec}^{-1}$ . Insgesamt wurde in den Jahren 1990-1994 der OPAL Kollaboration durch LEP eine integrierte Luminosität von  $150 \text{pb}^{-1}$  geliefert, von denen  $137 \text{pb}^{-1}$  aufgezeichnet wurden.

## 2.2 Der OPAL Detektor

Die um die Wechselwirkungszone aufgebauten Nachweisgeräte haben die Aufgabe, die Viervektoren der bei den Zerfällen des  $Z^0$ -Bosons entstehenden Teilchen möglichst vollständig und genau zu messen. Um diese Aufgaben zu erfüllen und das gesamte Spektrum der bei LEP möglichen Physik zu erfassen, ist der OPAL Detektor als Vielzweckdetektor mit einer Raumwinkelakzeptanz von fast  $4\pi$  ausgelegt. Er ist in verschiedene Subdetektoren mit unterschiedlichen Aufgaben aufgeteilt. Diese umgeben den Wechselwirkungspunkt schalenförmig, um den gesamten Raumwinkel abzudecken.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den für die Messung von Lebensdauern wichtigen Komponenten. Abbildung 8 zeigt eine Gesamtansicht des OPAL Detektors. Eine umfassende Beschreibung befindet sich in [42]. Das OPAL Koordinatensystem ist ein rechtshändiges Koordinatensystem. Die  $z$ -Achse liegt in Flugrichtung der Elektronen, die  $x$ -Achse zeigt in Richtung des Zentrums von LEP und die  $y$ -Achse zeigt aufwärts.

### 2.2.1 Spurdetektoren

Der zentrale Teil des OPAL Detektors besteht aus einem System von Spurdetektoren. Dies sind vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen ein Mikrovertexdetektor, die Vertexkammer, die zentrale Jetkammer und  $z$ -Kammern. Die Spurdetektoren sind von einer normalleitenden Spule umgeben, die ein Magnetfeld von  $0.435 \text{ Tesla}$  erzeugt. Mit diesen Detektoren werden die Flugbahnen (Spuren) geladener Teilchen genau vermessen und durch die Krümmung der Spuren im Magnetfeld die Impulse der Teilchen bestimmt. In der zentralen Jetkammer wird zusätzlich der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  der Teilchen gemessen. Der Impuls und spezifische Energieverlust  $dE/dx$  einer Spur werden zur Identifikation der Teilchen benutzt.

### Zentrale Jetkammer

Das Kernstück des Spurkammersystems ist die zentrale Jetkammer. Sie ist eine zylindrische Kammer mit einer Länge von etwa  $4 \text{ m}$  und einem Durchmesser von  $3.7 \text{ m}$  und ist in 24 identische Sektoren unterteilt. In jedem Sektor befindet sich eine Anodenebene mit 159 Signaldrähten. Der erste Signaldraht befindet sich bei einem Radius von  $25.5 \text{ cm}$  und der letzte bei  $183.5 \text{ cm}$ . Die Signaldrähte haben einen radialen Abstand von  $1 \text{ cm}$  und sind, zur

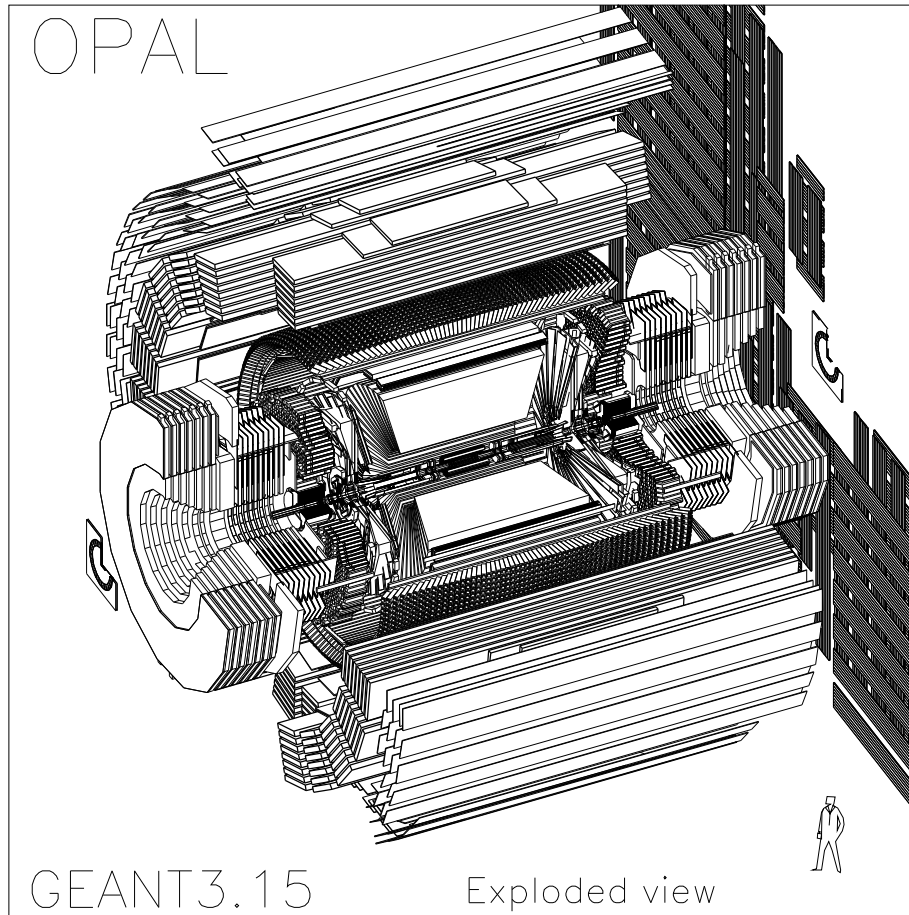


Abbildung 8: Der OPAL Detektor

Auflösung der Links-Rechts-Ambiguität, abwechselnd um  $\pm 100 \mu m$  aus der Anodenebene versetzt. Benachbarte Sektoren sind durch Ebenen von Kathodendrähten voneinander getrennt.

In der Jetkammer werden bis zu 159 Raumpunkte einer Spur gemessen und aus der Spürkrümmung der Impuls des Teilchens bestimmt. Die  $r$ - $\phi$ -Position eines Raumpunkts ergibt sich aus der genauen Kenntnis der Drahtposition und der Messung der Driftzeit, mit einer mittleren Auflösung von  $135 \mu m$ . Die Abweichung einer Spur von einer Geraden (Sagitta) wird in der  $x$ - $y$ -Ebene mit einer Genauigkeit von weniger als  $45 \mu m$  gemessen [43].

Die  $z$ -Komponente wird durch Ladungsteilung der an den beiden Drahtenden gemessenen Ladungen bestimmt. Die Auflösung der  $z$ -Komponente beträgt  $6 \text{ cm}$  für Spuren in multihadronischen Ereignissen [43]. Unter Einbeziehung des konstanten Terms für die Unsicherheit aufgrund von Vielfachstreuung, ist die erreichte Impulsauflösung [43]:

$$\sigma_p/p = \sqrt{(0.02)^2 + (0.0015 \cdot p(\text{GeV}))^2}. \quad (2.3)$$

Die vom Impuls abhängige Unsicherheit aufgrund der Ortsmessung dominiert für hohe Impulse.

Die auf den Drähten induzierten Ladungen ermöglichen außerdem eine Messung des spezifischen Energieverlustes geladener Teilchen. Die Auflösung für minimal ionisierende Teilchen beträgt bei 159 Messungen des spezifischen Energieverlustes 3.5% [44]. Abbildung 9(a) zeigt den gemessenen spezifischen Energieverlust für Spuren aus multihadronischen Ereignissen und Myonpaaren als Funktion des Impulses. Eingezeichnet sind auch die theoretischen Abhängigkeiten des spezifischen Energieverlustes vom Impuls für die verschiedenen geladenen Teilchen. Für jede Teilchensorte läßt sich aus dem Abstand des gemessenen  $dE/dx$ -Wertes vom theoretisch erwarteten Energieverlust unter Berücksichtigung des  $dE/dx$ -Fehlers eine Wahrscheinlichkeit angeben.

Abbildung 9(b) zeigt das, sich aus der Messung des spezifischen Energieverlustes ergebende Separationsvermögen für verschiedene Teilchenpaare als Funktion des Impulses. Das Separationsvermögen in Einheiten des Fehlers ergibt sich aus der Differenz des Energieverlustes zweier Teilchen geteilt durch den mittleren Fehler. Es ist über einen großen Impulsbereich für die verschiedenen Teilchenarten größer als 2 Standardabweichungen. Die  $dE/dx$ -Messung wird dann zur Identifikation von geladenen Teilchen genutzt, wenn der Berechnung mindestens 20 Messungen des spezifischen Energieverlustes für die betreffende Spur zugrunde liegen.

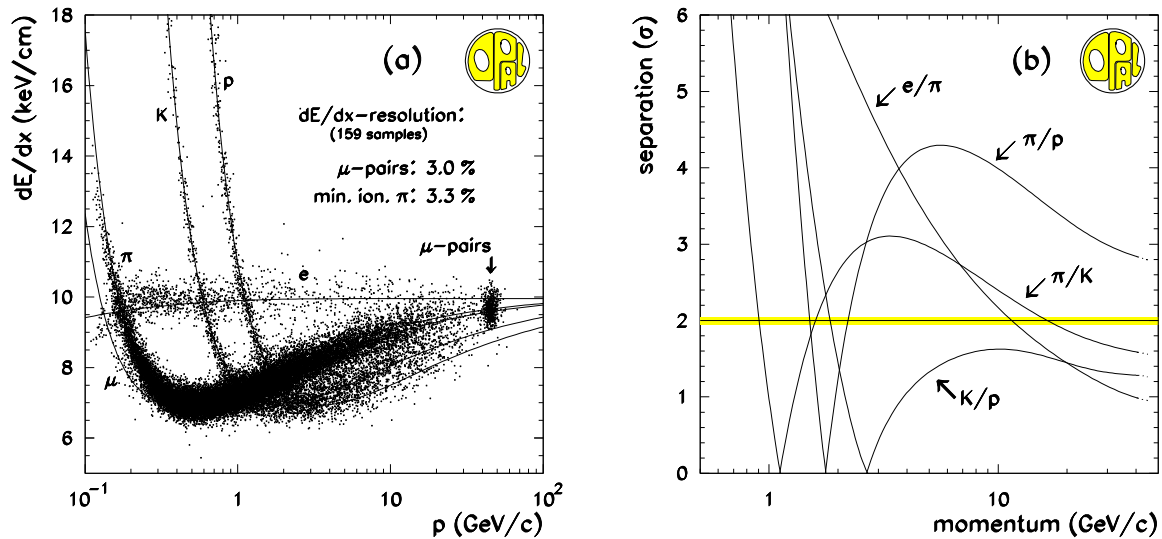


Abbildung 9: a) Der gemessene spezifische Energieverlust in Abhängigkeit des gemessenen Impulses. Eingezeichnet sind auch die theoretischen Abhängigkeiten für die verschiedenen Teilchensorten. b) Das Separationsvermögen der Messung des spezifischen Energieverlustes für verschiedene Teilchenpaare in Abhängigkeit des Impulses.

Die Auflösung, mit der der Abstand einer Spur vom primären Wechselwirkungspunkt in der  $x$ - $y$ -Ebene gemessen werden kann, läßt sich anhand des Abstands  $d$  der beiden Myonspuren aus dem Zerfall  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  am Nullpunkt des OPAL Koordinatensystems studieren (siehe Abb. 10(a)). Der Abstand der beiden Myonspuren ist unabhängig vom tatsächlichen Zerfallspunkt des  $Z^0$ -Bosons. Für einen Detektor mit perfekter Auflösung ist der Abstand der beiden Spuren Null. Mit der Jetkammer alleine wird eine Auflösung von etwa  $110 \mu\text{m}$  erreicht [43]. Zur Verbesserung dieser, für die Messung der Lebensdauer wichtigen Auflösung sind, zwischen das Strahlrohr und die Jetkammer, der Vertexdetektor und der Mikrovertexdetektor installiert worden, auf die später genauer eingegangen wird.



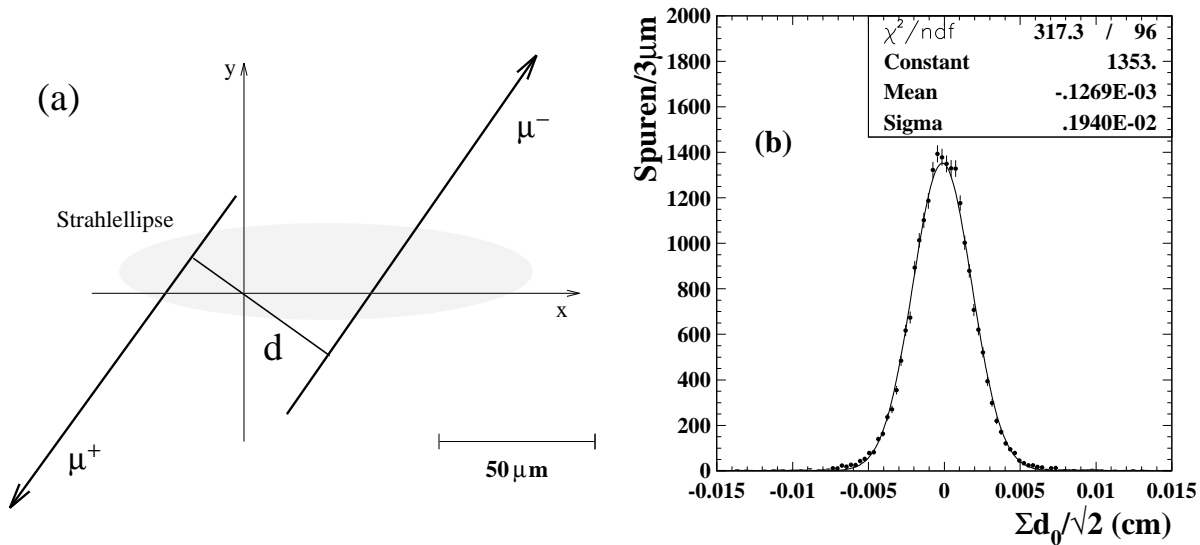


Abbildung 10: a) Die Definition des Abstands  $d$  zweier Myonspuren am Nullpunkt des OPAL Koordinatensystems. b) Die 1994 gemessene Verteilung von  $d/\sqrt{2}$  für Myonpaare aus  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  Zerfällen mit zugeordneten Treffern im Mikrovertexdetektor.

Die Messung der  $z$ -Komponente einer Spur läßt sich für Spuren mit einem Polarwinkel  $|\cos \theta| > 0.72$  durch die Endpunktmessung verbessern. In der Endpunktmessung wird der Draht bestimmt, der den letzten Meßpunkt geliefert hat, bevor die Spur die Kammer verlassen hat. Die Projektion des Endpunkts des Drahtes liefert eine recht genaue Bestimmung der  $z$ -Koordinate der Spur. Für Spuren, die die Jetkammer in einem Polarwinkelbereich von  $|\cos \theta| < 0.72$  (Barrel) verlassen haben, wird die Messung der  $z$ -Koordinate durch Meßpunkte in den  $z$ -Kammern verbessert. Dieser Spurdetektor wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

### **$z$ -Kammern**

Die  $z$ -Kammern bilden eine zylinderförmige Lage um die zentrale Jet-Kammer und überdecken einen Winkelbereich von  $|\cos \theta| < 0.72$  und 94% des Azimutalwinkels. Sie bestehen aus 24 je 4 m langen, 50 cm breiten und 5.9 cm dicken Driftkammern. Jede Driftkammer ist in 8 Zellen unterteilt, in denen jeweils 6 Drähte senkrecht zur Strahlrichtung mit wachsendem Radius gespannt sind. Die erreichte Auflösung der  $z$ -Koordinate liegt zwischen  $100 \mu\text{m}$  und  $350 \mu\text{m}$ . Die Auflösung der  $r$ - $\phi$ -Koordinate ist in der Größenordnung von 1.5 cm.

### **Vertexkammer**

Um die Auflösung der Extrapolationen der Spuren von der Jetkammer zum primären Wechselwirkungspunkt zu verbessern, ist die Vertexkammer installiert worden. Sie ist eine zylindrische Driftkammer mit einem inneren Radius von 8.5 cm und einem äußeren Radius von 23.5 cm. Die Kammer ist in zwei Lagen zu je 36 Driftsektoren aufgeteilt. In der inneren Lage sind 12 Drähte parallel zur Strahlachse gespannt (Axialdrähte). Mit diesen Drähten wird, wie in der Jetkammer, die  $r$ - $\phi$ -Position von Spurpunkten bestimmt. In der äußeren Lage sind 6 Drähte gespannt, deren Enden in der  $r$ - $\phi$ -Ebene um 4 Grad gegeneinander verdreht sind (Stereodrähte). Die Stereodrähte dienen zur Verbesserung der Messung der  $z$ -Koordinate.

Die Winkelakzeptanz beträgt  $|\cos \theta| < 0.95$  für die Axialsektoren und  $|\cos \theta| < 0.92$  für die Stereosektoren. Die Axialdrähte ermöglichen eine Ortsauflösung von etwa  $55 \mu\text{m}$ . Die Kombination von Spurpunkten beider Lagen der Kammer ergibt eine Auflösung der  $z$ -Koordinate einer Spur von  $700 \mu\text{m}$ .

Die Auflösung des Abstands einer Spur in der  $r$ - $\phi$ -Ebene vom primären Wechselwirkungspunkt wird durch die Kombination von Spurpunkten aus der Jetkammer und der Vertexkammer von  $110 \mu\text{m}$  auf etwa  $38 \mu\text{m}$  verbessert. Die Vertexkammer dient außerdem als Bindeglied zwischen der Jetkammer und dem Mikrovertexdetektor.

### Mikrovertexdetektor

Während der Datennahme 1991 wurde der Mikrovertexdetektor in Betrieb genommen [45]. Er besteht aus zwei Lagen von Silizium-Streifenzählern, die in einem Abstand von  $6.1 \text{ cm}$  bzw.  $7.5 \text{ cm}$  zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind. Die innere Lage überdeckt einen Winkelbereich von  $|\cos \theta| < 0.83$  und die äußere Lage einen Bereich von  $|\cos \theta| < 0.77$ . Die Lagen sind in 11 bzw. 14 sogenannte Ladder unterteilt. Die auf den Laddern parallel zur Strahlachse, mit einem Abstand von  $25 \mu\text{m}$ , angeordneten Streifenzähler ermöglichen die Auslese der  $\phi$ -Koordinate. Durch die zusätzliche, genaue Kenntnis der radialen Position des Mikrovertexdetektors kann für jedes Signal im Mikrovertexdetektor die  $r$ - $\phi$ -Position bestimmt werden.

Durch die Einbeziehung von im Mikrovertexdetektor gemessenen Spurpunkten ergibt sich eine Auflösung des Abstands einer Spur vom primären Wechselwirkungspunkt von etwa  $19 \mu\text{m}$ . Abbildung 10(b) zeigt dies am Beispiel der 1994 aufgenommenen Zerfälle  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Aufgetragen ist der durch  $\sqrt{2}$  geteilte Abstand  $d$  der Myonspuren am Koordinatenursprung. Diese Größe ist ein Maß für die Auflösung.

Durch die Messung der Flugbahnen in den Spurdetektoren lassen sich daher sehr gut Primär- und Sekundärvertices rekonstruieren.

### 2.2.2 Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem umschließt die Spule des OPAL-Magneten bei einem mittleren Radius von  $236 \text{ cm}$  mit insgesamt 160 Szintillationszählern. Jeder Zähler ist  $684 \text{ cm}$  lang,  $8.9 \text{ cm}$  dick und im Mittel  $9 \text{ cm}$  breit. Die Zähler werden zur Messung der  $z$ -Koordinate aus der Laufzeitdifferenz beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen. Die Zeitauflösung beträgt etwa  $300 \text{ ps}$ . Das Flugzeitsystem ist ein wichtiger Teil des Triggers von OPAL und dient zur Reduktion des Untergrundes aus Höhenstrahlung über die Flugzeitdifferenz von oberen und unteren Zählern.

### 2.2.3 Kalorimeter

Die den inneren Detektor umschließenden Kalorimeter messen die Energie geladener und neutraler Teilchen. Das OPAL-Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter und dem als Hadronkalorimeter bestückten Rückflußjoch des Magneten, das auch zur Trennung von Hadronen und Myonen benutzt wird.

Das gesamte Kalorimeter umfaßt einen zylindrisch die zentralen Spurdetektoren umgebenden Teil (Barrel) und jeweils zwei sich an die Endkappen des zentralen Bereichs anschließenden Teile (Endcaps).

## Elektromagnetisches Kalorimeter

Das Hauptkalorimeter ist das homogene elektromagnetische Kalorimeter. Es besteht im Barrel-Bereich ( $|\cos\theta| < 0.82$ ) aus insgesamt 9940 Bleiglasblöcken. Jeder Bleiglasblock ist 24.6 Strahlungslängen  $X_0$  lang und befindet sich bei einem Radius von 245.5 cm. Die Blöcke sind projektiv auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet. Um zu vermeiden, daß Teilchen zwischen den Blöcken hindurchfliegen und daher nicht oder nur unvollständig nachgewiesen werden, sind die Blöcke etwas gegen die Projektionslinie gekippt. Das elektromagnetische Kalorimeter im Endcap-Bereich ( $0.81 < |\cos\theta| < 0.98$ ) besteht aus je 1132 Bleiglasblöcken von 22  $X_0$  Tiefe, die parallel zur Strahlachse angebracht sind. Jeder Block hat eine Stirnfläche von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .

Die durch die elektromagnetischen Schauer entstehenden, geladenen Teilchen erzeugen Čerenkov-Licht, das im Barrel-Bereich von Photomultipliern und im Endkappen-Bereich von Phototrioden gesammelt wird. Die integrierte Lichtmenge ist proportional zu der im Kalorimeter deponierten Energie. Die Energieauflösung des Kalorimeters beträgt ohne Material vor dem Kalorimeter  $\sigma_E/E = 0.2\% + 6.3\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$  [42]. Die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie wird zur Identifikation von Elektronen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen eingesetzt. Die Elektronen deponieren ihre gesamte Energie im Kalorimeter, so daß das Verhältnis der gemessenen Energie zum gemessenen Impuls im Gegensatz zu Hadronen etwa Eins ist.

Im Mittel befinden sich zwei Strahlungslängen  $X_0$  an Material vor dem Kalorimeter, im wesentlichen in der Spule und im Drucktank des Zentraldetektors. In diesem Material schauern die meisten elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen bereits auf. Daher wurden sogenannte Presampler-Kammern direkt vor dem Kalorimeter aufgebaut, um die Position und die Energie der elektromagnetischen Schauer zu messen, die sich bereits vor dem Kalorimeter entwickelt haben.

## Presampler

Der Barrel-Presampler ist ein Zylinder bestehend aus zwei Lagen Streamerkammern. Die Länge des Zylinders beträgt 662.3 cm bei einem Radius von 238.8 cm. Die Signaldrähte verlaufen parallel zur LEP-Strahlachse. Ausgelesen werden die Signale an den Kathodenstreifen, die auf beiden Seiten der Kammern mit einem Winkel von  $+45^\circ$  bzw.  $-45^\circ$  verlaufen.

Der Endcap-Presampler besteht aus dünnen Vieldrahtkammern, wie sie auch im Hadronkalorimeter benutzt werden. Sie decken den Winkelbereich zwischen  $0.83 < |\cos\theta| < 0.95$  ab. Es werden sowohl die Information der Drähte als auch die auf den Kathodenstreifen induzierten Ladungen zur Identifikation von Teilchenschauern genutzt.

Die Presamplerkammern messen die Teilchenmultiplizität unmittelbar vor dem elektromagnetischen Kalorimeter. Die unterschiedlichen Multiplizitäten von Hadronen und Elektronen werden bei der Identifikation von Elektronen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen benutzt.

## Hadron-Kalorimeter

Das Rückflußjoch des Magneten ist als Sampling-Kalorimeter<sup>9</sup> ausgelegt. Um den gesamten Winkelbereich abzudecken, ist es in drei Teile, das Barrel-, Endcap- und Poletip-Kalorimeter,

---

<sup>9</sup>bei einem Sampling-Kalorimeter wechseln sich aktive und passive Absorbermaterialien ab.

eingeteilt. Das Barrel-Kalorimeter besteht aus neun Lagen von Streamer-Röhren und acht Lagen Eisen. Es wird vom Endcap-Kalorimeter abgeschlossen, das aus acht Lagen von Kammern und sieben Lagen Eisen besteht. Das Pole-Tip-Kalorimeter erweitert die Winkelakzeptanz des Barrel- und Endcap-Kalorimeter von  $|\cos \theta| = 0.91$  auf 0.99. Die aktiven Detektorteile sind hier dünne Vieldraht-Proportionalkammern.

Die Tiefe des Hadronkalorimeters alleine beträgt etwa 4 nukleare Wechselwirkungslängen. Es stellt damit einen sehr effizienten Absorber für Hadronen da und hilft damit bei der Trennung von Hadronen und Myonen. Die erreichte Energieauflösung  $\sigma_E/E$  liegt zwischen  $100\%/\sqrt{E}$  und  $140\%/\sqrt{E}$ , abhängig von der Materialdicke vor dem Kalorimeter und der Energie der Teilchen.

#### 2.2.4 Myonkammern

Über fast den gesamten Raumwinkelbereich müssen Teilchen mehr als 7 nukleare Wechselwirkungslängen an Material durchqueren. Daher werden alle Teilchen außer Myonen mit einem Impuls von mehr als 2 GeV bereits vor den Myonkammern gestoppt. Die Myonen durchdringen das Material und können in den Myonkammern nachgewiesen werden. Die Myonkammern sind ein wichtiger Detektor zur Identifikation von Myonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen.

Im Barrel-Bereich besteht der Myondetektor aus 4 Lagen von Driftkammern und im Endcap-Bereich aus 4 Lagen von Streamerkammern.

#### 2.2.5 Trigger und Ereignisrekonstruktion

Die Frequenz, mit der sich die Teilchenpakete in LEP kreuzen, beträgt im 4 auf 4 Bunch Modus etwa 45 kHz. Es wurde ein flexibles Triggersystem entwickelt, um mögliche  $e^+e^-$  Wechselwirkungen zu erkennen und die Strahlkreuzungsrate von 45 kHz auf eine Ereignisrate von etwa 10 Hz zu reduzieren [46]. Dies ist auf die Rate abgestimmt, mit der das System zur Auslese der 150000 Kanäle des OPAL Detektors in der Lage ist, Ereignisse zu verarbeiten. Seit dem Betrieb von LEP im 8 auf 8 Bunch Modus ist ein Teil des Triggersystems in ein Pretriggersystem umgebaut worden [47]. Das Pretriggersystem gibt mit einer Rate von etwa 1.8 kHz die Ereignisse an das Triggersystem für die weitere Entscheidung weiter.

Die Informationen der verschiedenen Subdetektoren über ein Ereignis mit positiver Triggerentscheidung, werden in einem 'event builder' zusammengesetzt und einem Filter zugeführt. Der Filter klassifiziert die Ereignisse nach bestimmten Physik-Kategorien und erkennt und verwirft Untergrundereignisse.

Die Daten werden danach von einem Rekonstruktionsprogramm ROPE (Reconstruction of OPAL Events) verarbeitet. Dieses Programm berechnet aus den ausgelesenen Daten physikalische Größen, wie z.B. Impuls, Energie und  $dE/dx$ . Dabei werden Korrekturen und Kalibrationen der einzelnen Detektoren berücksichtigt. Außerdem werden Beziehungen zwischen den Informationen verschiedener Detektorteile hergestellt und abgespeichert, z.B. die Verbindung einer Spur in der Jetkammer mit einer Spur in der Vertexkammer. Die gesamte Information wird dann auf DSTs (Data Summary Tapes) gespeichert und steht so für die physikalischen Analysen zur Verfügung.

### 2.2.6 Ereignissimulation

Damit theoretische Vorhersagen mit den gemessenen Daten verglichen werden können, werden Ereignisse, wie sie der OPAL Detektor messen würde, simuliert. Diese Simulation läßt sich in eine Ereignisgeneration und Detektorsimulation aufteilen.

In der Ereignisgeneration werden durch einen Ereignisgenerator die Teilchen aus  $Z^0$ -Zerfällen nach den theoretischen Vorhersagen für Produktionsraten und Zerfallsraten erzeugt. In dieser Analyse wird dazu der JETSET Generator [24] eingesetzt. JETSET simuliert QCD-Schauer und die anschließende Fragmentation nach dem String-Fragmentationsmodell. Die Viererimpulse der bei der Fragmentation entstandenen Teilchen werden von einer anschließenden Detektorsimulation weiterverarbeitet.

Bei einem Detektor mit perfekter Auflösung und Akzeptanz könnten die gemessenen Daten direkt mit den von den Ereignisgeneratoren erzeugten Verteilungen verglichen werden. Um einen Vergleich der mit einer endlichen Auflösung und Akzeptanz gemessenen Daten mit den Vorhersagen durchführen zu können, muß für die von den Ereignisgeneratoren erzeugten Teilchen die Antwort des Detektors simuliert werden. Dies geschieht in einer Detektorsimulation [48]. Wegen der Komplexität des Detektors ist es unmöglich, die Funktionsweise des Detektors in analytischer Form in allen Details vorherzusagen. Außerdem sind viele der Prozesse, die beim Durchgang der Teilchen durch den Detektor auftreten, statistischer Natur. Die Detektorsimulation simuliert die verschiedenen Materialien und den Aufbau des Detektors. Es verfolgt jedes generierte Teilchen auf seinem Weg durch den Detektor, prüft, in welchem Material es sich befindet und berechnet den Einfluß auf die Teilchenbahn unter Berücksichtigung von Streu- und Zerfallswahrscheinlichkeiten. Befindet sich ein Teilchen in einem sensitiven Detektorvolumen, so wird das entsprechende Signal, gefaltet mit der Detektorauflösung, erzeugt. Am Ende der Detektorsimulation liegen die Informationen über ein simuliertes Ereignis in derselben Form vor, wie sie der echte Detektor liefert. Diese Information wird von ROPE verarbeitet, auf DSTs geschrieben und kann mit denselben Programmen analysiert werden, wie die gemessenen Daten. Zusätzlich wird für die simulierten Ereignisse der gesamte Zerfall des  $Z^0$ -Bosons mit den unverschmierten Viererimpulsen aller Zerfallsteilchen abgespeichert.

Die volle Detektorsimulation ist sehr rechenzeitintensiv. Um große Mengen simulierter Ereignisse in relativ kurzer Zeit erzeugen zu können, ist eine schnelle Detektorsimulation entwickelt worden [48]. Die schnelle Detektorsimulation verschmiert die gemessenen rekonstruierten Größen, wie z.B. den Impuls, mit Hilfe globaler Auflösungsfunktionen. Die erzeugten Ereignisse aus der schnellen Detektorsimulation stimmen für die inneren Detektoren gut mit den gemessenen Daten überein [49].

### 3 Selektion

Mit dem OPAL Detektor wurden in den Jahren 1990-1994 insgesamt etwa 3.6 Millionen hadronische  $Z^0$ -Zerfälle aufgezeichnet. Bei einer relativen partiellen Breite für den Zerfall des  $Z^0$ -Bosons in  $b\bar{b}$ -Quarkpaare von  $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{\text{Had}} = 0.2202 \pm 0.0020$  [21] und unter der Annahme einer Produktionsrate  $f(b \rightarrow \Lambda_b)$  von  $8 \pm 4\%$  [24] befinden sich in den aufgezeichneten Zerfällen etwa 127000 b-Baryon Zerfälle. Das folgende Kapitel beschreibt die Suche nach einem Teil dieser b-Baryon Zerfälle.

Gesucht wird nach Kombinationen eines hochenergetischen Leptons und eines hochenergetischen  $\Lambda$ -Hyperons aus den in Kapitel 1.5 gezeigten Zerfallsketten der schwach zerfallenden  $\Lambda_b^0$ - und  $\Xi_b$ -Baryonen. Abbildung 11 zeigt eine typische Zerfallstopologie in der  $x$ - $y$ -Ebene.

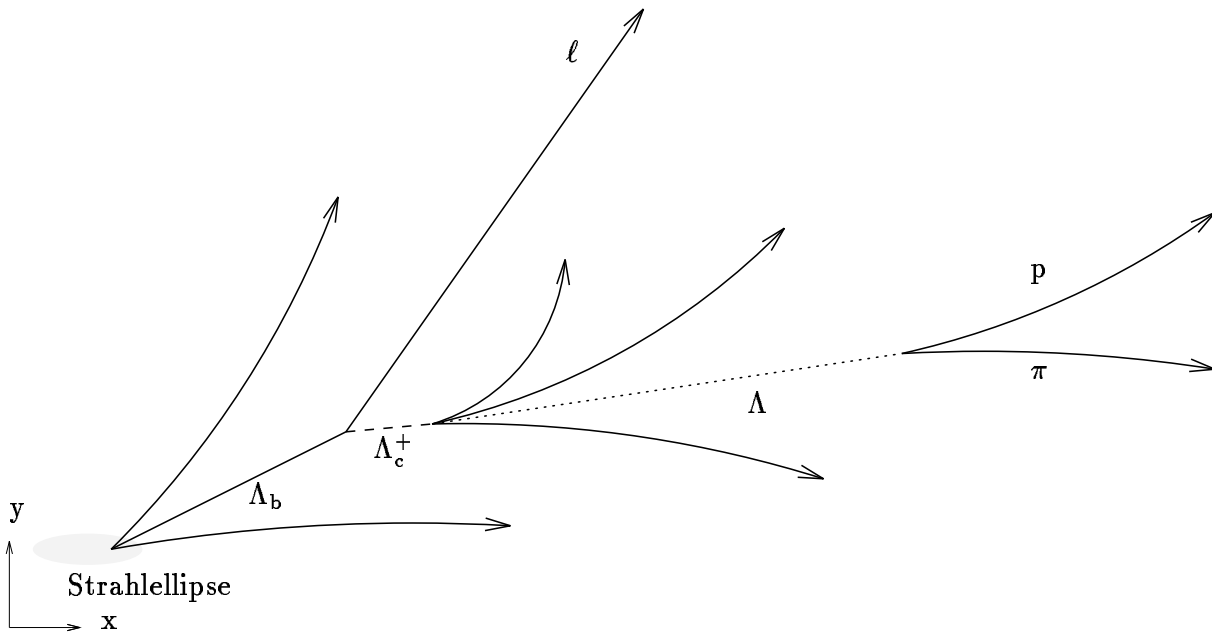


Abbildung 11: Die Topologie eines semileptonischen Zerfalls eines  $\Lambda_b^0$ -Baryons in der  $x$ - $y$ -Ebene. Das  $\Lambda_b^0$ -Baryon hat eine mittlere Flugstrecke von etwa 2.5 mm. Das  $\Lambda_c^+$ -Baryon hat eine mittlere Flugstrecke von  $c\tau = 60 \mu\text{m}$  [15], d.h es zerfällt kurz nachdem es entstanden ist. Das  $\Lambda$ -Hyperon hingegen hat eine mittlere Flugstrecke von  $c\tau = 7.89 \text{ cm}$  [15] und zerfällt daher in der Regel erst im sensitiven Teil des Detektors in ein Proton und ein Pion.

Nur Kombinationen eines  $\Lambda$  mit einem negativ geladenen Lepton  $\ell^-$  oder eines  $\bar{\Lambda}$  mit einem positiv geladenen Lepton  $\ell^+$  können aus b-Baryon Zerfällen stammen. Diese Kombinationen werden im folgenden richtige Ladungskombinationen genannt. Kombinationen eines  $\Lambda$  mit einem positiv geladenen Lepton  $\ell^+$  oder eines  $\bar{\Lambda}$  mit einem negativ geladenen Lepton  $\ell^-$ , die nicht aus den gesuchten Zerfällen stammen können, heißen im folgenden falsche Ladungskombinationen. In der Selektion wird sowohl nach richtigen als auch falschen Ladungskombinationen gesucht. Durch die geeignete Wahl der Selektionskriterien wird erreicht, daß  $\Lambda\ell$ -

Kombinationen aus anderen Zerfallsketten, wie zum Beispiel dem semileptonischen Zerfall eines B-Mesons in ein  $\Lambda$  und ein Antibaryon stark unterdrückt werden und der Untergrund im wesentlichen aus zufälligen Kombinationen besteht. Die falschen Ladungskombinationen dienen dann als eine Abschätzung der Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination.

Die Suche läßt sich in vier Schritte einteilen:

- Selektion hadronischer  $Z^0$ -Zerfälle,
- Identifikation und Selektion von Leptonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen,
- Identifikation und Selektion von  $\Lambda$ -Hyperonen,
- Selektion von  $\Lambda\ell$ -Kombinationen.

Die für die Selektion entscheidenden Subdetektoren sind die Jetkammer, die  $z$ -Kammern, das elektromagnetische Kalorimeter und die Myonkammern. Es werden daher nur die Ereignisse untersucht, bei denen diese Subdetektoren eingeschaltet waren.

Die einzelnen Selektionsschritte werden im folgenden näher beschrieben.

### 3.1 Selektion hadronischer $Z^0$ -Zerfälle

Im ersten Schritt werden die hadronischen  $Z^0$ -Zerfälle von den leptonischen  $Z^0$ -Zerfällen, den Photon-Photon-Ereignissen und Strahl-Gas-Ereignissen getrennt. Die Trennung beruht im wesentlichen auf den Messungen von Spuren in den Spurdetektoren und Energiedepositionen im Kalorimeter. Eine Spur ist durch mindestens 20 Raumpunkte in der Jetkammer, die in einem Spurfit zusammengefaßt wurden, definiert. Eine Energiedeposition (Cluster) im Barrel des elektromagnetischen Kalorimeters sind mindestens 100 MeV gemessene Energie in einem oder mehreren benachbarten Bleiglasblöcken. Im elektromagnetischen Kalorimeter in den Endkappen ist ein Cluster durch mindestens 200 MeV gemessene Energie in mindestens zwei benachbarten Bleiglasblöcken definiert.

Die hadronische Ereignis Selektion verlangt mindestens fünf Spuren aus einem gedachten Zylinder mit einer Länge in  $z$  von 80 cm und einem Radius in der  $x$ - $y$ -Ebene von 2 cm um den Strahlkreuzungspunkt.

In dem Ereignis müssen mindestens sieben Cluster gefunden werden und die totale gemessene Energie im elektromagnetischen Kalorimeter muß mindestens 10% der Schwerpunktsenergie betragen.

Im weiteren wird verlangt, daß die longitudinale Energie des Ereignisses entlang der Strahlrichtung:

$$E_L = \left| \sum_i E_i \cos \theta_i \right|$$

weniger als 65% der gemessenen Gesamtenergie im elektromagnetischen Kalorimeter beträgt.  $E_i$  ist die gemessene Energie des Clusters im elektromagnetischen Kalorimeter und  $\theta_i$  ist der dazugehörige Polarwinkel.  $Z^0$ -Zerfälle lassen sich durch dieses Kriterium gut von Photon-Photon- und Strahl-Gas-Ereignissen, deren Schwerpunktsystem nicht gleich dem Laborsystem ist und deren longitudinale Energie daher groß werden kann, trennen.

Zusätzlich werden mindestens sieben gute Spuren in dem Ereignis verlangt. Gute Spuren sind die Spuren, die folgende Kriterien erfüllen:

- Der gemessene Impuls  $p$  ist kleiner als 65 GeV,
- der gemessene Impuls in der  $x$ - $y$  Ebene beträgt mindestens 0.15 GeV,
- das  $\chi^2_{xy}/\text{Freiheitsgrad}$  des Spurfits in der  $x$ - $y$ -Ebene bezüglich der im Fit benutzten Raumpunkte ist kleiner 100 und
- die Spur muß aus einem gedachten Zylinder mit einer Länge in  $z$  von 50 cm und einem Radius in der  $x$ - $y$ -Ebene von 5 cm um den Strahlkreuzungspunkt kommen.

Durch die hadronische Ereignis Selektion werden 3 610 323 hadronische Ereignisse selektiert. Diese Selektion erkennt  $98.1 \pm 0.5\%$  aller hadronischen  $Z^0$ -Zerfälle mit einem Untergrund von weniger als 0.1% [50].

## 3.2 Identifikation und Selektion von Leptonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen

Im nächsten Schritt werden die Ereignisse selektiert, in denen Spuren von Elektronen oder Myonen identifiziert werden. Die Algorithmen zur Identifikation von Elektronen und Myonen entsprechen den, im Rahmen der Untersuchung schwerer Quarks für OPAL entwickelten Algorithmen [52, 53].

### 3.2.1 Identifikation von Elektronen

Die ersten bei OPAL eingesetzten Identifikationsalgorithmen für Elektronen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen beruhten im wesentlichen auf der Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  und des Verhältnisses  $E/p$  der gemessenen Schauerenergie  $E$  eines zu einer Spur assoziierten Clusters im elektromagnetischen Kalorimeter zum gemessenen Impuls  $p$  der Spur. Diese beiden Größen zeigen für Elektronen und Hadronen die größten Unterschiede. Die Trennung von Elektronen und Pionen ist alleine aufgrund der Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  bis zu Impulsen von 11.6 GeV größer als 2 Standardabweichungen (siehe Abb. 9).

Die Größe  $E/p$  ist für Elektronen in der Regel gleich Eins, da diese ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren. Hadronen dagegen deponieren meistens nur einen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter, so daß das Verhältnis  $E/p$  im Mittel kleiner als Eins ist (siehe Abb. 12).

Beide Größen lassen sich nur unter bestimmten Bedingungen zur Identifikation von Elektronen benutzen. Die Messung des spezifischen Energieverlustes ermöglicht nur für einen eingeschränkten Impulsbereich und für Spuren mit mindestens 20  $dE/dx$ -Messungen eine Trennung. Das Verhältnis  $E/p$  ist nur dann zur Identifikation verwendbar, wenn der Schauer gut von benachbarten Schauern getrennt ist. Wenn die Elektronen sich in sehr eng gebündelten Jets befinden, läßt sich der elektromagnetische Schauer des Elektrons nicht mehr von elektromagnetischen Schauern benachbarter Hadronen trennen. Es sind dann mehrere Spuren mit einem elektromagnetischen Cluster assoziiert und das Verhältnis  $E/p$  erlaubt keine Identifikation von Elektronen mehr. Der spezifische Energieverlust  $dE/dx$  und das Verhältnis



$E/p$  lassen sich daher nur unter harten Bedingungen an die Spur und die elektromagnetischen Cluster zur sicheren Identifikation von Elektronen nutzen. Identifikationsalgorithmen, die auf den beiden oben genannten Größen beruhen, erreichen deshalb typische Effizienzen von nur 40% [51].

Da es keine Meßgröße gibt, die für sich alleine eine optimale Trennung von Hadronen und Elektronen ermöglicht, wurde bei OPAL ein Neuronales Netz entwickelt, das das unterschiedliche Trennvermögen der verschiedenen Meßgrößen optimal nutzt und eine gute Separation von Hadronen und Elektronen bei möglichst großer Effizienz bietet. Dieses Neuronale Netz wird in der Selektion benutzt.

Das Neuronale Netz hat eine versteckte Lage aus 15 Neuronen und benutzt 12 Meßgrößen als Eingangswerte. Die Neuronen sind jeweils mit verschiedenen Eingangsgrößen verbunden. Abhängig von den Werten der Meßgrößen an einem Neuron, gibt dieses Neuron ein Gewicht zum Ausgangsneuron weiter. Aus diesen Gewichten berechnet das Neuron am Ausgang ein Gewicht  $N_{\text{out}}$ , aufgrund dessen Elektronen und Hadronen getrennt werden können. Eine genaue Beschreibung des Neuronalen Netzes findet sich in [52]. Die Eingangsgrößen sind in der folgenden Tabelle 3 definiert und in Abbildung 12 für Hadronen und Elektronen aus der Monte Carlo Simulation gezeigt.

Abbildung 13 zeigt das vom Neuronalen Netz ausgegebene Gewicht für einen Teil der Spuren aus der Monte Carlo Simulation und für einen Teil der 1994 aufgezeichneten Daten. Gut erkennt man die Trennung von Elektronen und Hadronen.

Mit dem in dieser Analyse benutzten Schnitt von  $N_{\text{out}} > 0.96$  werden Elektronen aus b-Hadron Zerfällen mit einem Impuls größer als 3 GeV mit einer Effizienz von mehr als 70% selektiert.

### 3.2.2 Identifikation von Myonen

Myonen mit einem Impuls von mehr als 2 GeV lassen sich aufgrund ihres großen Durchdringungsvermögens gut identifizieren. Sie werden im Material vor den Myonkammern nicht absorbiert und können daher Treffer im Myondetektor hinterlassen. Der bei OPAL benutzte Identifikationsalgorithmus beruht im wesentlichen auf dieser Durchdringungseigenschaft [53].

Die im Myondetektor gefundenen Treffer werden zu Spursegmenten zusammengefaßt. Das wichtigste Selektionskriterium ist die Verbindung eines in den Muonkammern gemessenen Spursegments mit der Extrapolation einer im Zentraldetektor gemessenen Spur. Die Extrapolation wird unter der Hypothese, daß die Spur im Zentraldetektor von einem Myon stammt und unter Berücksichtigung des Magnetfelds sowie von Vielfachstreuung durchgeführt. Die Verbindung der Extrapolation mit einem Spursegment wird quantitativ durch die Positionsseparationsvariable  $\chi_{\text{pos}}$  beschrieben. Die Variable  $\chi_{\text{pos}}$  wird aus den Differenzen  $\Delta\phi_{\text{pos}}$  und  $\Delta\theta_{\text{pos}}$  der Azimutal- bzw. Polarwinkel der Extrapolation und des Spursegments gebildet:

$$\chi_{\text{pos}} = \sqrt{\frac{(\Delta\phi_{\text{pos}})^2}{\sigma^2(\Delta\phi_{\text{pos}})} + \frac{(\Delta\theta_{\text{pos}})^2}{\sigma^2(\Delta\theta_{\text{pos}})}}.$$

Die größten Beiträge zu den Fehlern  $\sigma^2(\Delta\phi_{\text{pos}})$  und  $\sigma^2(\Delta\theta_{\text{pos}})$  sind die Unsicherheiten in der Extrapolation der Spur.

Meßgröße	Definition
$dE/dx$	: Der gemessene spezifische Energieverlust.
$E/p$	: Das Verhältnis der Energie $E$ des zur Spur assoziierten Clusters im elektromagnetischen Kalorimeter und des Impulses $p$ der Spur.
$N_{\text{Block}}$	: Anzahl der Blöcke im elektromagnetischen Cluster. Da Hadronen in der Regel nur einen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren, ist die Anzahl der Blöcke eines Hadronschauers kleiner als bei Elektronenschauern.
$E_{\text{cone}}/p$	: $E_{\text{cone}}$ ist die Energie des Clusters in einem Konus mit einem Öffnungswinkel von 30 mrad um die Spur. Die Größe $E_{\text{cone}}$ ist nur für den Barrel-Bereich definiert. Elektromagnetische Schauer von Elektronen sind sehr eng und daher ist die meiste Energie in einem engen Konus deponiert. Das Verhältnis $E_{\text{cone}}/p$ bietet daher eine größere Trennung als $E/p$ .
$E_{\text{cone}}/E_{\text{cone2}}$	: $E_{\text{cone2}}$ ist die Summe aus $E_{\text{cone}}$ und allen angrenzenden Blöcken. Diese Größe ist ein Maß für die Schauerausdehnung und ermöglicht aufgrund der engeren Elektronenschauer eine Trennung.
$N_{\text{cone}}$	: Anzahl der Blöcke im Konus von $E_{\text{cone}}$ . Die Anzahl liegt zwischen Null, wenn kein Cluster mit der Spur assoziiert ist und Vier.
$M_{\text{Presampler}}$	: Gemessene Multiplizität im Presampler. Die Multiplizität von Elektronen ist in der Regel größer als die von Hadronen.
$p$	: Impuls der Spur. Der Impuls hat an sich kein Trennvermögen, dient aber zur Vergrößerung des Trennvermögens anderer Meßgrößen, wie z.B. des $dE/dx$ .
$\cos \theta$	: Cosinus des Polarwinkels der Spur. Besitzt auch kein Trennvermögen und dient z.B. zur Aufteilung des elektromagnetischen Kalorimeters in verschiedenen Bereiche.
$\delta dE/dx$	: Der Fehler der Energieverlustmessung.
$\delta \phi$	: Differenz in $\phi$ zwischen der Spur und dem elektromagnetischen Cluster und die
$\delta \theta$	: Differenz in $\theta$ zwischen der Spur und dem elektromagnetischen Cluster geben auch die engeren elektromagnetischen Schauer von Elektronen wieder.

Tabelle 3: *Die Eingangsgrößen des Neuronalen Netzes*

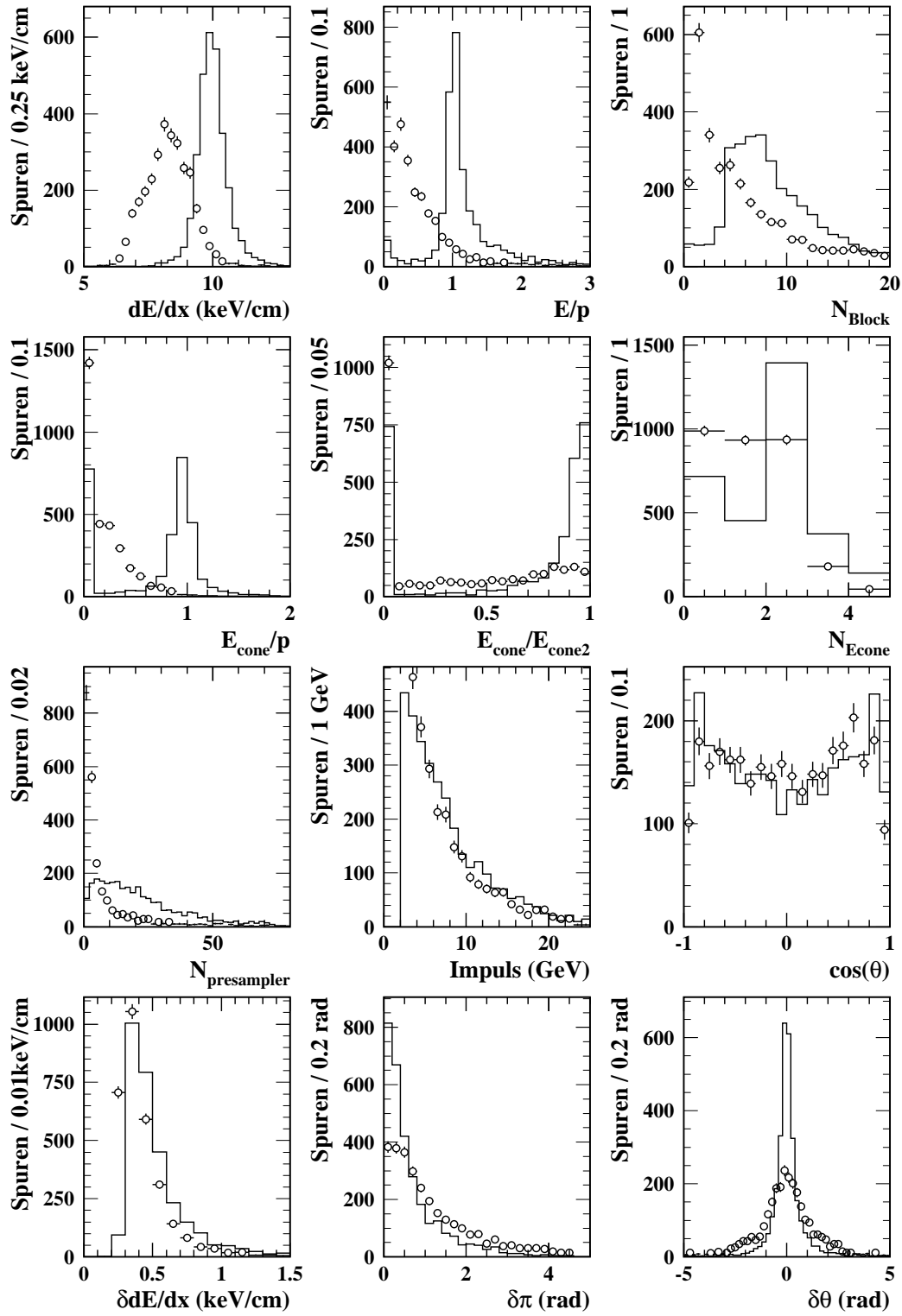


Abbildung 12: Die Verteilungen der Eingangsgrößen des Neuronalen Netzes aus der Monte Carlo Simulation. Die Größen sind in Tabelle 3 definiert. Das Histogramm zeigt die Werte für Elektronen und die Punkte mit Fehlerbalken zeigen die Werte für Hadronen. Die Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl von Elektronen und Hadronen normiert. Die Einträge bei Null bedeuten, daß der Spur kein Cluster zugeordnet wurde.

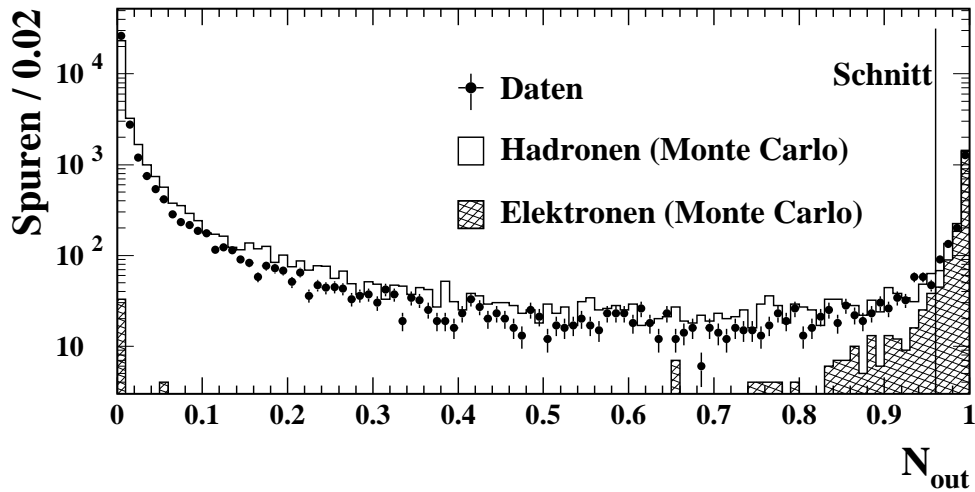


Abbildung 13: Die Verteilung für die vom Neuronalen Netz berechneten Gewichte  $N_{\text{out}}$ . Die Punkte mit Fehlerbalken zeigen die für die Daten berechneten Gewichte. Das offene Histogramm zeigt die Gewichte für Hadronen aus der Monte Carlo Simulation. Das schraffierte Histogramm zeigt die Gewichte für Elektronen.

Der Algorithmus zur Identifikation von Myonen besteht aus den folgenden Schritten:

- Jede Extrapolation einer Spur im Zentraldetektor wird mit den Spursegmenten in den Myonkammern verbunden. Dazu wird die Variable  $\chi_{\text{pos}}$  berechnet. Im weiteren wird nur das Spursegment betrachtet, das am nächsten an der Extrapolation ist, d.h. mit dem kleinsten  $\chi_{\text{pos}}$ .
- Wenn mehrere Extrapolationen mit demselben Segment verbunden sind, wird nur die Extrapolation mit dem kleinsten  $\chi_{\text{pos}}$  genommen.
- Die beste Verbindung einer Extrapolation und eines Segments muß das folgende Kriterium erfüllen:

$$\chi_{\text{pos}} < 3.$$

- Wenn die Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  für die Spur zur Verfügung steht und unterhalb der theoretischen Erwartung für ein Myon liegt, wird gefordert, daß

$$P_{\mu}(dE/dx) > 5\%.$$

$P_{\mu}(dE/dx)$  ist die Wahrscheinlichkeit aufgrund der  $dE/dx$  Messung, daß die Spur von einem Myon kommt. Durch dieses Kriterium werden Kaonen verworfen, die in der Jetkammer in Myonen zerfallen sind.

Die Effizienz des Algorithmus für die Identifikation von Myonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen beträgt 73% für Myonen mit einem Impuls größer als 3 GeV [53].

### 3.2.3 Selektion von Leptonen

Leptonen aus semileptonischen b-Hadron Zerfällen zeichnen sich durch einen großen Impuls und einen großen Transversalimpuls bezüglich der b-Hadron Flugrichtung aus. Die b-Hadron Flugrichtung läßt sich gut durch die Impulsrichtung des Jets annähern, in dem sich die Zerfallsteilchen des b-Hadrons befinden (siehe Kap. 4.1.1). In den Ereignissen mit einem identifizierten Lepton werden Jets durch den Jet-Algorithmus von JADE mit einem Abschneideparameter  $x_{min} = 49$   $(\text{GeV}/c^2)^2$  identifiziert [54]. Der Jetimpuls ist die Vektorsumme der im Jet zusammengefaßten Spurimpulse und der mit keiner Spur assoziierten Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter, wobei der Impuls der Leptonspur mit einbezogen wird. Die selektierten Leptonen müssen die folgenden Anforderungen an den Impuls  $p$  und den Transversalimpuls  $p_t$  bezüglich des Jetimpulses erfüllen:

$$p > 3 \text{ GeV},$$

$$p_t > 0.8 \text{ GeV}.$$

Abbildung 14 zeigt die gemessenen Impulsspektren für Elektronen und Myonen mit einem Transversalimpuls  $p_t > 0.8 \text{ GeV}$  und die Transversalimpulsspektren für Elektronen und

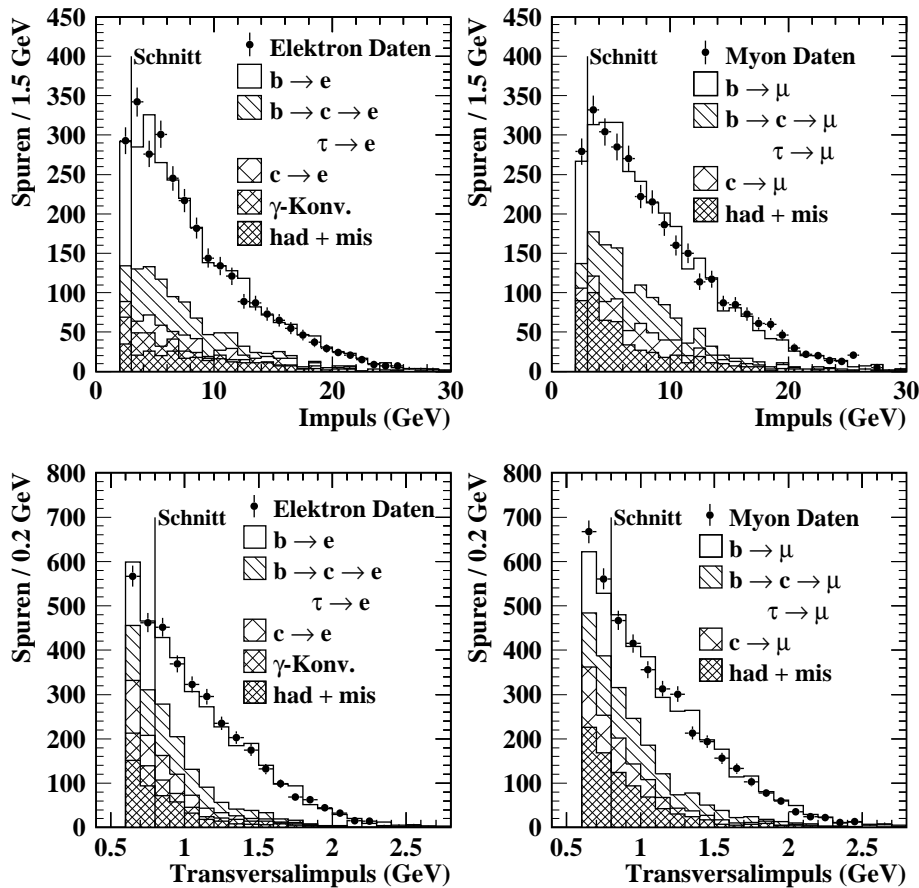


Abbildung 14: Die Impulsspektren für Elektronen und Myonen mit einem Transversalimpuls  $p_t > 0.8 \text{ GeV}$  und die Transversalimpulsspektren von Elektronen und Myonen mit einem Impuls  $p > 3 \text{ GeV}$ . Die Punkte mit Fehlerbalken zeigen einen Teil der 1994 aufgezeichneten Daten und die Histogramme eine entsprechende Anzahl von Spuren aus der Monte Carlo Simulation sowie die verschiedenen Quellen der Leptonen.

Myonen mit einem Impuls  $p > 3 \text{ GeV}$  für einen Teil der 1994 aufgenommenen Daten. Außerdem sind die verschiedenen Leptonquellen aus der Monte Carlo Simulation eingezeichnet. Nach den oben angegebenen Schnitten auf den Impuls und den Transversalimpuls befinden sich in den selektierten Ereignissen mehr als 60% Leptonen aus b-Hadron Zerfällen.

### 3.3 Identifikation und Selektion von $\Lambda$ -Hyperonen

$\Lambda$ -Hyperonen lassen sich aufgrund ihrer langen Lebensdauer von  $263 \pm 2 \text{ ps}$  [15] und einer klaren Signatur des Zerfalls  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  gut identifizieren. Wegen der langen Lebensdauer zerfallen die meisten  $\Lambda$ -Hyperonen im sensitiven Teil des Detektors. Das elektrisch neutrale  $\Lambda$ -Hyperon selbst hinterläßt keine Spur in den Spurkammern. Nach dem Zerfall in zwei geladene Teilchen entsteht eine typische V-Struktur, wie sie in Abbildung 15 exemplarisch gezeigt ist. Der Zerfall  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  bietet außerdem noch den Vorteil, der Zerfallskanal des  $\Lambda$ -Hyperons mit dem größten Verzweigungsverhältnis ( $63.9 \pm 0.5\%$ ) zu sein [15]. Der Algorithmus zur Identifikation von  $\Lambda$ -Hyperonen basiert im wesentlichen auf der klaren Identifikation der V-Struktur aus zwei entgegengesetzt geladenen, sich kreuzenden Teilchenspuren.

Bei der Suche nach Kreuzungspunkten von zwei Spuren werden nur Spuren mit einem Impuls in der  $x$ - $y$ -Ebene von mindestens 100 MeV und in einem Winkelbereich von  $|\cos \theta| < 0.96$  als Proton- oder Pionkandidaten mit einbezogen. Außerdem muß, um eine gute Auflösung der invarianten Masse und des Impulses des  $\Lambda$ -Hyperons zu erreichen, die  $z$ -Komponente der Spur gut gemessen sein. Dazu müssen einer Spur im Barrelbereich mindestens drei Treffer in den  $z$ -Kammern zugeordnet sein. Im Endcap-Bereich muß der letzte Treffer einer Spur in einem Abstand von weniger als einem Zentimeter von den Endkappen entfernt liegen, um so eine gute  $z$ -Messung über die Endpunktmethode zu ermöglichen.

Der Algorithmus sucht bei allen Paaren entgegengesetzt geladener Spuren in einem Ereignis nach Kreuzungspunkten in der  $x$ - $y$ -Ebene. Wird kein Kreuzungspunkt gefunden, so wird das betreffende Spurpaar als möglicher  $\Lambda$ -Kandidat verworfen. Werden für ein Spurpaar zwei Kreuzungspunkte gefunden, so wird der Kreuzungspunkt gewählt, in dessen Umgebung den Spuren zugeordnete Treffer lagen. Sind in der Umgebung beider Kreuzungspunkte Treffer vorhanden, so wird der Kreuzungspunkt mit dem kleineren Winkel  $\varphi$  zwischen der Verbindungslinie vom Kreuzungspunkt zum primären Wechselwirkungspunkt und der Impulssumme des Proton- und Pionimpulses gewählt (siehe Abb. 15). Dieses Kriterium ist möglich, da die  $\Lambda$ -Hyperonen aus der Zerfallskette eines b-Baryons im wesentlichen in Flugrichtung des b-Baryons fliegen. Dieser Umstand wird weiter unten als Selektionskriterium wieder benutzt. Zur Berechnung der Impulssumme werden die  $z$ -Komponenten der Impulse des Protons und des Pions unter der Bedingung neu berechnet, daß die Spuren im Kreuzungspunkt entstanden sind.

Wird der ausgewählte Kreuzungspunkt zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem inneren Rand der Jetkammer, d.h. bei einem Radius von weniger als 25 cm gefunden, so muß der andere Kreuzungspunkt in der den beiden Spuren entgegengesetzten Hemisphäre liegen. Dadurch werden in diesen Fällen nur solche Spuren gewählt, die durch das Magnetfeld voneinander weg gekrümmt wurden und zufällige Kombinationen stark unterdrückt. Außerdem dürfen den Spuren vom Kreuzungspunkt aus in Richtung des primären Wechselwirkungspunkts höchstens auf den nächsten 5 cm noch Treffer zugeordnet sein (siehe Abb. 15).

Die so gefundenen Kreuzungspunkte werden im weiteren als Zerfallspunkte von  $\Lambda$ -Hyperonen betrachtet. In 99% aller  $\Lambda$ -Zerfälle hat das Proton aufgrund der Kinematik des Zerfalls einen höheren Impuls als das Pion. Daher wird im folgenden angenommen, daß die Spur mit dem größeren Impuls vom Proton stammt.

Um zufällige Kombinationen von Proton-Spuren mit Pionen-Spuren aus der Fragmentation zu unterdrücken, muß der Abstand der Pionspur zum primären Wechselwirkungspunkt mindestens 0.1 cm betragen.

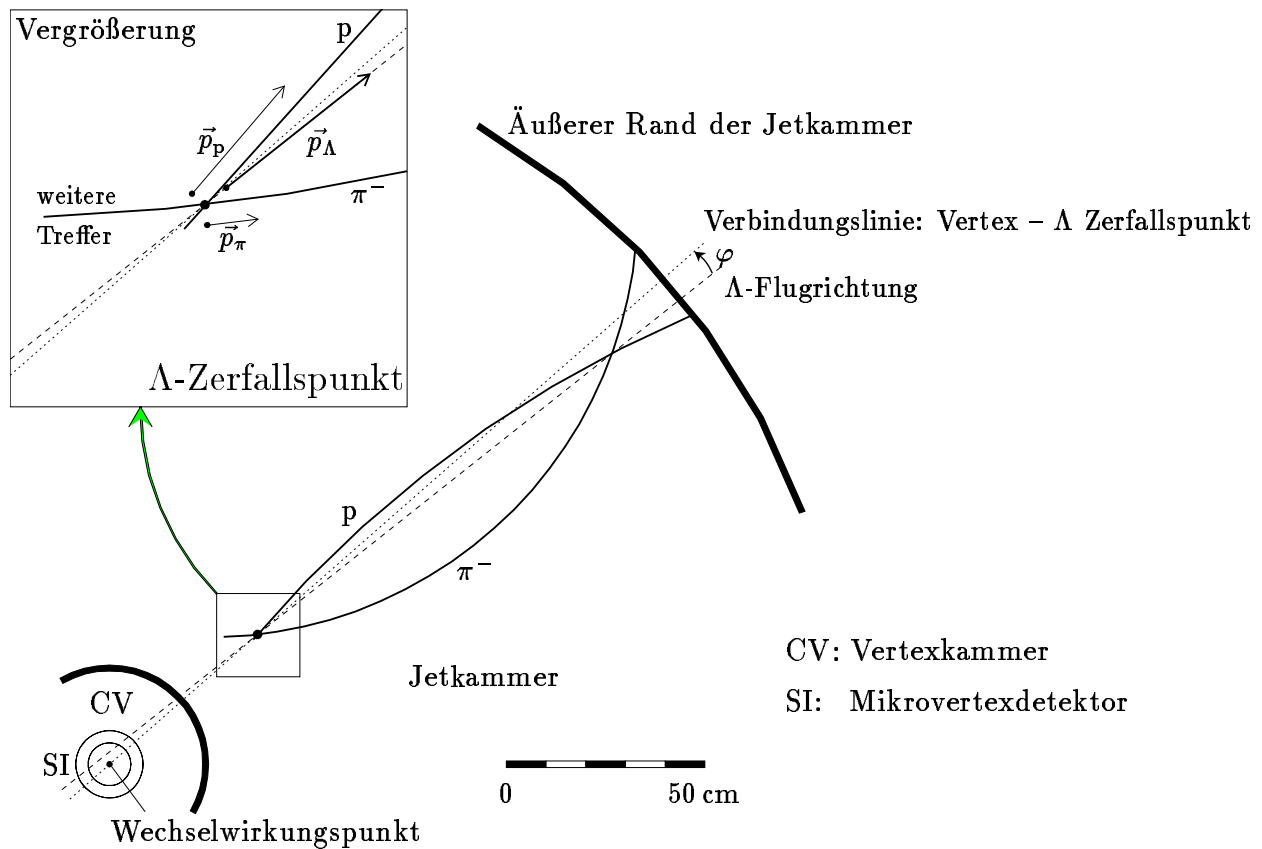


Abbildung 15: Topologie eines  $\Lambda$  Zerfalls in der  $xy$ -Ebene

Ein neutrales  $\Lambda$  zerfällt innerhalb der Jetkammer in ein Proton und ein Pion. Der Zerfallspunkt ergibt sich aus dem Kreuzungspunkt der rekonstruierten Spuren. In diesem Beispiel sind durch den Algorithmus zur Spurrekonstruktion zur Pion-Spur noch weitere Treffer assoziiert worden, die jenseits des Kreuzungspunkts liegen. Diese Information wird in der  $\Lambda$  Selektion als Veto benutzt. Der Impuls des  $\Lambda$  Kandidaten ist die Vektorsumme des Proton- und Pion Impulses am rekonstruierten Zerfallspunkt. Die Richtung des Impulses ist durch die gestrichelte Linie gegeben und bildet den Winkel  $\varphi$  mit der Verbindungslinie (gepunktete Linie) des Zerfallspunktes mit dem primären Wechselwirkungspunkt.

Zwei Zerfälle können zur gleichen Signatur wie ein  $\Lambda$ -Zerfall führen. Es sind dies der Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  und Photonkonversionen  $\gamma \rightarrow e^+e^-$ . Die Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  der Protonspur wird zur Reduktion dieser Zerfälle benutzt. Der gemessene  $dE/dx$ -Wert muß mit der Protonhypothese verträglich sein. Diese Verträglichkeit ist für verschiedene Impulsbereiche unterschiedlich definiert, wie in Tabelle 4 gezeigt.

Impulsbereich (GeV)	$dE/dx$ Kriterium
$p < 1.5$	$dE/dx > 8 \text{ keV/cm}$ und $\mathcal{P}_p > 0.5\%$
$1.5 < p < 2.0$	$dE/dx < 8.5 \text{ keV/cm}$
$2 < p$	$\mathcal{P}_p > 0.5\%$ und $\mathcal{P}_p > \mathcal{P}_K$

Tabelle 4: Die Kriterien für die Verträglichkeit der  $dE/dx$  Messung mit der Protonhypothese.  $\mathcal{P}_x$ ,  $x = p, K$  bezeichnet die aufgrund des gemessenen  $dE/dx$ -Werts berechnete Wahrscheinlichkeit für die Proton- bzw. Kaon-Hypothese (siehe Kap. 2.2.1).

Der kombinatorische Untergrund wird durch weitere Kriterien, die der  $\Lambda$ -Kandidat erfüllen muß, reduziert. Der bereits oben beschriebene  $\varphi$ -Winkel zwischen der Verbindungslinie des primären Wechselwirkungspunkts zum Zerfallspunkt und dem  $\Lambda$ -Impuls muß kleiner als 14 mrad sein. Desweiteren werden nur die  $\Lambda$ -Kandidaten weiter betrachtet, deren Zerfallslänge vom primären Wechselwirkungspunkt aus in der  $x$ - $y$ -Ebene länger als 5 cm ist und die gut im sensitiven Teil des Detektors, d.h.  $|\cos \theta_\Lambda| < 0.9$ , liegen.

Trotz des  $dE/dx$ -Kriteriums an die Spur des Protonkandidaten werden fälschlicherweise Pionen als Protonen identifiziert. Dadurch werden durch die bisherigen Selektion immer auch  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ -Zerfälle gefunden. Um keine  $K_S^0$ -Mesonen zu selektieren, wird verlangt:

$$|m_{\pi\pi} - m_K| > 6 \text{ MeV}.$$

Hier ist  $m_{\pi\pi}$  die invariante Masse unter der Hypothese, daß beide Spuren von Pionen stammen und  $m_K = 497 \text{ MeV}$  ist die nominale Kaon Masse [15].

Aus der Zerfallskette eines  $b$ -Baryons stammende  $\Lambda$ -Hyperonen zeichnen sich durch einen großen Impuls im Vergleich zu  $\Lambda$ -Hyperonen aus der Fragmentation aus. Daher werden nur die  $\Lambda$ -Kandidaten selektiert, deren Impuls

$$p_\Lambda > 4 \text{ GeV}$$

ist. Abbildung 16 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der Proton-Pion-Kombination nach den bisher beschriebenen Schnitten für die Daten der Jahre 1990-1994. Der Fit einer Breit-Wigner-Funktion an das Signal und eines Polynoms für den Untergrund ergibt eine Masse von  $m_\Lambda = 1115.6 \pm 0.1 \text{ MeV}/c^2$  für die  $\Lambda$ -Masse in guter Übereinstimmung mit dem Weltmittelwert von  $m_\Lambda = 1115.668 \pm 0.006 \text{ MeV}/c^2$  [15].



Eingezeichnet ist außerdem das angelegte Signalfenster von:

$$|m_{p\pi} - m_{\Lambda}| < 7.8\text{MeV}.$$

Hier ist  $m_{\Lambda} = 1.1156$  GeV die nominale  $\Lambda$  Masse [15]. Die Effizienz der  $\Lambda$ -Identifikation in multihadronischen  $Z^0$ -Zerfällen hängt vom Impuls ab und liegt zwischen 20% für  $\Lambda$ -Hyperonen mit einem Impuls von 6 GeV und 10% für  $\Lambda$ -Hyperonen mit einem Impuls von mehr als 20 GeV [55].

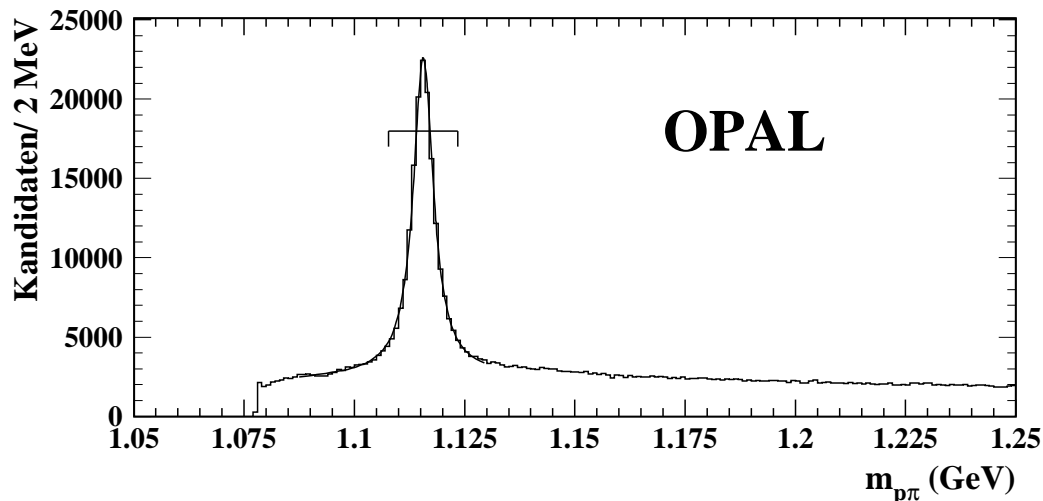


Abbildung 16: Die Verteilung der invarianten Masse der Proton-Pion-Kombination der aus den Daten der Jahre 1990-1994 selektierten  $\Lambda$ -Kandidaten.

### 3.4 Selektion von $\Lambda$ -Lepton-Kombinationen

Der letzte Schritt der Selektion besteht in der Kombination der selektierten Leptonen und  $\Lambda$ -Hyperonen. Die  $\Lambda\ell$ -Kombinationen müssen die folgenden Kriterien erfüllen:

- Der Winkel zwischen dem  $\Lambda$ -Hyperon und dem Lepton muß kleiner als  $50^\circ$  sein und
- die invariante Masse des  $\Lambda$ -Hyperons und des Leptons muß größer als 2.2 GeV sein. Dieser Schnitt unterdrückt die falschen Ladungskombinationen aus dem Zerfall  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\ell^+\nu$ .
- Um den kombinatorischen Untergrund weiter zu unterdrücken, muß die Impulssumme des  $\Lambda$ - und Lepton-Impulses größer als 9 GeV sein.

Abbildung 17 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der Proton-Pion-Kombination aller selektierten  $\Lambda\ell$ -Kombinationen. Nur der Schnitt auf das Signalfenster wurde noch nicht durchgeführt. Die Überhöhung der richtigen Ladungskombinationen im Vergleich zu den falschen Ladungskombinationen stammt von  $\Lambda\ell$ -Kombinationen aus b-Baryon Zerfällen. Der Massenpeak in den falschen Ladungskombinationen sind falsche Kombinationen eines echten oder misidentifizierten Leptons mit einem echten  $\Lambda$ -Hyperon. Insgesamt finden sich in

den Daten der Jahre 1990-1994 innerhalb des Signalfensters 872 richtige und 384 falsche Ladungskombinationen.

Die Effizienz für die gesamte Selektion beträgt für  $\Lambda\mu$  Kombinationen  $6.0 \pm 0.5\%$  und für  $\Lambda e$  Kombinationen  $5.6 \pm 0.5\%$  [55].

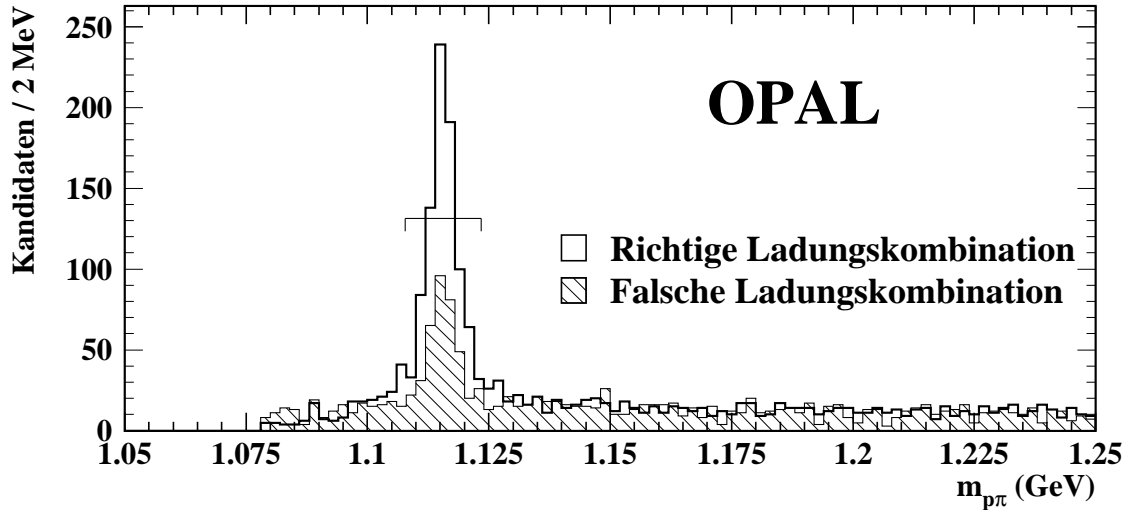


Abbildung 17: Die Verteilung der invarianten Masse der Proton-Pion-Kombinationen der aus den Daten der Jahre 1990-1994 selektierten  $\Lambda l$ -Kombinationen. Das offene und schraffierte Histogramm zeigen die invarianten Massen für  $\Lambda l$  Kombinationen mit der richtigen bzw. falschen Ladungskombination.

### 3.5 Monte Carlo Ereignisse

In dieser Analyse werden mehrere Monte Carlo Simulationen verwendet, um die Analysetechnik zu überprüfen und mögliche systematische Fehler zu finden.

Zum Studium der Meßprozedur der Lebensdauer ohne Untergrund werden mit b-Baryonen angereicherte Monte Carlo Ereignisse erzeugt.

Die Zerfälle  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  werden mit dem JETSET 7.3 Ereignisgenerator erzeugt. Die JETSET-Parameter wurden, wie in [57] gezeigt, für OPAL optimiert. Die Fragmentation der b-Quarks wird durch die Peterson-Fragmentationsfunktion mit einem  $\epsilon_b = 0.0055$  beschrieben. Nur die Ereignisse werden zur weiteren Verarbeitung ausgewählt, in denen in der Fragmentation ein b-Baryon entstanden und semileptonisch zerfallen ist. Für die Zerfälle der b-Baryonen wird das in Kapitel 1.4.2 vorgestellte Zerfallsmodell benutzt. Der auf den JETSET-Generator aufgesetzte EURODEC-Generator [56] modelliert die  $\Lambda_c^+$ -Zerfälle, wobei die Zerfallstabellen des  $\Lambda_c^+$ -Baryons so geändert wurden, daß die benutzten Verzweungsverhältnisse mit den gemessenen übereinstimmen [15]. Das Verzweungsverhältnis des Zerfalls  $\Lambda \rightarrow p\pi$  wird auf 100 % gesetzt, um eine größere Ausbeute zu erzielen.

Es werden drei Ereignismengen mit verschiedenen Lebensauern der b-Baryonen erzeugt. Die b-Baryonen in der ersten Ereignismenge von 40000 Ereignissen haben eine Lebensdauer

von 1.4 ps und in den beiden anderen Ereignismengen von je 10000 Ereignissen haben eine Lebensdauer von 0.7 ps bzw. 2.8 ps. Die Ereignismengen entsprechen etwa  $7.5 \cdot 10^6$  bzw.  $1.6 \cdot 10^6$   $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Zerfällen. Die b-Baryonen in diesen Simulationen sind unpolarisiert. Außerdem wird eine Ereignismenge von 20000 Ereignissen mit b-Baryonen mit einer Lebensdauer von 1.4 ps generiert, in denen die b-Baryonen die gesamte Polarisation der b-Quarks aus dem  $Z^0$ -Zerfall von  $P_L = -0.94$  tragen. Die Ereignisse werden von der Detektorsimulation mit der Detektorkonfiguration des Jahres 1992 prozessiert. Die Anzahl der selektierten Ereignisse für die verschiedenen Monte Carlo Ereignismengen finden sich in Tabelle 5. Außerdem ist in Tabelle 5 die mittlere Lebensdauer  $\tau_{\text{wahr}}$  der selektierten b-Baryonen angegeben. Man erkennt an den mittleren Lebensdauern der selektierten Ereignismengen, daß durch die Selektion die mittlere Lebensdauer nicht gegenüber der generierten Lebensdauer verzerrt wird.

$\tau_{\text{gen}}$ (ps)	$P_L$	# gen. Ereig.	# selektierte Ereig.		$\tau_{\text{wahr}}$ (ps)
			richtige Komb.	falsche Komb.	
1.4	0	40000	5280	159	$1.39 \pm 0.02$
0.7	0	10000	1263	41	$0.70 \pm 0.02$
2.8	0	10000	1315	29	$2.79 \pm 0.08$
1.4	-0.94	20000	2231	78	$1.42 \pm 0.03$
1.4	0	$0.9 \cdot 10^6$	314	118	$1.31 \pm 0.09$
1.5	0	$1.5 \cdot 10^6$	416	158	$1.49 \pm 0.09$

Tabelle 5: Die generierte Lebensdauer, Polarisation der b-Baryonen und Anzahl der generierten Ereignisse der verschiedenen Monte Carlo Simulationen, sowie die Anzahl der selektierten Ereignisse mit der richtigen und falschen Ladungskombination. Angegeben ist außerdem die mittlere Lebensdauer der selektierten b-Baryonen.

Zum Studium der Meßprozedur mit Untergrund werden etwa 2.4 Millionen simulierte hadronische  $Z^0$ -Zerfälle untersucht. Die Zerfälle  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  wurden ebenfalls mit dem JETSET-Generator und den Parametern aus [57] erzeugt. Die relative Zusammensetzung der fünf Quarksorten entspricht den Vorhersagen des Standardmodells.

Das multihadronische Monte Carlo besteht aus einer Ereignismenge von etwa 0.9 Millionen hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen mit einer Lebensdauer der b-Baryonen von 1.4 ps und der Detektorkonfiguration des Jahres 1992. Die zweite Ereignismenge von etwa 1.5 Millionen hadronischen  $Z^0$ -Zerfällen wurde mit der Detektorkonfiguration des Jahres 1993 erzeugt. Die Lebensdauer der b-Baryonen in dieser Ereignismenge beträgt 1.5 ps. Die Anzahl der selektierten Ereignisse finden sich in Tabelle 5. Es wird in der multihadronischen Ereignissimulation eine, relativ zur Anzahl der multihadronischen Ereignisse größere Zahl von  $\Lambda\ell$ -Kombinationen gefunden, da in der Simulation das Produktverzweigungsverhältnis  $f(b \rightarrow \Lambda_b)BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda\ell X)$  überschätzt ist.

## 4 Der Stoßparameter von Leptonen

Die mittlere Lebensdauer der b-Baryonen wird aus der Stoßparameterverteilung der Leptonen aus semileptonischen b-Baryon Zerfällen bestimmt. In diesem Kapitel wird der Stoßparameter definiert und der Einfluß der Auflösung diskutiert. Es werden Kriterien zur Selektion guter Spuren und eine Methode zur Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts vorgestellt, durch die die Auflösung des Stoßparameters verbessert wird. Zum Schluß wird die Stoßparameterverteilung nach den in diesem Kapitel besprochenen Kriterien angegeben. Es wird außerdem gezeigt, daß die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination ein Modell der Stoßparameterverteilung der Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination darstellt. Beide Stoßparameterverteilungen werden im nächsten Kapitel benutzt, um die mittlere Lebensdauer der b-Baryonen zu messen.

### 4.1 Definition des Stoßparameters

Im folgenden wird zuerst angenommen, daß der Stoßparameter mit perfekter Auflösung gemessen werden kann. Der Stoßparameter  $\delta$  der Leptonspur ist dann als die kleinste Strecke zwischen der Extrapolation der Leptonspur und dem primären Wechselwirkungspunkt definiert. Die Definition ist in Abbildung 18 gezeigt. Der primäre Wechselwirkungspunkt ist gleichzeitig auch der Produktionspunkt des b-Baryons. Mit dem OPAL-Detektor wird die Messung des Stoßparameters nur in der  $x$ - $y$ -Ebene durchgeführt, da die Auflösung in der  $x$ - $y$ -Ebene die Auflösung der  $z$ -Komponente deutlich übertrifft.

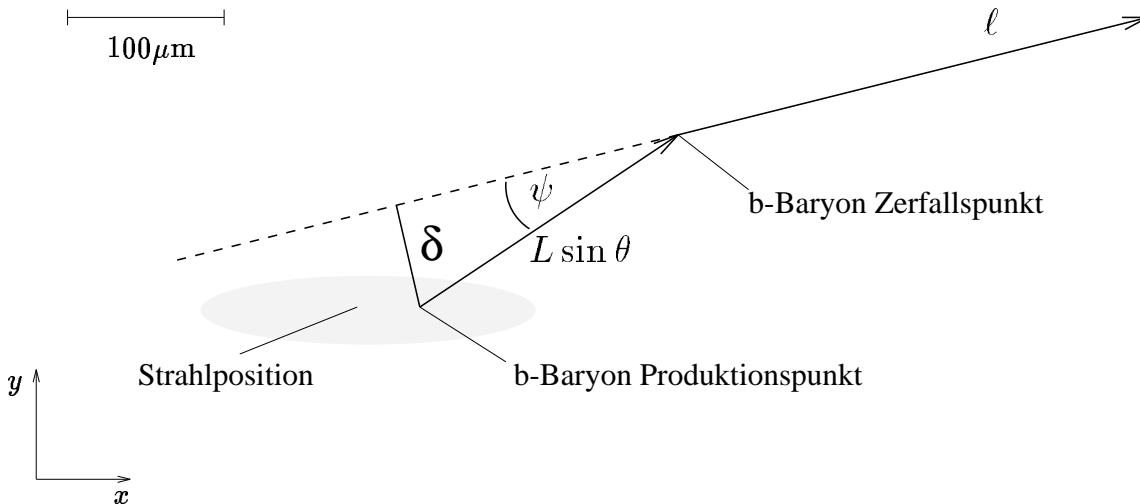


Abbildung 18: *Definition des Stoßparameters.* Eingezeichnet sind die projizierte Zerfallslänge  $L \sin \theta$  des b-Baryons und der Zerfallswinkel  $\psi$  des Leptons bezüglich der b-Baryon Flugrichtung, aus denen sich der Stoßparameter  $\delta$  ergibt.

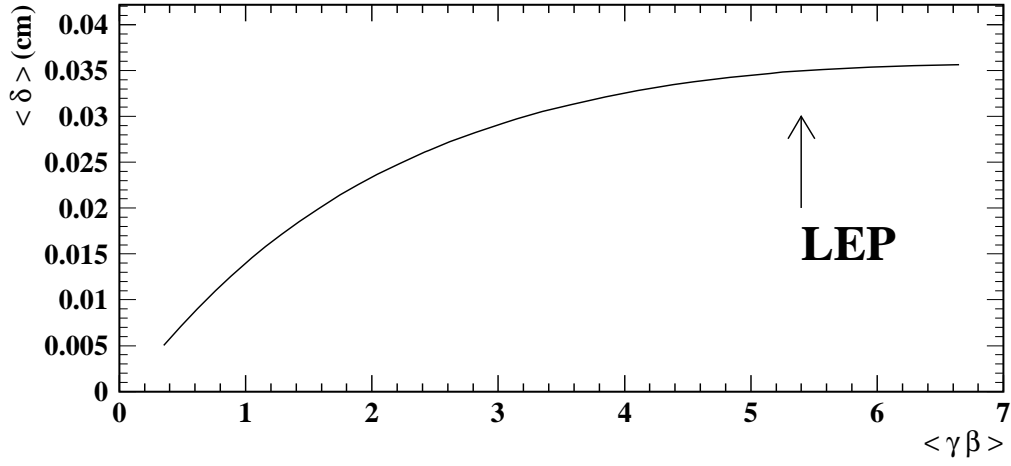


Abbildung 19: Der mittlere Stoßparameter in Abhängigkeit des mittleren b-Baryon Boosts aus der Monte Carlo Simulation mit einer mittleren Lebensdauer der b-Baryonen von 1.4 ps. Der Pfeil zeigt auf den mittleren Stoßparameter bei LEP-Energien.

Der Stoßparameter  $\delta$  eines Leptons ergibt sich aus der projizierten Zerfallslänge  $L \sin \theta$  des b-Baryons und dem Zerfallswinkel  $\psi$  des Leptons in der  $x$ - $y$ -Ebene zu:

$$\delta = L \sin \theta \sin \psi. \quad (4.1)$$

Die Zerfallslänge  $L$  wiederum hängt über:

$$L = \gamma\beta\tau \quad (4.2)$$

von der Lebensdauer ab. Damit ergibt sich die Beziehung zwischen dem Stoßparameter und der Lebensdauer des b-Baryons:

$$\delta = \gamma\beta\tau \sin \theta \sin \psi. \quad (4.3)$$

Monte Carlo Studien zeigen für b-Baryonen aus  $Z^0$ -Zerfällen einen mittleren Boost von  $\langle \gamma\beta \rangle = 5.4$ . Die mittlere Zerfallslänge bei einer mittleren b-Baryon Lebensdauer von 1.4 ps ist somit 2.5 mm. Der mittlere Polarwinkel der b-Baryonen mit Zerfallsprodukten im vom OPAL Detektor abgedeckten Volumen beträgt  $51.2^\circ$  und der mittlere Zerfallswinkel für Leptonen aus b-Baryon Zerfällen ist  $\langle \psi \rangle \approx 10.4^\circ$ . Damit ergibt sich ein mittlerer Stoßparameter von b-Baryonen mit einer Lebensdauer von 1.4 ps in der  $x$ - $y$ -Ebene von  $\langle \delta \rangle = 342 \mu\text{m}$ .

Der Zerfallswinkel  $\psi$  und der Boost  $\gamma\beta$  des b-Baryons sind korreliert. Wird der Boost größer, so wird der Zerfallswinkel zwischen dem Lepton und dem b-Baryon im Laborsystem kleiner. Als Folge davon strebt der mittlere Stoßparameter für steigenden Boost gegen einen Grenzwert, wie in Abbildung 19 gezeigt. Beim mittleren Boost der bei LEP-Energien erzeugten b-Baryonen befindet sich der mittlere Stoßparameter nahe dem Grenzwert. Eine Messung der Lebensdauer über den Stoßparameter des Leptons ist daher in guter Näherung unabhängig vom Boost der b-Baryonen.

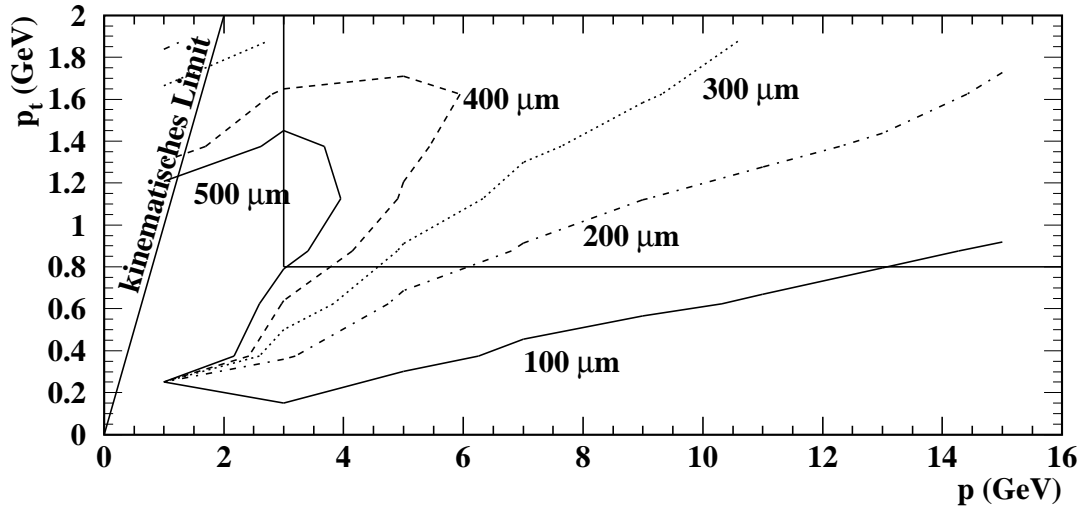


Abbildung 20: Der Stoßparameter in Abhängigkeit des Impulses  $p$  und Transversalimpulses  $p_t$ . Eingezeichnet sind die Konturlinien für einen mittleren Stoßparameter von 500, 400, 300, 200 und 100  $\mu\text{m}$ . Diese Verteilung stammt aus der Monte Carlo Simulation mit einer  $b$ -Baryon Lebensdauer von 1.4 ps.

Abbildung 20 zeigt die Abhängigkeit des Stoßparameters vom Impuls und Transversalimpuls der Leptonen bezüglich des Jet-Impulses. In der Selektion wurden nur die Leptonen mit einem Impuls von  $p > 3$  GeV und einem Transversalimpuls von  $p_t > 0.8$  GeV selektiert, um bevorzugt  $b$ -Hadron Zerfälle zu finden. Diese Schnitte beeinflussen die Verteilung der Stoßparameter. Wie Abbildung 20 jedoch zeigt, haben die Leptonen auch nach den Schnitten immer noch meßbare Stoßparameter von im Mittel etwa 246  $\mu\text{m}$ .

#### 4.1.1 Einfluß der Auflösung auf die Verteilung der Stoßparameter

Bei perfekter Auflösung des Detektors wäre der Raumpunkt, in dem die Leptonspur die Trajektorie des  $b$ -Baryons kreuzt, der  $b$ -Baryon Zerfallspunkt. Diese Beobachtung ermöglicht eine Definition des Vorzeichens des Stoßparameters: Ist der Kreuzungspunkt in derselben Hemisphäre wie die Leptonspur, so ist deren Stoßparameter positiv, entsprechend in der entgegengesetzten Hemisphäre negativ. Der so mit einem Vorzeichen versehene, perfekt gemessene Stoßparameter von Leptonen aus generierten  $b$ -Baryon Zerfällen ist in Abbildung 21(a) gezeigt. Bei perfekter Auflösung haben alle Stoßparameter ein positives Vorzeichen.

Das  $b$ -Baryon wird in dieser Analyse nicht vollständig rekonstruiert, und daher ist seine exakte Flugrichtung nicht bekannt. Es wird stattdessen der Jet-Impuls zur Bestimmung des Vorzeichens des Stoßparameter benutzt. Daß dies eine sinnvolle Wahl ist, zeigt Abbildung 22, in der die Differenz des  $\phi$ -Winkels des  $b$ -Baryon Impulses und des  $\phi$ -Winkels des Jet-Impulses aufgetragen ist. Die Differenz beträgt im Mittel  $-(0.06 \pm 0.05)^\circ$  mit einer Auflösung von etwa  $3.8^\circ$ . Der Jet-Impuls kann daher gut als eine Beschreibung der Flugrichtung der  $b$ -Baryonen benutzt werden.

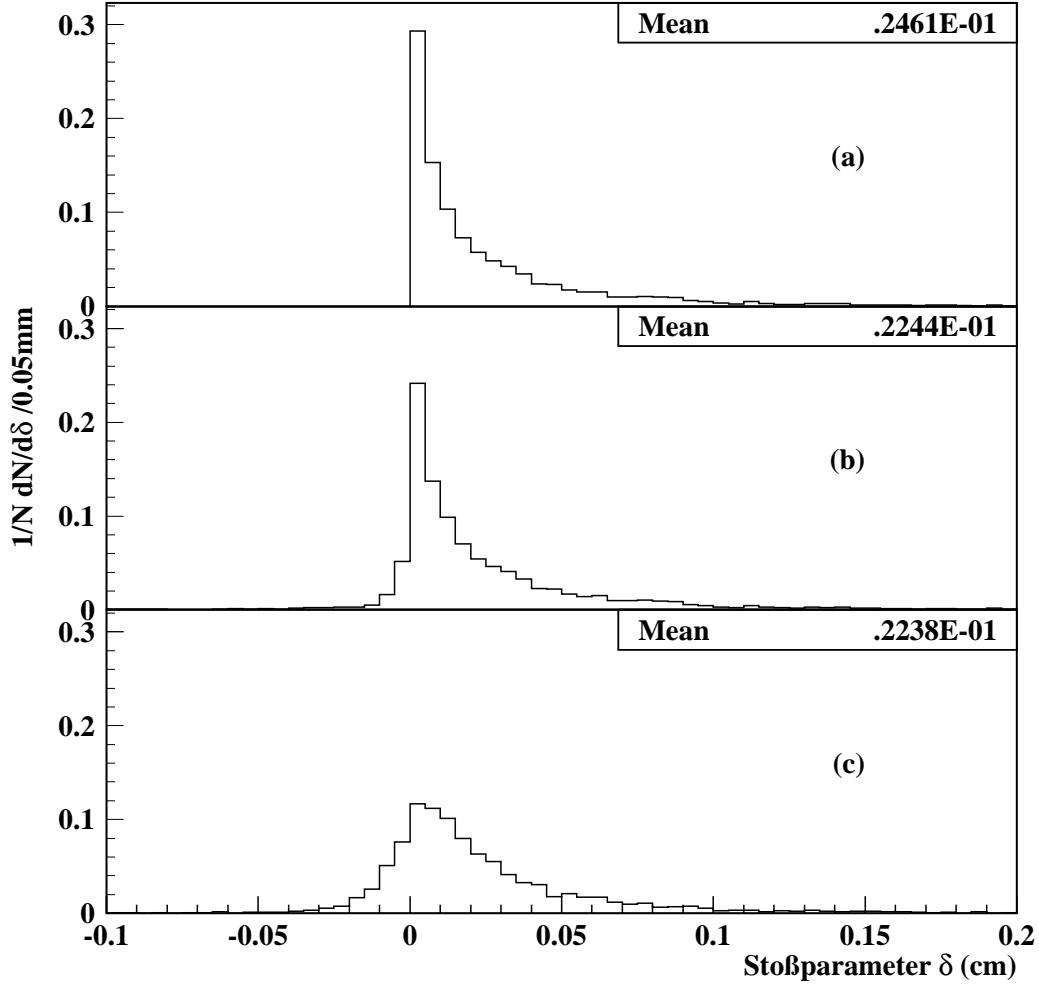


Abbildung 21: Die Stoßparameterverteilung der Leptonen aus  $b$ -Baryon Zerfällen. Die drei Verteilungen stammen aus der Monte Carlo Simulation mit einer  $b$ -Baryon Lebensdauer von  $1.4 \text{ ps}$ . a) zeigt die Stoßparameterverteilung mit perfekter Auflösung. In b) sind die Unsicherheiten aufgrund der Richtungsbestimmung durch die Jetachse einbezogen. In c) kommen die Auflösungen aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts und der Extrapolation der Leptonspur hinzu. In den Verteilungen sind nur Leptonspuren mit einem Impuls  $p > 3 \text{ GeV}$  und einem Transversalimpuls  $p_t > 0.8 \text{ GeV}$  gezeigt. Der Stoßparameter ist bezüglich der mittleren Strahlposition gemessen.

Der Einfluß der Beschreibung der  $b$ -Baryon Flugrichtung durch die Jet-Richtung auf die Verteilung der Stoßparameter ist in Abbildung 21(b) gezeigt. Der mittlere Stoßparameter ist etwas zu kleineren Werten hin verschoben. Im Mittel erhalten etwa 10% der Stoßparameter ein negatives Vorzeichen aufgrund der falschen Beschreibung der  $b$ -Baryon Flugrichtung.

Zwei Meßfehler tragen zur experimentellen Auflösung der Messung des Stoßparameters bei. Dies sind erstens der Fehler der Extrapolation der Leptonspur  $\sigma_{\text{spur}}$  und zweitens die Un-

sicherheit  $\sigma_{\text{prim}}$  bei der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts. Der Fehler des Stoßparameters ist die quadratische Summe der beiden Beiträge:

$$\sigma_{\delta}^2 = \sigma_{\text{spur}}^2 + \sigma_{\text{prim}}^2 \quad (4.4)$$

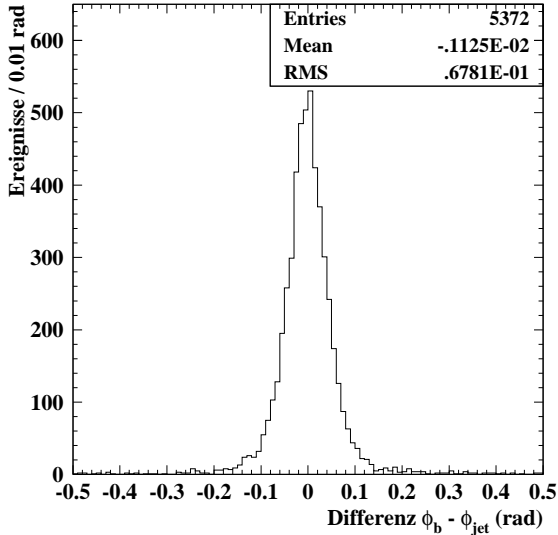


Abbildung 22: Die Differenz des  $\phi$  Winkels des  $b$ -Baryons und des  $\phi$ -Winkels des Jet-Impulses für Ereignisse aus der Monte Carlo Simulation.

Stoßparameters. Diese Beiträge sind, wegen der Ellipsenform des Strahles vom  $\phi$ -Winkel der Spur abhängig.

In Abbildung 21(c) ist der rekonstruierte Stoßparameter für die Ereignisse aus der Monte Carlo Simulation gezeigt. Die Verteilung ist deutlich verbreitert. Man sieht hier, daß die Stoßparameter mit negativem Vorzeichen ein Maß für die Güte der Auflösung darstellen. Der Beitrag  $\sigma_{\text{spur}}$  der Spuren zur Auflösung läßt sich durch die exzellente Auflösung des Mikrovertexdetektors minimieren. Eine Methode, um die Unsicherheit des primären Wechselwirkungspunkts zu verringern, wird später besprochen.

## Spurkriterien

Um den Einfluß der Unsicherheit durch die Extrapolation der Spuren möglichst gering zu halten, müssen die Leptonspuren bestimmte Kriterien erfüllen. Die ersten Spurkriterien wurden bereits in der Selektion angewandt. Es wurden nur die Spuren in die Suche nach Leptonen einbezogen, die die in Kapitel 3.1 definierten Kriterien für gute Spuren erfüllt haben.

Die Stoßparameter dieser Spuren sind mit unterschiedlicher Genauigkeit gemessen, abhängig davon, in welchen Spurdetektoren Treffer der Spur zugeordnet wurden. Abbildung 23 zeigt die aus dem Spurfit folgenden Spurfehler aller Leptonspuren. Einige selektierte Spuren haben sehr große Spurfehler von mehr als  $100 \mu\text{m}$ . Insgesamt ergibt sich ein mittlerer Fehler von etwa  $70 \mu\text{m}$  für alle selektierten Spuren.

Typische Fehler aufgrund der Extrapolation der Spur liegen für Spuren in Jets bei  $70 \mu\text{m}$ . Eine erste Abschätzung des primären Wechselwirkungspunkts erhält man aus der mittleren Strahlposition, die für jede Füllung in LEP neu bestimmt wird. Dazu werden die Abstände aller Spuren aus mehreren hundert multihadronischen Ereignissen bezüglich des Koordinatenursprungs in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung aufgetragen. Aus den Mittelwerten dieser Verteilungen ergibt sich die mittlere Strahlposition und aus der Breite der Verteilungen die Strahlausdehnungen. Typische Strahlausdehnungen liegen bei  $\sigma_x = 120 \mu\text{m}$  und  $\sigma_y = 10 \mu\text{m}$ . Die mittlere Strahlposition ist mit einer Genauigkeit von etwa  $25 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung und etwa  $10 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung bekannt. Die Genauigkeit der Strahlausdehnung beträgt weniger als  $10 \mu\text{m}$  in beiden Richtungen. Aus der Strahlausdehnung ergeben sich typische Beiträge von  $\sigma_{\text{prim}} = 80 \mu\text{m}$  zum Fehler des



Um nur Spuren mit einer möglichst guten Auflösung zu verwenden, werden nur die Spuren berücksichtigt, denen mindestens ein Treffer im Mikrovertexdetektor zugeordnet wurde. In Abbildung 23 sind als schraffiertes Histogramm die Fehler der Leptonspuren eingezeichnet, die dieses Kriterium erfüllen. Die Spuren mit großen Fehlern sind verschwunden und der mittlere Fehler beträgt nur noch  $35 \mu\text{m}$ .

Diese Forderung reduziert die Anzahl der Leptonen mit der richtigen Ladungskombination zwischen dem Lepton und dem assoziierten  $\Lambda$ -Hyperon von 873 auf 604 und die Anzahl der Spuren mit der falschen Ladungskombination von 382 auf 248.

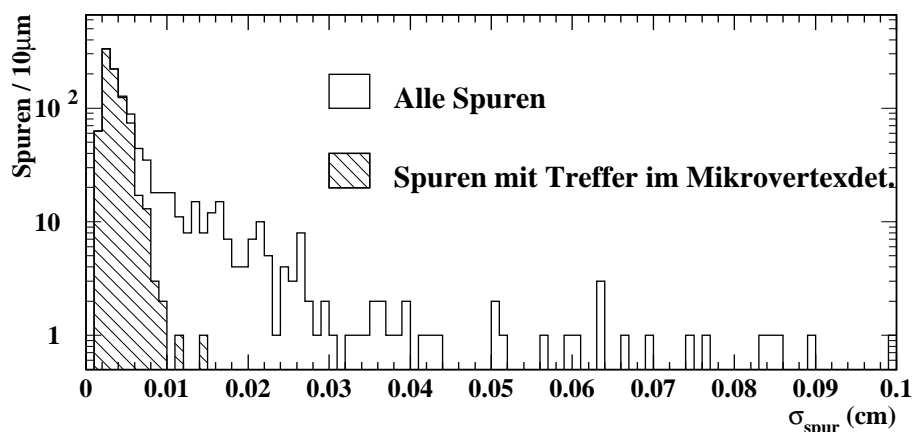


Abbildung 23: *Der Beitrag der Spurfehler zum Fehler des Stoßparameters.*

### Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts

Für die Stoßparameter der Spuren, die alle Spurkriterien erfüllt haben, kommt der größte Beitrag zum Fehler aus der Strahlausdehnung. Das offene Histogramm in Abbildung 24 zeigt die Beiträge der Strahlausdehnung zum Fehler des Stoßparameters.

Diese Unsicherheit läßt sich durch die Einbeziehung der gemessenen Spuren in dem betreffenden Ereignis deutlich verringern. Dazu wird der Wechselwirkungspunkt für jedes Ereignis durch einen Fit bestimmt. In diesem Fit werden alle guten Spuren des Ereignisses, außer der Lepton-, der Proton- und der Pionspur, einbezogen. Um auch die Information der mittleren Strahlposition zu nutzen, wird diese in Form zweier, dem Ereignis nachträglich hinzugefügter gerader Spuren in den Fit mit einbezogen. Die eine Spur verläuft von der mittleren Strahlposition aus in  $x$ -Richtung mit  $\sigma_y$  als Extrapolationsfehler und die andere Spur verläuft vom mittleren Wechselwirkungspunkt aus in  $y$ -Richtung mit  $\sigma_x$  als Extrapolationsfehler.

In dem  $\chi^2$ -Fit wird die Summe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{D_i}{\sigma_{D_i}^2}$$

über alle einbezogenen Spuren  $i$  minimiert. Die Größe  $D_i$  ist der Abstand der  $i$ -ten Spur vom vermutlichen Wechselwirkungspunkt und  $\sigma_{D_i}$  ist der entsprechende Fehler. Im primären Wechselwirkungspunkt müssen die beiden Strahlspuren mitberücksichtigt sein, wohingegen Spuren, die einen großen Beitrag zum  $\chi^2$  liefern, bei einer weiteren Iteration aus dem Fit herausgenommen werden. Eine ausführliche Beschreibung des Fits findet sich in [58]. Das

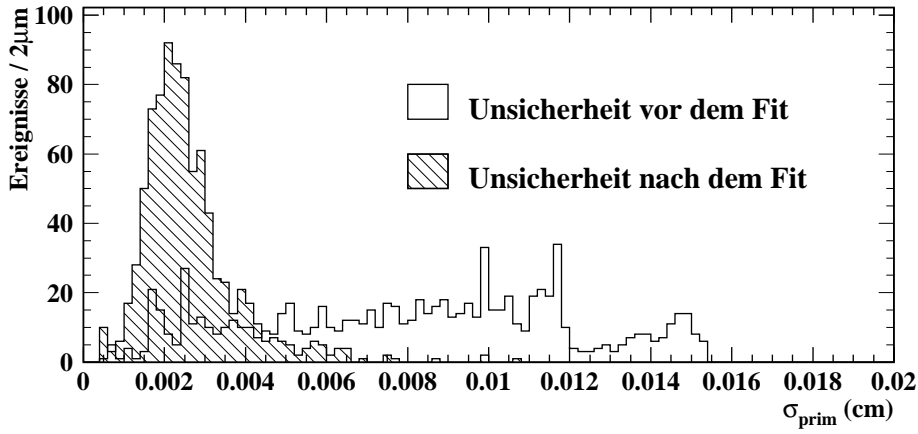


Abbildung 24: Der Beitrag der Unsicherheit des primären Wechselwirkungspunkts zum Fehler des Stoßparameters für die Spuren, die alle Spurkriterien erfüllt haben. Das offene Histogramm zeigt den Beitrag aufgrund der Strahlausdehnung und das schraffierte Histogramm zeigt den Beitrag nach der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts unter Einbeziehung aller Spuren in dem Ereignis außer der Lepton-, Proton- und Pionspur.

schraffierte Histogramm in Abbildung 24 zeigt die Unsicherheit in der Bestimmung des Wechselwirkungspunkts nach dem Fit. Der mittlere Fehler des primären Wechselwirkungspunkts beträgt  $28 \mu\text{m}$  und ist damit in derselben Größenordnung wie der mittlere Spurfehler.

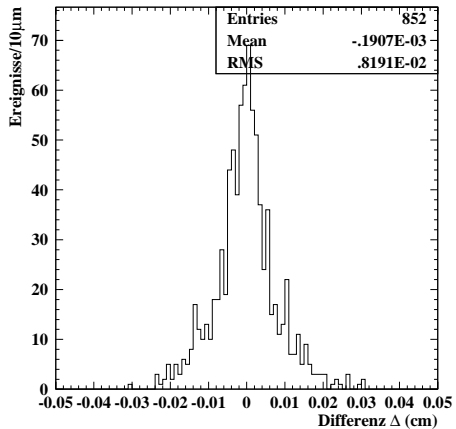


Abbildung 25: Die im Text definierte Differenz  $\Delta$  für alle selektierten Ereignisse.

Durch Spuren aus Zerfällen von lang lebenden b-Hadronen in der der Leptonspur entgegengesetzten Hemisphäre ist es möglich, daß der neue Wechselwirkungspunkt fälschlicherweise in die entgegengesetzte Hemisphäre verschoben wird. Eine solche Verzerrung vergrößert den Stoßparameter und hat somit direkt einen Einfluß auf die gemessene Lebensdauer. Als ein Test, ob der Fit eine Verzerrung erzeugt, wird der neue Wechselwirkungspunkt mit der mittleren Strahlposition, die unabhängig von der speziellen Topologie des betreffenden Ereignisses ist, verglichen. Dazu werden die Verbindungsvektoren zwischen dem Koordinatenursprung und den beiden Wechselwirkungspunkten auf die Flugrichtung des Leptons projiziert. Die Differenz

$$\Delta = a_p - a_n$$

der Projektionen ist sensitiv auf eine Verzerrung. Hier ist  $a_p$  die Projektion des Verbindungsvektors zum mittleren Wechselwirkungspunkt und  $a_n$  die Projektion des Verbindungsvektors zum neuen Wechselwirkungspunkt. Eine Verzerrung würde sich in einer negativen Differenz der beiden Projektionen zeigen. Abbildung 25 zeigt die Differenz  $\Delta$  für die Leptonspuren. Der Mittelwert der Verteilung ist  $-1.9 \pm 2.7 \mu\text{m}$  und zeigt keine signifikante Verzerrung des neuen Wechselwirkungspunkts. Daher kann der Stoßparameter bezüglich des durch den Fit bestimmten Wechselwirkungspunkts berechnet werden.

## 4.2 Die Verteilung der Stoßparameter

Abbildung 26 zeigt die Verteilung der Stoßparameter nach allen in diesem Kapitel aufgeführten Schnitten für die Leptonen mit der richtigen ( $\Lambda\ell^-$ ,  $\bar{\Lambda}\ell^+$ ) und falschen ( $\Lambda\ell^+$ ,  $\bar{\Lambda}\ell^-$ ) Ladungskombination. Es wurden 604 Leptonen mit der richtigen Ladungskombination und 248 Leptonen mit der falschen Ladungskombination gefunden. Der mittlere Fehler der Stoßparameter beträgt  $45 \mu\text{m}$ . Tabelle 6 zeigt den Einfluß der Spurkriterien und des Fits des primären Wechselwirkungspunkts auf die Anzahl der selektierten Leptonen und den mittleren Fehler, aufgeteilt in Elektronen und Myonen.

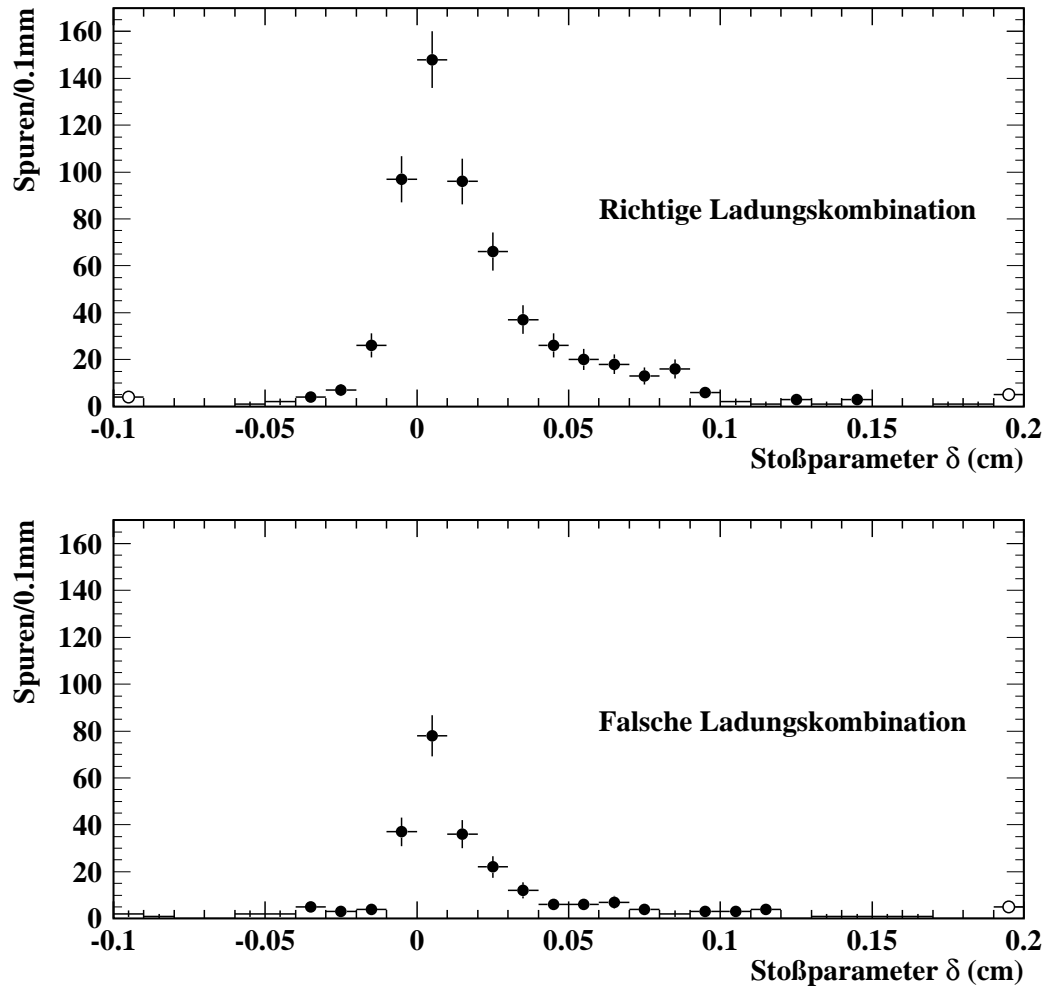


Abbildung 26: Die gemessenen Stoßparameterverteilungen der Leptonen mit der richtigen Ladungskombination und der falschen Ladungskombination. Im ersten und letzten Bin sind alle Ereignisse gesammelt, die kleiner bzw. größer als die angegebenen Grenzen sind.

Elektronen	Richtige Komb.	Falsche Komb.	$\langle \sigma \rangle$ ( $\mu\text{m}$ )
Alle	406	181	134
Mit Treffer in SI	276	101	93
nach Fit	276	101	46
Myonen	Richtige Komb.	Falsche Komb.	$\langle \sigma \rangle$ ( $\mu\text{m}$ )
Alle	467	201	107
Mit Treffer in SI	328	147	89
nach Fit	328	147	44

Tabelle 6: Die Anzahl der selektierten Leptonen, aufgeteilt in Elektronen und Myonen und der Einfluß der Spurkriterien und des Fits des primären Wechselwirkungspunkts auf die Anzahl der selektierten Spuren und auf den mittleren Fehler des Stoßparameters.

#### 4.2.1 Die Stoßparameterverteilung des Untergrunds

In dieser Analyse wird angenommen, daß die Stoßparameterverteilung von Leptonen mit der falschen Ladungskombination ein gutes Modell sowohl für die Anzahl der Untergrundereignisse als auch für die Form der Stoßparameterverteilung der Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination darstellt.

Diese Annahme wird im folgenden mit Hilfe der selektierten Ereignisse aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation überprüft. Abbildung 27(a) zeigt als offenes Histogramm die Untergrundverteilung in der Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination für die selektierten Ereignisse aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation. Die Verteilung besteht aus 203 Spuren. Die Stoßparameter der falschen Ladungskombinationen sind als Punkte in Abbildung 27(a) eingezeichnet. Es wurden 211 Spuren mit der falschen Ladungskombination gefunden. Die Differenz beträgt  $8 \pm 20$  Ereignisse und ist verträglich mit Null.

Zur genauen Prüfung der Übereinstimmung der Form der beiden Verteilungen wird ein Kolmogorov-Smirnov-Test durchgeführt [60]. Der Kolmogorov-Smirnov-Test ist im Gegensatz zu einem  $\chi^2$ -Test unabhängig von der Bingröße. Zuerst werden die akkumulierten Verteilungen  $S(\delta)$  der nach Größe geordneten Stoßparameter ( $\delta_1 < \delta_2 < \dots < \delta_N$ ) der beiden Verteilungen gebildet. Die akkumulierte Verteilung ist wie folgt definiert:

$$S(\delta) = \begin{cases} 0 & \text{für } \delta < \delta_1 \\ i/N & \text{für } \delta_i < \delta < \delta_{i+1} \\ 1 & \text{für } \delta > \delta_N. \end{cases}$$

Die Verteilung ist eine monoton steigende Stufenfunktion. Wenn die beiden Verteilungen der Stoßparameter gut übereinstimmen, ist die vertikale Differenz der akkumulierten Verteilungen über den gesamten Bereich klein. Abbildung 27(b) zeigt die akkumulierten Verteilungen der beiden Verteilungen aus Abbildung 27(a). Die größte vertikale Abweichung beträgt  $\Delta_{\text{Max}} = 0.0721$ . Aus der Kolmogorov-Verteilung [60] folgt für diese maximale Differenz eine

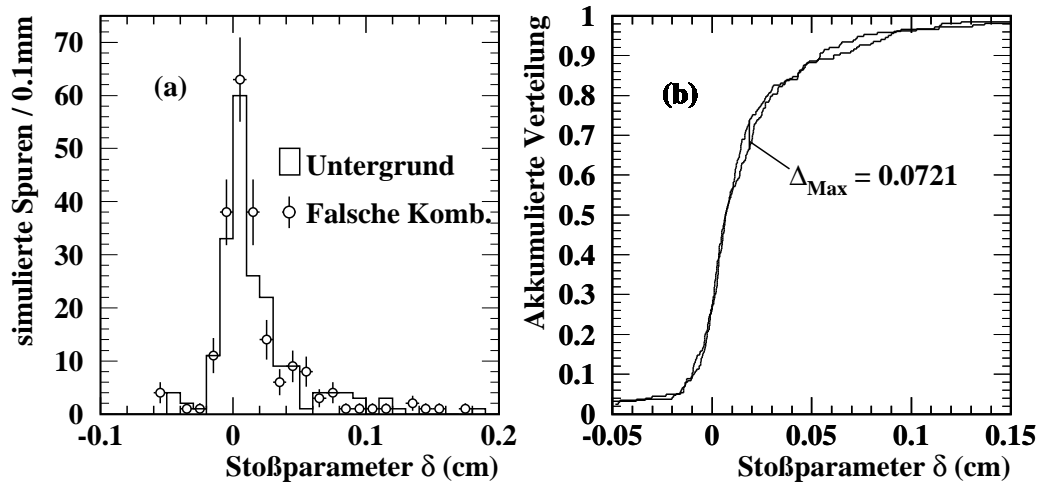


Abbildung 27: a) Die Stoßparameterverteilung des Untergrundes mit der richtigen Ladungskombination und die Verteilung mit der falschen Ladungskombination aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation. b) Die beiden akkumulierten Verteilungen.

Wahrscheinlichkeit von mehr als 65% zwei Verteilungen aus einer gemeinsamen Grundverteilung zu finden, die eine größere maximale Differenz haben. Die Verteilung der falschen Ladungskombinationen werden daher im folgenden als Modell für den Untergrund in der Verteilung mit der richtigen Ladungskombination benutzt.

## 5 Der Fit der Lebensdauer

Der Stoßparameter der Leptonen aus b-Baryon Zerfällen hängt, wie im vorhergehenden Kapitel gezeigt, von der Lebensdauer der b-Baryonen ab. Die mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda_b}$  der b-Baryonen wird in diesem Kapitel durch einen Maximum-Likelihood-Fit an die Stoßparameterverteilung bestimmt. Zuerst wird die dazu nötige Fitfunktion besprochen und getestet. Dann wird mit dieser Funktion die mittlere Lebensdauer gemessen und anschließend werden die systematische Unsicherheiten diskutiert und quantifiziert.

### 5.1 Die Fitfunktion

Um durch die Maximum-Likelihood-Methode die mittlere Lebensdauer zu messen, ist es notwendig, die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\mathcal{P}(\delta_i, \sigma_i)$  der gemessenen Stoßparameterverteilung in Abhängigkeit von der Lebensdauer zu modellieren:

$$\mathcal{P}(\delta_i, \sigma_i) = \mathcal{P}(\delta_i, \sigma_i; \tau_{\Lambda_b}, \dots). \quad (5.1)$$

Zusätzlich zur Lebensdauer hängt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion noch von weiteren Parametern ab, auf die später eingegangen wird. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\mathcal{P}$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, für eine mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda_b}$  ein Ereignis  $i$  mit einem Stoßparameter  $\delta_i$  und einem Fehler  $\sigma_i$  zu beobachten. Die Funktion muß daher folgende Normierungsbedingung erfüllen:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\delta) d\delta = 1. \quad (5.2)$$

Zur Messung der mittleren Lebensdauer  $\tau_{\Lambda_b}$  wird die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion an die gemessenen Stoßparameter angepaßt und dabei die Gesamtwahrscheinlichkeit

$$\mathcal{L}(\delta_1, \dots, \delta_N, \sigma_1, \dots, \sigma_N; \tau_{\Lambda_b}) = \prod_{i=1}^N \mathcal{P}(\delta_i, \sigma_i; \tau_{\Lambda_b}) \quad (5.3)$$

aller Stoßparameter maximiert. Um nicht mit Produkten von unter Umständen sehr kleinen Wahrscheinlichkeiten rechnen zu müssen, wird nicht die oben gezeigte Gesamtwahrscheinlichkeit berechnet, sondern der Logarithmus dieser Gesamtwahrscheinlichkeit:

$$\log \mathcal{L} = \sum_{i=1}^N \log \mathcal{P}(\delta_i, \sigma_i; \tau_{\Lambda_b}). \quad (5.4)$$

Der Fit wurde mit dem Programmpaket MINUIT durchgeführt [59]. Das Programmpaket MINUIT ist entwickelt worden, um Minima von Funktionen zu finden. In dieser Analyse wurde daher die Lebensdauer gesucht, für die der negative Logarithmus der Gesamtwahrscheinlichkeit  $-\log \mathcal{L}$  minimal ist.

In der Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination gibt es einen Anteil  $(1 - f_{\text{bck}})$  von Leptonen aus b-Baryon Zerfällen und einen Anteil  $f_{\text{bck}}$  von Untergrundereignissen. Das Modell für die Stoßparameter mit der richtigen Ladungskombination teilt sich daher

in eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Signalereignisse  $\mathcal{P}_{\text{sig}}$  und eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Untergründereignisse  $\mathcal{P}_{\text{bck}}$ . Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\mathcal{P}_{\text{sig}}$  wird in Kapitel 5.1.1 besprochen. Als Modell für  $\mathcal{P}_{\text{bck}}$  dient die Verteilung der Stoßparameter mit der falschen Ladungskombination. Die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination wird in Kapitel 5.1.2 parametrisiert. Die Parameter werden zusammen mit der mittleren Lebensdauer in einem simultanen Fit der Stoßparameter mit der richtigen und falschen Ladungskombination bestimmt. Durch den simultanen Fit ist es möglich, die Form der Untergrundverteilung mit der richtigen Ladungskombination mitzuberücksichtigen. Auch der Anteil der Untergründereignisse  $f_{\text{bck}}$  in der Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination ist nicht durch die Anzahl der falschen Ladungskombinationen festgelegt. Der Anteil  $f_{\text{bck}}$  darf innerhalb der durch den statistischen Fehler der falschen Ladungskombinationen vorgegebenen Anzahl schwanken. Um dies zu erreichen, ist die gesamte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion noch mit der Binomialverteilung zu multiplizieren, die bei einer Anzahl von  $N$   $\Lambda\ell$ -Kombinationen die Wahrscheinlichkeit angibt, eine Anzahl von  $N_f$   $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der falschen Ladungskombination zu finden. Die genaue Form des Beitrags der Binomialverteilung zur Fitfunktion wird in Kapitel 5.1.3 erläutert.

Die gesamte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für die Stoßparameter aller Leptonen ist dann das Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Stoßparameterverteilung mit der richtigen und falschen Ladungskombination multipliziert mit der Binomialverteilung. Der im Fit maximierte Logarithmus hat die folgende Form:

$$\log \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_r} \log \left[ (1 - f_{\text{bck}}) \mathcal{P}_{\text{sig}} + f_{\text{bck}} \mathcal{P}_{\text{bck}} \right] + \sum_{i=1}^{N_f} \log \mathcal{P}_{\text{bck}} + \log \mathcal{P}_{\text{binom}} \quad (5.5)$$

Hier bezeichnet  $N_r$  die Anzahl der Leptonen mit der richtigen Ladungskombination.

### 5.1.1 Die Modellfunktion für die Signalereignisse

Die Verteilung der Stoßparameter, die mit perfekter Auflösung gemessen würde, ist durch die Faltung der Boost-, der Polarwinkel-, der Lebensdauer- und der Zerfallswinkelverteilung gegeben:

$$\mathcal{P}_{\text{sig}}^{\text{exakt}} = \mathcal{P}(\gamma\beta) \otimes \mathcal{P}(\sin \theta) \otimes \mathcal{P}(\tau_{\Lambda_b}) \otimes \mathcal{P}(\sin \psi). \quad (5.6)$$

Diese Verteilung kann mit Hilfe von Ereignisgeneratoren erzeugt werden. Die endliche Auflösung, mit der der Stoßparameter gemessen wird, verschmiert die Verteilung. Die Verschmierung ergibt sich zum einen durch die ungenaue Kenntnis der Flugrichtung des b-Baryons, die durch die Jet-Richtung angenähert wurde, und zum anderen durch die experimentelle Auflösung. Die experimentelle Auflösung setzt sich aus der Unsicherheit des primären Wechselwirkungspunkts und des Fehlers der Extrapolation der Leptonspur zusammen.

Monte Carlo Simulationen beschreiben oft nur ungenau die aktuelle experimentelle Auflösung. Daher wird in dieser Analyse die Funktion  $\mathcal{P}_{\text{sig}}$  in zwei Teile aufgespalten. Der erste Teil beschreibt die exakte Stoßparameterverteilung und die Verschmierung durch die Unsicherheit in der Kenntnis der b-Baryon Flugrichtung. Es wird angenommen, daß die Verschmierung

durch die Richtungsunsicherheit richtig durch das Monte Carlo beschrieben wird. Der zweite Teil beschreibt die experimentelle Auflösung. Die Funktion  $\mathcal{P}_{\text{sig}}$  ist dann die Faltung der beiden Teile:

$$\mathcal{P}_{\text{sig}}(\delta_i, \sigma_i; \tau_{\Lambda_b}) = F(\delta_i; \tau_{\Lambda_b}) \otimes R(\sigma_i) \quad (5.7)$$

Die Funktion  $F$  wird als 'Physik-Funktion' und die Funktion  $R$  als 'Auflösungsfunktion' bezeichnet.

## Die Physik-Funktion

Die Erzeugung der Physik-Funktion läßt sich in zwei Schritte einteilen. Im ersten Schritt wird mit Hilfe des JETSET 7.3 Generators eine große Zahl von  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  Zerfällen erzeugt. Die Fragmentation der b-Quarks im Lund-Fragmentationsmodell wird durch die Peterson-Fragmentationsfunktion mit einem  $\epsilon_b = 0.0055$  beschrieben. Es werden nur die  $Z^0$ -Zerfälle betrachtet, bei denen in der Fragmentation ein  $\Lambda_b^0$ -Baryon entstanden und dieses  $\Lambda_b^0$ -Baryon semileptonisch zerfallen ist. Außerdem muß in der Zerfallskette des  $\Lambda_b^0$ -Baryons ein  $\Lambda$ -Hyperon enthalten sein. Die Zerfälle des  $\Lambda_b^0$ -Baryons werden durch das in Kapitel 1.4.2 besprochene Zerfallsmodell modelliert. Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $\Lambda \rightarrow p\pi$  wird, zur Erhöhung der Ausbeute, auf 100% gesetzt. Insgesamt werden etwa 400000  $Z^0$ -Zerfälle mit unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Baryonen erzeugt.

Im zweiten Schritt werden diese Ereignisse von der schnellen Detektorsimulation des OPAL-Detektors verarbeitet. Die so generierten Ereignisse durchlaufen dann die in Kapitel 3 beschriebene Ereigniselektion. Die schnelle Detektorsimulation simuliert die äußeren Detektoren und die Messung des  $dE/dx$  nur schlecht. Daher wird auf einen Teil der Selektion aus Kapitel 3 verzichtet.

Die gesamte Lepton-Identifikation, die wesentlich auf den Informationen der äußeren Detektoren beruht, kann für die mit der schnellen Detektorsimulation erzeugten Ereignisse nicht angewendet werden. Es werden daher zuerst aufgrund der im Monte Carlo abgespeicherten Information über Teilchenart und Herkunft alle Spuren von Leptonen aus  $\Lambda_b^0$ -Baryon Zerfällen identifiziert. Um die für diese Analyse relevanten Abhängigkeiten der Selektionsalgorithmen vom Impuls und Transversalimpuls zu simulieren, werden die Leptonen entsprechend der für den betreffenden Algorithmus bestimmten Effizienzen selektiert. Diese Effizienzen stammen aus der vollen Detektorsimulation. Sie sind für verschiedene Impuls- und Transversalimpulsintervalle in Tabelle 7 angegeben. Der Algorithmus zur Identifikation von Myonen zeigt zusätzlich eine Abhängigkeit vom Polarwinkel der Spur [53]. Die zur Simulation dieser Abhängigkeit verwendeten Effizienzen sind in Tabelle 8 gezeigt. Das relative Verhältnis zwischen Elektronen und Myonen ist durch das gemessene Verhältnis in den Daten gegeben.

Die  $\Lambda$ -Identifikation verläuft wie in Kapitel 3.3 beschrieben. Nur zwei Selektionsvariablen der  $\Lambda$ -Identifikation werden durch die schnelle Detektorsimulation schlecht simuliert. Dies sind die Messung des spezifischen Energieverlustes  $dE/dx$  und die Messung der  $z$ -Koordinate durch Treffer in den  $z$ -Kammern oder die Messung des Endpunkts. Die Selektionskriterien, die auf diesen Größen beruhen, haben keinen Einfluß auf die Stoßparameterverteilung der Leptonen und daher wird auf diese Kriterien für die Identifikation der  $\Lambda$ -Hyperonen aus der schnellen Detektorsimulation verzichtet.



Elektronen			
	$0.8 < p_t < 1.2$	$1.2 < p_t < 1.6$	$1.6 < p_t$
$3 < p < 6$	0.961	0.994	1.000
$6 < p < 10$	0.967	0.964	1.000
$10 < p$	0.845	0.954	0.969
Myonen			
	$0.8 < p_t < 1.2$	$1.2 < p_t < 1.6$	$1.6 < p_t$
$3 < p < 6$	0.981	0.970	0.986
$6 < p < 10$	1.000	0.980	0.986
$10 < p$	0.897	0.968	0.981

Tabelle 7: Die Effizienzen für die Gewichtung der Leptonen aus der schnellen Detektorsimulation für die verschiedenen Impuls- und Transversalimpulsintervalle. Die Effizienzen sind auf das Intervall mit der höchsten Effizienz normiert. Die Angaben für die Impulse und Transversalimpulse sind in GeV.

Myonen				
	$ \cos \theta  < 0.48$	$0.48 <  \cos \theta  < 0.62$	$0.62 <  \cos \theta  < 0.7$	$0.7 <  \cos \theta $
Effizienz	1.00	0.80	0.60	0.88

Tabelle 8: Die Effizienzen für die Gewichtung der Myonen aus der schnellen Detektorsimulation für die verschiedenen  $\cos \theta$ -Intervalle. Die Effizienzen sind auf das Intervall mit der höchsten Effizienz normiert.

Das Lepton, das  $\Lambda$ -Hyperon und die  $\Lambda\ell$ -Kombination müssen alle kinematischen Kriterien der Selektion erfüllen. Für jede selektierte  $\Lambda\ell$ -Kombination wird der Stoßparameter des Leptons aus der exakten Trajektorie, wie sie im Monte Carlo erzeugt wurde, bezüglich des erzeugten (wahren) Wechselwirkungspunkts berechnet. Dann wird der gemessene Jet-Impuls benutzt, um das Vorzeichen des Stoßparameters zu bestimmen. Die so erzeugte Stoßparameterverteilung ist die Physik-Funktion  $F$ . Abbildung 28 zeigt die Stoßparameterverteilung von Leptonen aus  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen nach allen kinematischen Schnitten. Die Anzahl der Spuren in der Verteilung beträgt etwa 50000.

Die Physik-Funktion wurde mit einer mittleren Lebensdauer der  $\Lambda_b^0$ -Baryonen von 1.5 ps erzeugt. Dies entspricht etwa der mittleren Lebensdauer der b-Hadronen. Damit nicht für verschiedene Lebensdauern jeweils eine neue Physik-Funktion erzeugt werden muß, nutzt man die Skalierungseigenschaft der Variablen

$$y = \frac{\delta}{\tau}. \quad (5.8)$$

Eine Parametrisierung in Abhängigkeit von der Variablen  $y$  ermöglicht es, die Physik-Funktion mit einer mittleren Lebensdauer der  $\Lambda_b^0$ -Baryonen zu erzeugen und für andere Lebensdauern zu benutzen. Die Lebensdauer  $\tau$  in der Variablen  $y$  ist die durch den Fit zu

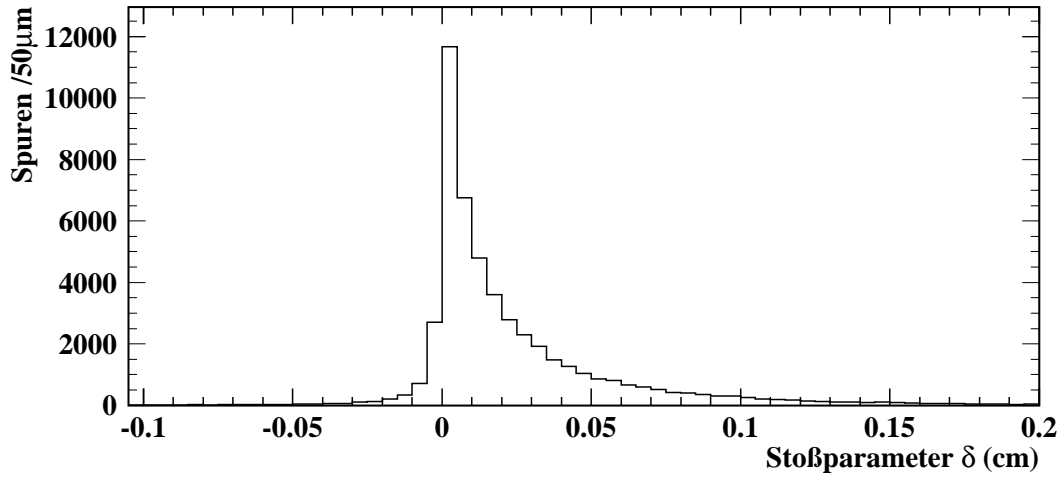


Abbildung 28: Physik-Funktion für Leptonen aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen

bestimmende mittlere Lebensdauer. Abbildung 29 zeigt die Physik-Funktion aus Abbildung 28 in Abhängigkeit der Variablen  $y$  im halblogarithmischen Maßstab. In Abbildung 29 ist außerdem die folgende Parametrisierung der Physik-Funktion gezeigt:

$$F(y) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{B_i y} \Big|_{y < 0} + \sum_{i=1}^4 C_i e^{-D_i y} \Big|_{y > 0}. \quad (5.9)$$

Die Exponentialfunktionen mit den Parametern  $A_i$ ,  $B_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  beschreiben die Physik-Funktion für negative  $y$  und die Exponentialfunktionen mit den Parameter  $C_i$ ,  $D_i$ ,  $i = 1, 2, 3, 4$  beschreiben die Physik-Funktion für positive  $y$ . Die Parameter für die Physik-Funktion wurden durch einen  $\chi^2$ -Fit bestimmt. Um den Bereich um Null und die Ausläufer der Verteilung für negative und positive  $y$  im  $\chi^2$ -Fit entsprechend zu berücksichtigen, wird der gesamte Bereich in drei Teile eingeteilt, von denen der mittlere feiner unterteilt wird. Diese Parametrisierung ist vollkommen willkürlich. Sie ist eine gute Beschreibung der Physik-Funktion mit einem  $\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$  von 1.01. Außerdem ermöglicht diese Parametrisierung eine analytische Berechnung der Faltung mit der im folgenden zu besprechenden Auflösungsfunktion. Die im  $\chi^2$ -Fit gefundenen Parameter sind in Tabelle 9 angegeben.

Leptonen aus unpolarisierten $\Lambda_b^0$ -Zerfällen													
$y < 0$						$y > 0$							
$A_1$	$B_1$	$A_2$	$B_2$	$A_3$	$B_3$	$C_1$	$D_1$	$C_2$	$D_2$	$C_3$	$D_3$	$C_4$	$D_4$
0.27	0.90	3.93	4.98	20.8	29.4	27.4	23.4	22.8	3.61	9.92	1.15	0.67	0.50

Tabelle 9: Die Parameter der im Text beschriebenen Parametrisierung der Physik-Funktion aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen.

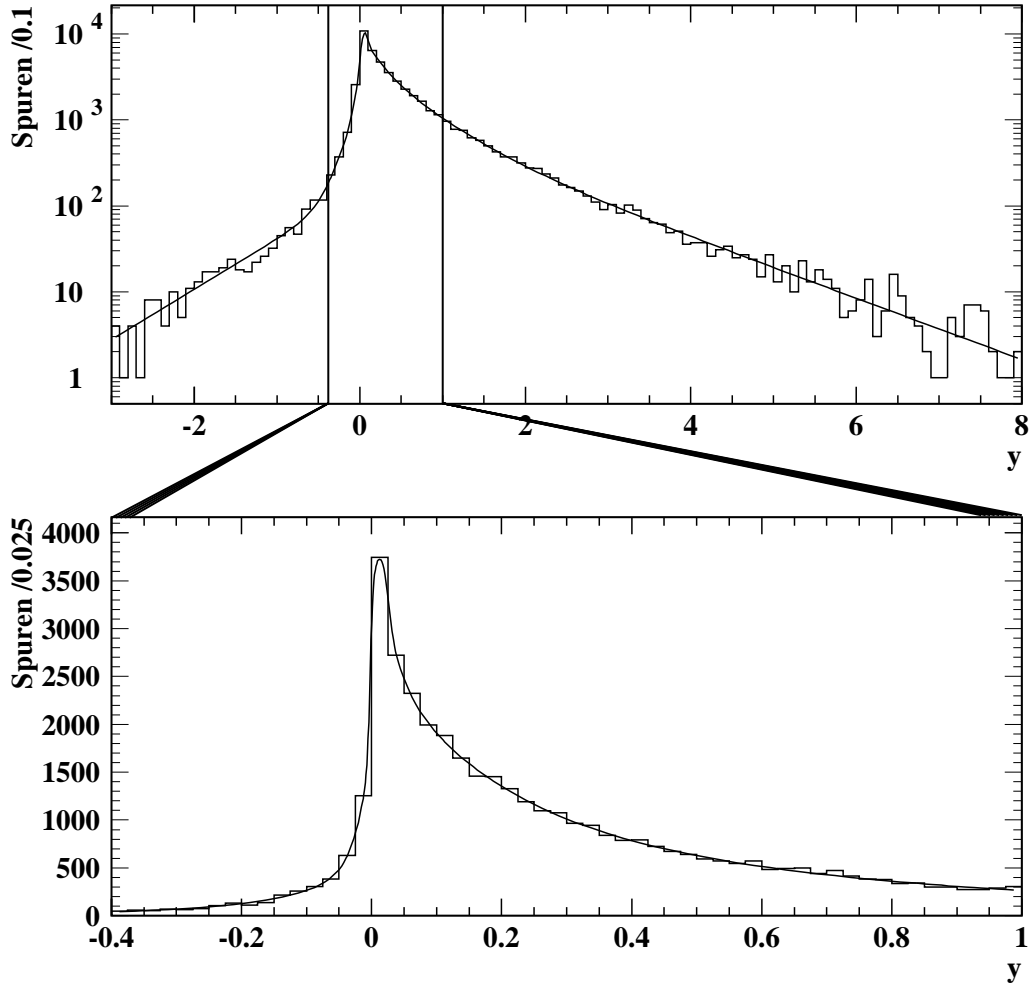


Abbildung 29: Physik-Funktion für Leptonen aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen in Abhängigkeit von der Variablen  $y$ . Eingezeichnet sind die drei Bereiche des  $\chi^2$ -Fits. Die untere Abbildung zeigt eine Vergrößerung des zentralen Bereiches der oberen Abbildung mit linearem Maßstab und dem im Fit benutzten feineren Unterteilung.

### Die Auflösungsfunktion

Der zweite Teil der Modellfunktion für die Signalereignisse ist die Auflösungsfunktion. Die Auflösung wird simultan mit der Lebensdauer für die selektierten Leptonen gemessen. Es wird angenommen, daß die Fehler normalverteilt sind und daher mit einer Gaußfunktion beschrieben werden können. Das  $\sigma$  der Gaußfunktion ist für jeden Stoßparameter durch den jeweiligen gemessenen Fehler (siehe Gl. 4.4) Fehler gegeben.

Die verwendete Auflösungsfunktion hat die folgende Form:

$$R(\sigma; a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a\sigma}} e^{-\frac{\delta^2}{2(a\sigma)^2}}. \quad (5.10)$$

Der Parameter  $a$  ist ein freier Fitparameter. Er wird aus zwei Gründen eingeführt. Erstens verhindert er eine systematische Verzerrung der Lebensdauer, wenn die Fehler für die Stoßparameter systematisch falsch bestimmt wurden. Zweitens ermöglicht er eine teilweise Entkopplung der Lebensdauer vom noch zu besprechenden Modell für den Untergrund. Diese Eigenschaft des Parameters  $a$  wird in Kapitel 5.1.4 näher erläutert.

### 5.1.2 Die Modellfunktion für die Untergrundereignisse

Die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination dient als Modell der Stoßparameterverteilung der Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination. Daher wird hier erst eine Parametrisierung der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination gesucht, die später so modifiziert wird, daß sie als Modellfunktion  $\mathcal{P}_{\text{bck}}$  für den Untergrund dienen kann.

Die Spuren in der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination stammen aus sekundären Zerfällen und aus der Fragmentation. Es wird angenommen, daß der gemessenen Stoßparameterverteilung der Spuren aus Sekundärzerfällen eine Verteilung zugrunde liegt, die durch Exponentialfunktionen parametrisiert werden kann. Es werden drei Exponentialfunktionen der Form:

$$\mathcal{E}(\delta; A) = Ae^{-A\delta} \quad (5.11)$$

gewählt. Zwei dieser Exponentialfunktionen beschreiben den positiven Teil der Stoßparameterverteilung von Spuren aus sekundären Zerfällen und die dritte Exponentialfunktion beschreibt die negativen Stoßparameter. Diese Exponentialfunktionen werden mit einer Gaußfunktion  $\mathcal{G}(\sigma)$  gefaltet, die die Auflösung beschreibt. Das  $\sigma$  der Gaußfunktion ist für jeden Stoßparameter  $\delta$  durch den für den Stoßparameter gemessenen Fehler  $\sigma$  gegeben. Es kann auch hier ein Parameter zur Skalierung des Fehlers eingeführt werden. Es zeigt sich aber, daß ein solcher Parameter im Fit mit Eins verträglich ist und daher in der Parametrisierung des Untergrunds nicht benötigt wird. Er wird deshalb auf Eins gesetzt. Die Faltungen haben die folgende Form:

$$\begin{aligned} \mathcal{C}(\delta, \sigma; A) &= \mathcal{E}(\delta; A) \otimes \mathcal{G}(\sigma) \\ &= \int_0^{+\infty} Ae^{-A\delta'} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(\delta - \delta')^2}{2\sigma^2}} d\delta' \\ &= \frac{A}{2} \exp\left(\frac{A^2\sigma^2}{2} - A\delta\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{A\sigma}{\sqrt{2}} - \frac{\delta}{\sqrt{2}\sigma}\right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Die Funktion  $\text{erfc}(x)$  ist die Fehlerfunktion:

$$\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt. \quad (5.13)$$

Die perfekt gemessenen Stoßparameter von Spuren aus dem primären Wechselwirkungspunkt lassen sich durch eine  $\delta$ -Funktion beschreiben. Auch diese  $\delta$ -Funktion wird, um die experimentelle Auflösung zu beschreiben, mit der Gaußfunktion gefaltet.

Damit ergibt sich die folgende Parametrisierung der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{\text{falsch}}(\delta, \sigma; d^0, d_2^+, d^-, B_1^+, B_2^+, B^-) = & (1 - d^0 - d_2^+ - d^-) \mathcal{C}(\delta, \sigma; B_1^+) + d^0 \mathcal{G}(\delta, \sigma) + \\ & d_2^+ \mathcal{C}(\delta, \sigma; B_2^+) + d^- \mathcal{C}(\delta, \sigma; -B^-). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die Anteile  $d^0$ ,  $d_2^+$  und  $d^-$  sind die entsprechenden Anteile der  $\delta$ -Funktion, der zweiten positiven Exponentialfunktion und der negativen Exponentialfunktion. Der Anteil der ersten positiven Exponentialfunktion ergibt sich aus der Differenz  $(1 - d^0 - d_2^+ - d^-)$ . Die Parameter  $B_1^+$ ,  $B_2^+$  und  $B^-$  sind die Exponenten der entsprechenden Exponentialfunktionen.

In Abbildung 30 sind die Stoßparameter mit der falschen Ladungskombination und das Ergebnis des ungebinnten Log-Likelihood-Fits der oben beschriebenen Parametrisierung dargestellt. Die durch den Fit gefundenen Werte der Parameter sind in Tabelle 10 gezeigt. Diese Werte für die Parameter werden im Fit der Lebensdauer nicht benutzt, sondern durch den simultanen Fit neu bestimmt. Sie dienen hier nur zur Orientierung. Man erkennt die gute Beschreibung der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination.

$d^0$	$d_2^+$	$d^-$	$B_1^+(\text{cm}^{-1})$	$B_2^+(\text{cm}^{-1})$	$B^-(\text{cm}^{-1})$
$0.11 \pm 0.06$	$0.47 \pm 0.08$	$0.10 \pm 0.02$	$14.9 \pm 2.7$	$94.1 \pm 26.5$	$27.5 \pm 6.1$

Tabelle 10: Die Parameter der im Text beschriebenen Parametrisierung der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination

Um von dieser Parametrisierung zur Untergrundfunktion  $\mathcal{P}_{\text{bck}}$  zu gelangen, sind alleine die verschiedenen Anteile zu modifizieren. Durch den simultanen Fit ist es möglich, den gesamten Anteil des Untergrundes  $f_{\text{bck}}$  innerhalb der durch den statistischen Fehler der falschen Ladungskombinationen vorgegebenen Anzahl frei variieren zu lassen. Insgesamt ergibt sich der Anteil der Untergrundereignisse in der Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination nach der obigen Parametrisierung zu:

$$f_{\text{bck}} = b^0 + b_1^+ + b_2^+ + b^-. \quad (5.15)$$

Die Anteile  $b^0$ ,  $b_1^+$ ,  $b_2^+$  und  $b^-$  sind die entsprechenden Anteile der  $\delta$ -Funktion, der beiden positiven Exponentialfunktionen und der negativen Exponentialfunktion in der Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination. Sie dürfen im Fit frei variieren. Sie

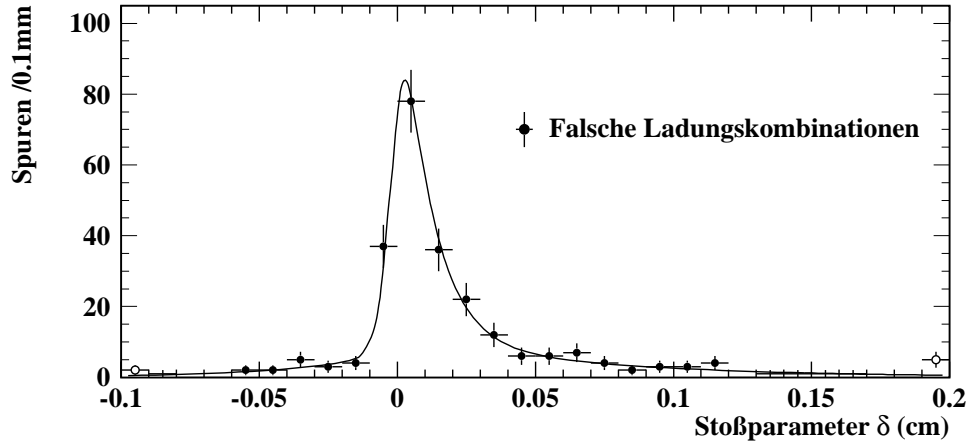


Abbildung 30: Die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination und das Ergebnis des Fits mit der im Text beschriebenen Parametrisierung. Im ersten und letzten Bin sind alle die Ereignisse gesammelt, die kleiner bzw. größer als die angegebenen Grenzen sind.

ergeben sich aus der Multiplikation der obigen Anteile  $d^0$ ,  $d_2^+$ ,  $d^-$  und  $(1 - d^0 - d_2^+ - d^-)$  mit dem Anteil des Untergrunds  $f_{\text{bck}}$ .

Die gesamte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $\mathcal{P}_{\text{bck}}$  für die Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination und die Ereignisse mit der falschen Ladungskombination ist damit (siehe Gleichung 5.5):

$$\mathcal{P}_{\text{bck}}(\delta, \sigma; b^0, b_1^+, b_2^+, b^-, A_1^+, A_2^+, A^-) = \frac{1}{b^0 + b_1^+ + b_2^+ + b^-} \left[ b^0 \mathcal{G}(\delta, \sigma) + b_1^+ \mathcal{C}(\delta, \sigma; A_1^+) + b_2^+ \mathcal{C}(\delta, \sigma; A_2^+) + b^- \mathcal{C}(\delta, \sigma; -A^-) \right]. \quad (5.16)$$

Die Parameter  $A_1^+$ ,  $A_2^+$  und  $A^-$  sind die Exponenten der entsprechenden Exponentialfunktionen.

### 5.1.3 Die Binomialverteilung

Als letzter Anteil in der Fitfunktion fehlt noch die Binomialverteilung

$$\mathcal{P}(N_f, N, p_f) = \frac{N!}{N_f!(N - N_f)!} p_f^{N_f} (1 - p_f)^{N - N_f}. \quad (5.17)$$

Sie gibt die Wahrscheinlichkeit an, bei einer Anzahl  $N$  von  $\Lambda\ell$ -Kombinationen und der Wahrscheinlichkeit  $p_f$ , daß die  $\Lambda\ell$ -Kombination die falsche Ladungskombination hat, die Anzahl  $N_f$  der  $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der falschen Ladungskombination zu finden. Die Wahrscheinlichkeit  $p_f$  ergibt sich aus dem Verhältnis von falschen Ladungskombinationen

zu allen Ladungskombinationen und kann durch den Anteil der Untergrundereignisse  $f_{\text{bck}}$  wie folgt ausgedrückt werden:

$$p_f = \frac{f_{\text{bck}}}{1 + f_{\text{bck}}}. \quad (5.18)$$

Durch diesen Zusammenhang zwischen der Wahrscheinlichkeit  $p_f$  und dem Anteil der Untergrundereignisse  $f_{\text{bck}}$  ist es möglich, den Anteil  $f_{\text{bck}}$  im Fit frei variieren zu lassen und sicherzustellen, daß er höchstens innerhalb der durch den statistischen Fehler der falschen Ladungskombinationen vorgegebenen Anzahl schwankt. Im Fit wird der folgende Logarithmus der Binomialverteilung benötigt:

$$\log \mathcal{P}_{\text{binom}} = N_f \log \left( \frac{f_{\text{bck}}}{1 + f_{\text{bck}}} \right) + N_r \log \left( \frac{1}{1 + f_{\text{bck}}} \right). \quad (5.19)$$

Da die Vorfaktoren der Binomialverteilung konstant sind, tauchen sie im Logarithmus der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nicht auf.

#### 5.1.4 Tests der Fitfunktion

Insgesamt gibt es in der Fitfunktion neun freie Parameter:  $\tau_{\Lambda_b}$ ,  $a$ ,  $b^0$ ,  $b_1^+$ ,  $b_2^+$ ,  $b^-$ ,  $A_1^+$ ,  $A_2^+$  und  $A^-$ . Damit sichergestellt ist, daß mit dieser Fitfunktion auch tatsächlich eine Lebensdauer bestimmt werden kann, muß diese Funktion eine Reihe von Tests überstehen. Diese Tests werden im folgenden vorgestellt.

#### Signal Monte Carlo

Im ersten Test wird die Modellfunktion für die Signalereignisse  $\mathcal{P}_{\text{sig}}$  getestet. Dazu werden die selektierten Leptonspuren aus den mit b-Baryonen angereicherten Monte Carlo Simulationen in Mengen von je etwa 350 statistisch unabhängigen Spuren aufgeteilt. Die Leptonspuren müssen aus b-Baryon Zerfällen stammen. Dies entspricht etwa der Anzahl der Spuren aus b-Baryon Zerfällen in den Daten. Nach der Selektion verbleiben von den simulierten Ereignissen mit einer Lebensdauer der b-Baryonen von 1.4 ps etwa 4600 Spuren, die alle Spurkriterien erfüllen. Diese Menge kann daher in 13 voneinander unabhängige Ereignismengen eingeteilt werden. Von den simulierten Ereignissen mit einer Lebensdauer der b-Baryonen mit 0.7 ps bzw. 2.8 ps verbleiben nach der gesamten Selektion jeweils etwa 1100 Spuren, die sich in drei voneinander unabhängige Ereignismengen aufteilen lassen. Diese Ereignismengen werden gefittet und die Lebensdauer bestimmt. Abbildung 31 zeigt die durch den Fit bestimmten Lebensdauern. Die mittleren Abweichungen von den erzeugten Lebensdauern sind in Tabelle 11 gezeigt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der durch den Fit bestimmten und der erzeugten Lebensdauern. Die Abweichungen sind für alle Lebensdauern verträglich mit Null. Mit der Physikfunktion ist es daher möglich, eine Lebensdauer ohne systematische Verzerrung zu fitten.

$\tau_{\text{gen}}$ (ps)	$\langle \tau_{\text{gen}} - \tau_{\text{fit}} \rangle$ (ps)
1.4	$-0.006 \pm 0.033$
0.7	$0.006 \pm 0.036$
2.8	$0.014 \pm 0.144$

Tabelle 11: Die mittleren Abweichungen der Fits der reinen b-Baryon Monte Carlo Simulationen.

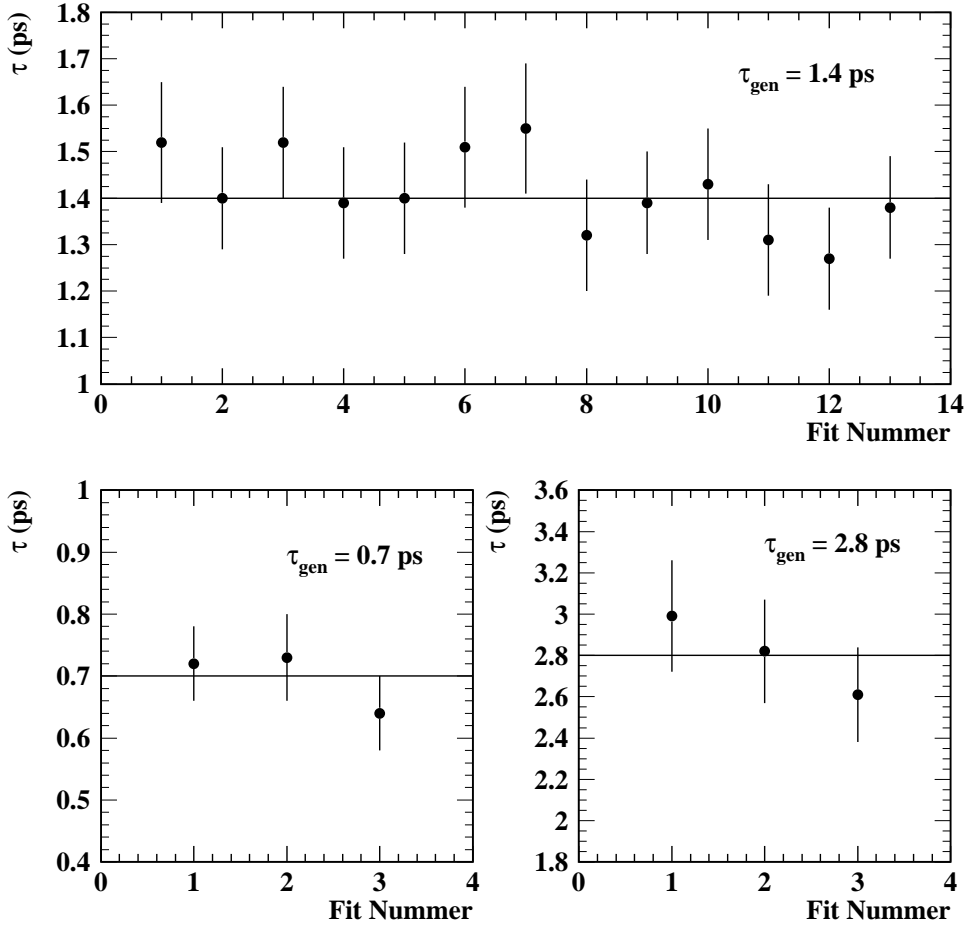


Abbildung 31: Die mit dem Fit bestimmten Lebensdauern für das Signal Monte Carlo.

## Multihadronisches Monte Carlo

Im nächsten Test wird die Lebensdauer der b-Baryonen aus den selektierten Ereignissen der multihadronischen Simulation bestimmt. In diesem Test wird die gesamte Modellfunktion überprüft. Nach der Selektion aus etwa 2.5 Millionen simulierten Ereignissen verbleiben 615 Spuren mit der richtigen Ladungskombination und 211 Spuren mit der falschen Ladungskombination. Die Anzahl der Leptonen aus b-Baryon Zerfällen mit der richtigen Ladungskombination beträgt 412. Es wird in der hadronischen Simulation ein, relativ zur Menge der multihadronischen Ereignisse, größerer Überschuß an  $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der richtigen Ladungskombination gefunden als in den Daten. Der Grund dafür liegt in der Überschätzung des Produktverzweignungsverhältnisses  $f(b \rightarrow \Lambda_b)BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda\ell X)$  in der Monte Carlo Simulation. Hier bezeichnet  $f(b \rightarrow \Lambda_b)$  den Anteil der b-Quarks, die ein b-Baryon bilden.

Die mittlere Lebensdauer der selektierten b-Baryonen (wahre Lebensdauer) beträgt  $\tau = 1.37 \pm 0.08$  ps. Die durch den Fit bestimmte mittlere Lebensdauer beträgt  $\tau = 1.40^{+0.14}_{-0.13}$  ps und ist in guter Übereinstimmung mit der wahren Lebensdauer. Das  $\chi^2$  des Fits beträgt 25.6/23 Freiheitsgrade. Die Werte der anderen Parameter sind in Tabelle 12 angegeben. Abbildung 32 zeigt die Stoßparameterverteilung mit der richtigen Ladungskombination und



das Ergebnis des Fits. Ebenfalls in der Abbildung der richtigen Ladungskombinationen ist als schraffiertes Histogramm das Ergebnis des Fits an die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination eingezeichnet. Die kleine Abbildung zeigt die Verteilung mit der falschen Ladungskombination.

$a$	$A_1^+(\text{cm}^{-1})$	$A_2^+(\text{cm}^{-1})$	$A^-(\text{cm}^{-1})$
$2.4 \pm 0.4$	$59. \pm 18.$	$13. \pm 6.$	$48. \pm 10.$
$b^0$	$b_1^+$	$b_2^+$	$b^-$
$0.05 \pm 0.02$	$0.19 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.01$

Tabelle 12: Die Werte der Modellparameter aus dem Fit der Stoßparameter aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation.

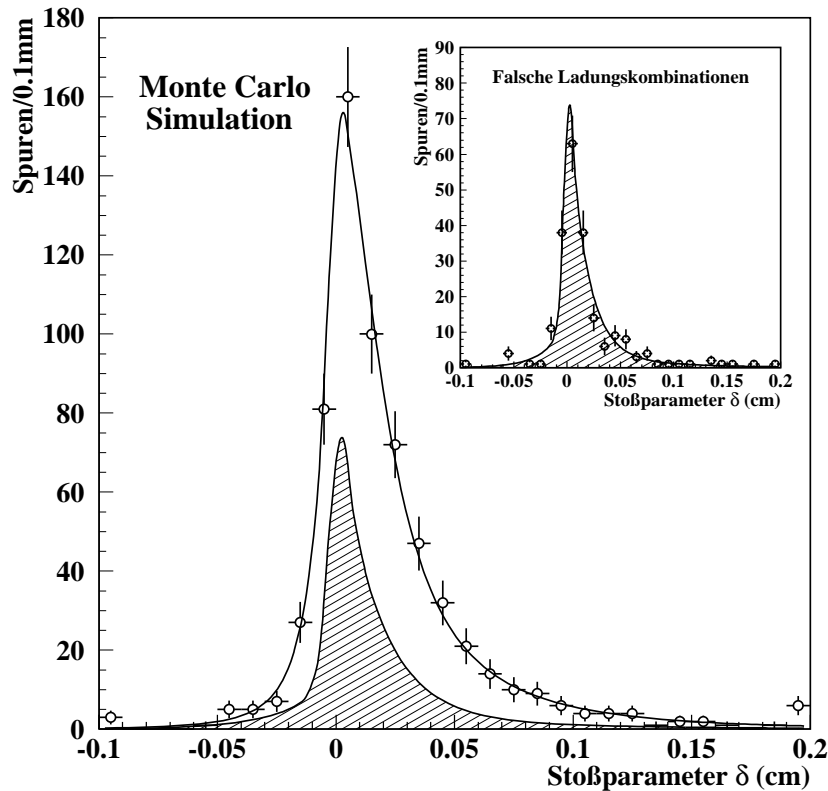


Abbildung 32: Die Stoßparameterverteilung der selektierten Leptonen aus der multihadronischen Ereignissimulation. Eingezeichnet ist außerdem das Ergebnis des Fits. Als kleine Abbildung ist die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination gezeigt. Im ersten und letzten Bin sind alle Ereignisse gesammelt, die kleiner bzw. größer als die angegebenen Grenzen sind.

## Vereinfachte Monte Carlo Simulation

Um zu überprüfen, ob durch die Fitprozedur eine systematische Verzerrung entsteht und ob der statistische Fehler im Fit richtig bestimmt wird, werden 200 Monte Carlo Ereignissätze erzeugt und die Lebensdauer bestimmt.

Jeder dieser Ereignissätze besteht aus etwa 350 Stoßparametern von Leptonen aus b-Baryon Zerfällen, die zufällig aus einer Physik-Funktion gewählt werden, die mit einer b-Baryon Lebensdauer von 1.4 ps erzeugt wurde. Jeder Stoßparameter erhält einen Fehler aus der gemessenen Fehlerverteilung der Daten. Um eine systematische Verzerrung in der Bestimmung der Fehler zu simulieren, werden alle Stoßparameter mit einem um einen Faktor 1.4 skalierten Fehler mit Hilfe einer Gaußfunktion verschmiert. Um den Einfluß von Fehlern zu studieren, die nicht normalverteilt sind, werden 5% der Stoßparameter mit einem um einen Faktor 4 skalierten Fehler verschmiert.

Zusätzlich wird jeweils eine Anzahl von etwa 250 Untergrundereignissen mit der richtigen und falschen Ladungskombination entsprechend der Modellfunktion für den Untergrund erzeugt. Die Werte der Parameter der Untergrundfunktion sind in Tabelle 13 angegeben. Aus den

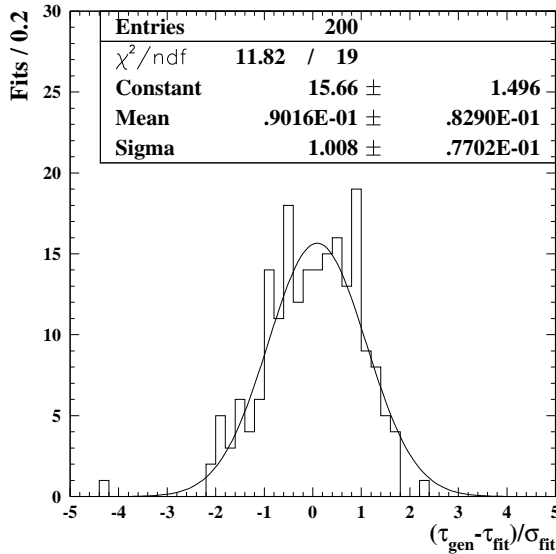


Abbildung 33: Die Verteilung der durch die Fitfehler geteilten Lebensdauerresiduen für die 200 Fits des vereinfachten Monte Carlos und das Ergebnis des Fits einer Gaußfunktion an die Verteilung.

so erzeugten Verteilungen wird die Lebensdauer, die anderen Parameter und der jeweilige statistische Fehler bestimmt. Der Mittelwert der bestimmten Lebensdauern beträgt  $\tau_{\Lambda_b} = 1.41 \pm 0.01$  ps. Die Verteilung der durch die Fitfehler geteilten Lebensdauerresiduen

$$\frac{\tau_{\text{gen}} - \tau_{\text{fit}}}{\sigma_{\text{fit}}}$$

ist in Abbildung 33 gezeigt. Die Verteilung ist konsistent mit einer Gaußfunktion mit dem Mittelwert Null und einem Sigma von Eins. Der Fit erzeugt somit keine systematische Verzerrung und der statistische Fehler der Lebensdauer ist richtig bestimmt. Dieses vereinfachte Monte Carlo ermöglicht auch eine erste Abschätzung der statistischen Genauigkeit, die bei der Messung der Lebensdauer erwartet werden kann. Der mittlere statistische Fehler der in den Fits gefundenen mittleren Lebens-

dauer beträgt etwa 13%. Der Mittelwert des Parameters  $a = 1.65 \pm 0.03$  ist viel größer als der für die Erzeugung benutzte Wert des Skalierungsfaktors. Der Parameter  $a$  ist teilweise stark mit den Parametern der Untergrundfunktion korreliert. Es sei darauf hingewiesen, daß auch im Fit der Stoßparameterverteilungen der multihadronischen Monte Carlo Simulation ein Wert für den Parameter  $a = 2.4 \pm 0.4$  gefunden wurde. Der Parameter hat aber keinen Einfluß auf die Lebensdauer. Der mit Hilfe des vereinfachten Monte Carlos berechnete Korrelationskoeffizient zwischen der mittleren Lebensdauer und dem Parameter  $a$  beträgt nur  $\rho = -0.121$ .

Auch die Mittelwerte der Untergrundparameter (siehe Tabelle 13) weichen zum Teil erheblich von den generierten Werten ab. Die gesamte Untergrundfunktion aus den Mittelwerten zeigt aber keine nennenswerte Abweichung von der Untergrundfunktion aus den generierten Parametern (siehe Abb. 34) und zeigt damit die Flexibilität der Parametrisierung des Untergrundes.

Als Ergebnis der verschiedenen Test läßt sich schließen, daß die Messung der Lebensdauer stabil und frei von systematischen Verzerrungen ist. Im folgenden Kapitel kann daher die Lebensdauer von b-Baryonen aus den selektierten Stoßparametern bestimmt werden.

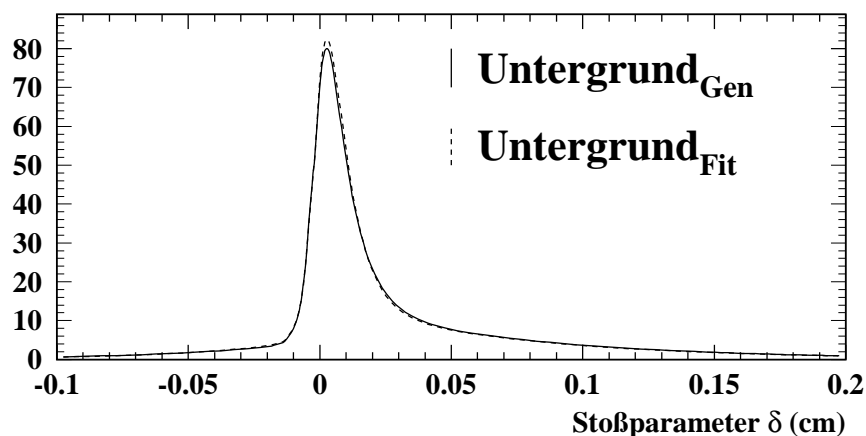


Abbildung 34: Die durchgezogene Linie zeigt die Untergrundfunktion aus den zur Erzeugung benutzten Parametern. Die gestrichelte Linie zeigt die Untergrundfunktion aus den Mittelwerten der in den 200 Fits gefundenen Parametern.

Parameter $X$	$X_{\text{gen}}$	$\langle X_{\text{fit}} \rangle$
$b_+^1$	0.16	$0.174 \pm 0.002$
$b_+^2$	0.18	$0.177 \pm 0.002$
$b_-$	0.04	$0.043 \pm 0.001$
$b_0$	0.04	$0.029 \pm 0.002$
$A_+^1$	120	$131.5 \pm 3.2$
$A_+^2$	14	$14.3 \pm 0.2$
$A_-$	20	$21.9 \pm 0.3$

Tabelle 13: Die generierten Werte für die Untergrundverteilungen der vereinfachten Monte Carlo Simulation und die Mittelwerte, der im Fit gefundenen Parameter.

## 5.2 Ergebnis des Fits

Mit der im vorhergehenden Kapitel vorgestellten und überprüften Modellfunktion wird nun die mittlere Lebensdauer in den Daten bestimmt. Dazu werden die Stoßparameter der 604 Leptonen mit der richtigen und 248 Leptonen mit der falschen Ladungskombination gefittet. Die mittlere Lebensdauer, die durch den ungebinnten Log-Likelihood-Fit gefunden wird, beträgt:

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.15^{+0.14}_{-0.13} \text{ ps.} \quad (5.20)$$

Das Ergebnis des Fits ist in Abbildung 35 gezeigt. Zur Überprüfung des Fits wird ein  $\chi^2$  berechnet. Dazu wird der Fitbereich in 32 ungleiche Intervalle mit jeweils mindestens 5 Spuren eingeteilt. Das  $\chi^2$  des Fits beträgt 24.2/23 Freiheitsgrade.

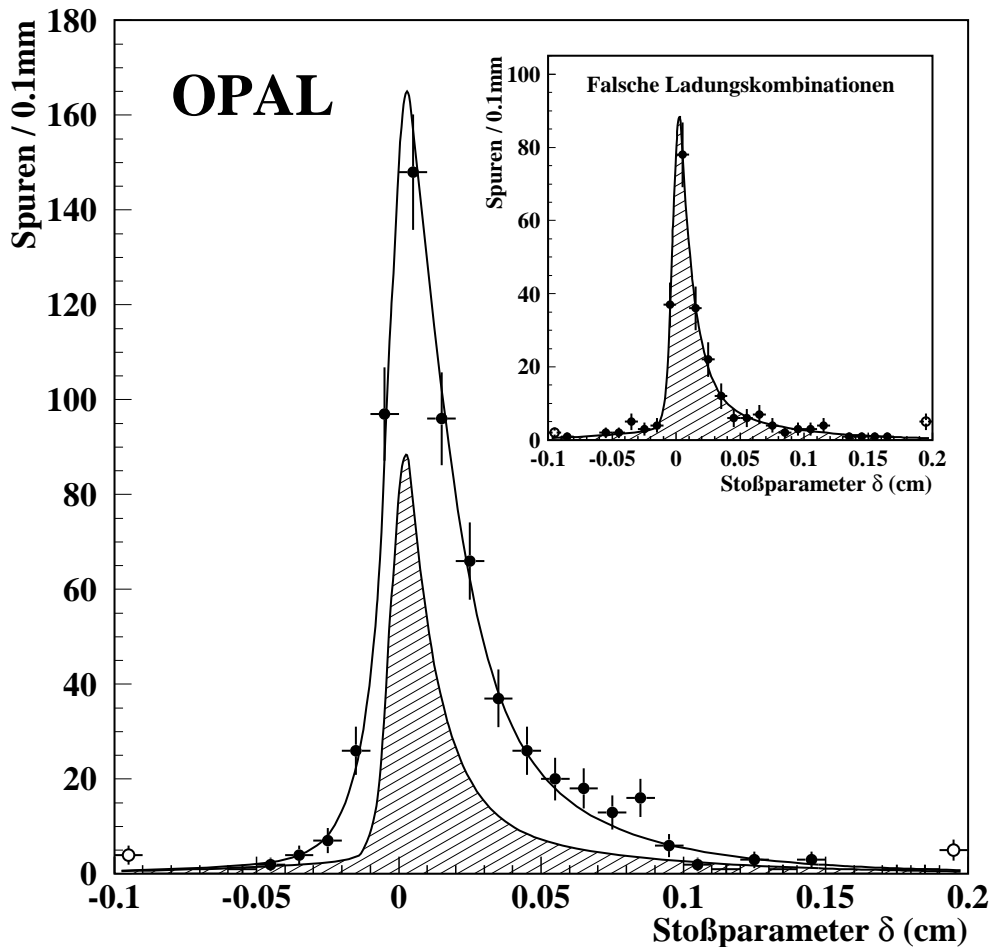


Abbildung 35: Die Stoßparameterverteilung der aus den Daten selektierten Leptonen und das Ergebnis des Fits. Als kleine Abbildung ist die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination gezeigt. Im ersten und letzten Bin sind alle Ereignisse gesammelt, die kleiner bzw. größer als die angegebenen Grenzen sind.

Die Wahrscheinlichkeit einen größeren  $\chi^2$ -Wert als  $24.2/23$  *Freiheitsgrade* zu finden, ist größer als 39%. Der relative statistische Fehler beträgt 12% und ist damit in der erwarteten Größenordnung. Die anderen Werte der Modellparameter sind in Tabelle 14 gezeigt.

$a$	$A_1^+(\text{cm}^{-1})$	$A_2^+(\text{cm}^{-1})$	$A^-(\text{cm}^{-1})$
$2.5 \pm 0.3$	$89. \pm 28.$	$17. \pm 3.$	$20. \pm 4.$
$b^0$	$b_1^+$	$b_2^+$	$b^-$
$0.07 \pm 0.02$	$0.16 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.03$	$0.03 \pm 0.01$

Tabelle 14: Die Werte der Modellparameter aus dem Fit der Stoßparameter aus den Daten.

Zur Überprüfung des durch den Fit gefundenen Minimums wird die Lebensdauer von 0.5 ps bis 2 ps in Schritten von 0.05 ps verändert. Die Lebensdauer  $\tau$  wird bei den jeweiligen Werten fixiert und alle anderen Parameter und der Logarithmus der Fitfunktion  $\log \mathcal{L}$  durch den Fit neu bestimmt. Die Differenz der so gefundenen Logarithmen und des Logarithmus der Fitfunktion bei der mittleren Lebensdauer  $\tau_{\Lambda_b}$ :

$$\Delta \log \mathcal{L}(\tau) = \log \mathcal{L}(\tau) - \log \mathcal{L}(\tau_{\Lambda_b}) \quad (5.21)$$

ist die Log-Likelihood-Funktion, die zur Berechnung der statistischen Fehler benutzt wird. Die Log-Likelihood-Funktion ist annähernd parabolisch und zeigt ein deutliches Minimum bei einer Lebensdauer von 1.15 ps, wie in Abbildung 36 gezeigt. Die Punkte für 1, 2 und 3 Standardabweichungen liegen  $(-0.13, +0.14)$ ,  $(-0.28, 0.30)$  und  $(-0.40, 0.50)$  ps entfernt vom Mittelwert von 1.15 ps.

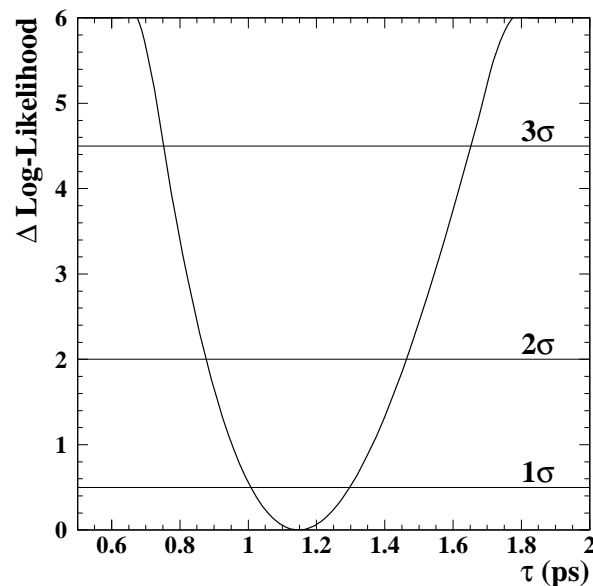


Abbildung 36: Die Log-Likelihood-Funktion als Funktion der Lebensdauer.

### 5.2.1 Überprüfung des Ergebnisses

Um das Ergebnis zu überprüfen und eventuelle systematische Verzerrungen zu entdecken, werden eine Reihe von Konsistenztests durchgeführt. Dazu werden die Leptonen entsprechend eines Kriteriums aufgeteilt und aus den Stoßparametern der getrennten Ereignismengen die Lebensdauer bestimmt. Diese beiden Lebensdauern werden dann mit der Lebensdauer verglichen, die mit der gesamten Ereignismenge bestimmt wurde.

Die Leptonen werden in negativ geladene und positiv geladene Leptonen, in zwei Azimutalwinkelbereiche von  $\pm 45^\circ$  um die  $x$ -Achse (horizontal) bzw. um die  $y$ -Achse (vertikal) und in zwei Bereiche des Polarwinkels aufgeteilt. Außerdem wird die mittlere Lebensdauer aus den Daten der Jahre 1991 bis 1993 und des Jahres 1994 getrennt bestimmt. Zum Schluß werden noch getrennte Physik-Funktionen für Elektronen und Myonen erzeugt und die mittlere Lebensdauer aus den Stoßparametern der Elektronspuren bzw. Myonspuren gemessen. Die Ergebnisse der Fits befinden sich in Tabelle 15. Es findet sich keine systematische Verzerrung in einer der Teilmengen und alle Differenzen in den verschiedenen Ereignismengen sind verträglich mit statistischen Fluktuationen.

Kriterium	r/f	$\tau_{\Lambda_b}$ (ps)	Kriterium	r/f	$\tau_{\Lambda_b}$ (ps)	$\chi^2$
Positiv geladene $\ell$	294/130	$1.18^{+0.17}_{-0.17}$	Negativ geladene $\ell$	310/118	$1.12^{+0.18}_{-0.16}$	0.03
Horizontal	286/147	$0.97^{+0.20}_{-0.18}$	Vertikal	318/101	$1.27^{+0.19}_{-0.17}$	0.65
$\cos \theta_{\text{lepton}} < 0$	319/121	$1.10^{+0.20}_{-0.19}$	$\cos \theta_{\text{lepton}} > 0$	285/127	$1.11^{+0.20}_{-0.18}$	0.05
1991-93	328/112	$1.19^{+0.17}_{-0.16}$	1994	276/136	$0.99^{+0.23}_{-0.23}$	0.27
Elektronen	276/101	$1.13^{+0.20}_{-0.19}$	Myonen	328/147	$1.30^{+0.21}_{-0.19}$	0.31

Tabelle 15: Die Ergebnisse der Konsistenzüberprüfung. Die Abkürzungen 'r' und 'f' stehen für die Anzahl der richtigen bzw. falschen Ladungskombinationen. Diese Ergebnisse sind mit dem Ergebnis des Fits von  $\tau_{\Lambda_b} = 1.15^{+0.14}_{-0.13}$  ps zu vergleichen.

### 5.3 Systematische Unsicherheiten

Die verschiedenen Überprüfungen der Fitfunktion in Kap. 5.1.4 und des Ergebnisses in Kap. 5.2.1 haben bereits Vertrauen in die Messung der mittleren Lebensdauer gegeben. Die Messung ist aber nicht frei von systematischen Unsicherheiten. So ist zum Beispiel die Polarisation der b-Baryonen unbekannt und auch im Zerfallsmodell der b-Baryonen stecken Annahmen, die bisher nicht durch Experimente bestätigt wurden. Es wird erwartet, daß diese Unsicherheiten einen Einfluß auf die Messung der mittleren Lebensdauer haben. In diesem Kapitel werden die systematischen Unsicherheiten bestimmt.

Es gibt keine feststehende Methode, um systematische Fehler zu quantifizieren. In dieser Analyse wird direkt der Einfluß eines Parameters, z.B. die genaue Position des Wechselwirkungspunkts, auf die Messung der mittleren Lebensdauer untersucht. Dazu wird der Parameter innerhalb seiner Unsicherheit verschoben und die mittlere Lebensdauer neu bestimmt. Der systematische Fehler ergibt sich dann aus der Differenz der neuen und der mit unverändertem Parameter gefundenen mittleren Lebensdauer. Diese Methode ist sicherlich bei einer großen Menge von Daten gut anwendbar. Der Nachteil der Methode liegt, bei einer geringen Statistik, in einem möglichen Einfluß von statistischen Fluktuationen auf die Genauigkeit, mit der die systematischen Fehler quantifiziert werden können.

Eine andere Methode wäre die Untersuchung von Monte Carlo Ereignissen und die Bestimmung eines Korrelationskoeffizienten, der die Abhängigkeit der Lebensdauer von dem mit Unsicherheit behafteten Parameter beschreibt. Diese Methode funktioniert gut, wenn die Monte Carlo Simulation die Daten gut beschreibt. Da die Kenntnisse über b-Baryonen aber noch nicht weit fortgeschritten sind und daher nicht mit Sicherheit davon ausgegangen werden kann, daß die Simulation die Daten gut genug beschreibt, um systematische Abhängigkeiten zu quantifizieren, wird auf diese Methode ganz verzichtet.

Alle betrachteten Unsicherheiten werden im folgenden diskutiert und sind in Tabelle 16 zusammengefaßt.

Quelle	Systematische Korrektur und Fehler (ps)
Physik-Funktion:	
$\Lambda_b$ Zerfallsmodell	$\pm 0.029$
$\Lambda_b$ Polarisation	$+0.065 \pm 0.065$
Statistischer Fehler der Physik-Funktion	$\pm 0.038$
b Fragmentation	$\pm 0.005$
$\Xi_b$ Anteil	$\pm 0.006$
Lepton Effizienz	$\pm 0.011$
Auflösungsfunktion	$\pm 0.012$
Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts	$\pm 0.019$
Form und Normierung des Untergrundes	$\pm 0.040$
Detektorkalibration und Ausrichtung	$\pm 0.012$
Gesamt	$+0.065 \pm 0.095$

Tabelle 16: *Systematische Unsicherheiten.*

### 5.3.1 Physik-Funktion

Die im Fit benutzte Physik-Funktion ist unter einigen mit Unsicherheit behafteten Annahmen erzeugt worden. Die Annahmen betreffen das Zerfallsmodell der b-Baryonen, die unbekannte Polarisation der b-Baryonen, die Fragmentation der b-Quarks, den Anteil der  $\Xi_b$ -Baryonen und die Effizienzen der Lepton-Identifikation.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit vom Zerfallsmodell und der Fragmentation wird keine neue Physik-Funktion erzeugt. Stattdessen wird die in Kapitel 5.1.1 erzeugte Physik-Funktion so umgewichtet, daß eine Physik-Funktion entsteht, wie sie mit dem entsprechend veränderten Parameter erzeugt worden wäre. Die umgewichtete Physik-Funktion wird mit der in Gleichung 5.9 gezeigten Funktion parametrisiert und mit der neuen Parametrisierung eine mittlere Lebensdauer bestimmt.

#### Zerfallsmodell der b-Baryonen

Bei der Erzeugung der Physik-Funktion wurde davon ausgegangen, daß der Zerfall eines b-Baryons durch das in Kapitel 1.4.2 beschriebene Zerfallsmodell modelliert werden kann. Da keine weiteren Zerfallsmodelle für b-Baryonen bekannt sind, kann die systematische Unsicherheit aufgrund dieses Modells nicht durch andere Modelle abgeschätzt werden. Die Zerfallsverteilungen des Modells hängen vom verwendeten Formfaktor ab. Bisher sind noch keine Formfaktoren für b-Baryonen gemessen worden und daher wird die Abhängigkeit der Stoßparameterverteilung und damit der Lebensdauer vom Formfaktor durch die Verwendung eines weiteren theoretischen Formfaktors und durch die Verwendung eines konstanten Formfaktors bestimmt.

Die Verteilung des Energieübertrags  $\omega$  (siehe Gl. 1.34) vom b-Baryon auf das c-Baryon für den benutzten Formfaktor  $F_\alpha(\omega)$  (siehe Gl. 1.35) ist in Abbildung 37 gezeigt. In Abbildung 37 ist auch die Verteilung des Energieübertrags für einen weiteren Formfaktor:

$$F_\beta(\omega) = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - 2 + 2\omega}$$

gezeigt. Der Parameter des Formfaktors,  $\omega_0 = 0.89$ , wurde aus dem Fit des Leptonspektrums von exklusiven b-Meson Zerfällen bestimmt [61]. Außerdem ist die Verteilung des Energieübertrags gezeigt, wenn ein konstanter Formfaktor  $F_\gamma(\omega) = 1$  benutzt wird.

Entsprechend dieser Verteilungen wird die Physik-Funktion umgewichtet und mit der umgewichteten Physik-Funktion eine Lebensdauer bestimmt. Die so bestimmten Lebensdauern sind in Tabelle 17 gezeigt.

Formfaktor	$F_\alpha$	$F_\beta$	$F_\gamma$
Lebensdauer $\tau_{\Lambda_b}$ (ps)	$1.15^{+0.14}_{-0.13}$	$1.16^{+0.15}_{-0.14}$	$1.18^{+0.15}_{-0.14}$

Tabelle 17: Die mit verschiedenen Formfaktoren bestimmten Lebensdauern

Der Vergleich der drei Energiespektren in Abbildung 37 zeigt für die b-Baryon Zerfälle mit dem Formfaktor  $F_\alpha$  ein weicherer Energiespektrum der c-Baryonen. Daher erhalten die Leptonen einen im Mittel größeren Transversalimpuls und die Stoßparameterverteilung einen



größeren Mittelwert. Eine Lebensdauer, die mit dieser Physik-Funktion bestimmt wird, ist somit kleiner, als die Lebensdauern, die durch die umgewichteten Physik-Funktionen bestimmt wurden.

Da der Formfaktor für b-Baryon Zerfälle nicht bekannt ist, kann nicht ausgeschlossen werden, daß die c-Baryonen ein noch weiches Energiespektrum haben. Daher wird die größte Abweichung von 0.03 ps zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.03$  ps aufgrund des b-Baryon Zerfallsmodells benutzt.

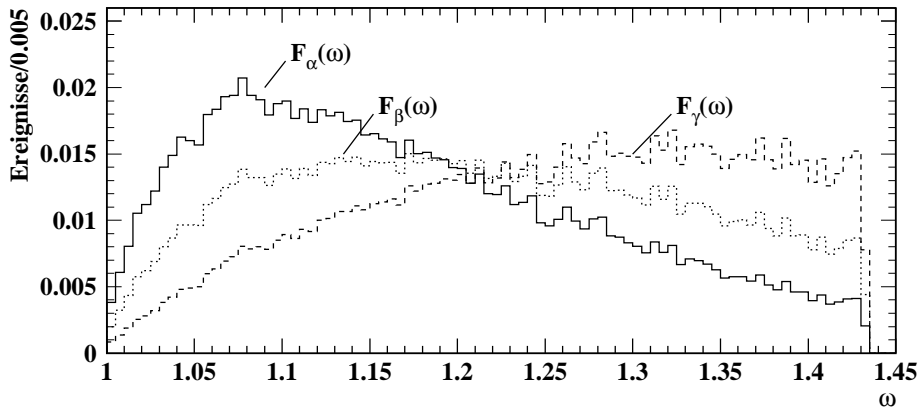


Abbildung 37: Die Verteilung des Energieübertrags  $\omega$  für verschiedene Formfaktoren.

### Polarisation der b-Baryonen

Im Rahmen der Heavy-Quark-Effective-Theory wird davon ausgegangen, daß die b-Baryonen aus  $Z^0$ -Zerfällen polarisiert sind. Bisher gibt es nur ein vorläufiges Ergebnis der ALEPH-Kollaboration zur Polarisation der b-Baryonen von [62]:

$$P_L = -0.30_{-0.27}^{+0.32} \pm 0.04.$$

Dieses Ergebnis wird, da es noch kein letztendlich feststehendes Ergebnis ist, nicht zur Abschätzung der Unsicherheit aufgrund der Polarisation benutzt.

Die in Kapitel 5.2 zur Messung der mittleren Lebensdauer benutzte Physik-Funktion wurde aus den Stoßparametern von Leptonen aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Baryon Zerfällen erzeugt. Um den Einfluß der Polarisation abzuschätzen, wird eine Physik-Funktion aus Stoßparametern von Leptonen aus  $\Lambda_b^0$ -Baryon Zerfällen erzeugt, bei denen die  $\Lambda_b^0$ -Baryonen die volle Polarisation der b-Quarks aus dem  $Z^0$ -Zerfall von  $P_L = -94\%$  tragen. Die angenommene mittlere Lebensdauer beträgt wieder 1.4 ps. Der Physik-Funktion liegt die gleiche Anzahl von etwa 400000  $Z^0$ -Zerfällen wie der unpolarisierten Physik-Funktion zugrunde. Nach der schnellen Detektorsimulation durchlaufen die Ereignisse die gleiche, in Kap. 5.1.1 beschriebene Ereignisselektion, wie die Ereignisse für die unpolarisierte Physik-Funktion. Die Physik-Funktion wird, wie in Kapitel 5.1.4 beschrieben, mit den selektierten Ereignissen aus der Monte Carlo Simulation mit polarisierten b-Baryonen geprüft. Die Anzahl der selektierten Ereignisse von etwa 2400 Leptonen läßt sich in 6 statistisch voneinander unabhängige Ereignismengen von etwa 350 Spuren aus b-Zerfällen einteilen. Die durch den Fit gefundenen Lebensdauern

sind in Abbildung 38 gezeigt. Die mittlere Abweichung von der generierten Lebensdauer von  $-0.02 \pm 0.04$  ps ist verträglich mit Null und zeigt, daß mit der Physik-Funktion eine Lebensdauer ohne systematische Verzerrung bestimmt werden kann.

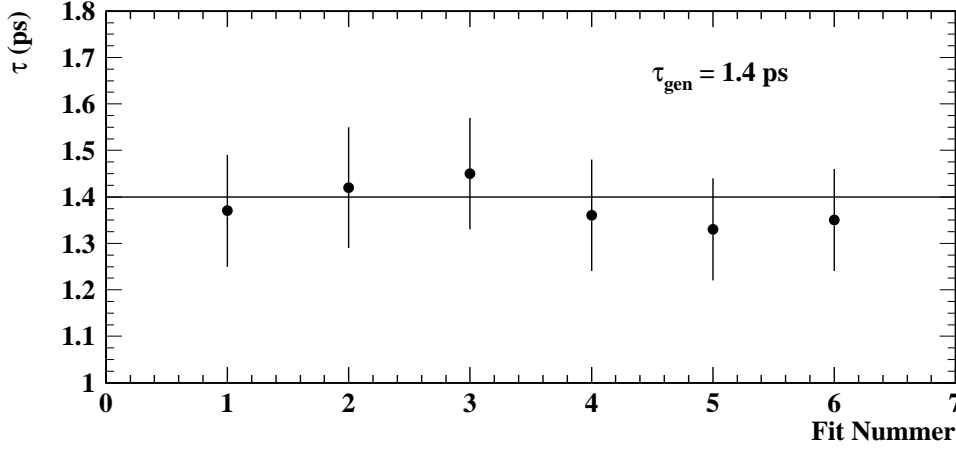


Abbildung 38: Die mit dem Fit bestimmten Lebensdauern für das Signal Monte Carlo aus polarisierten  $b$ -Baryon Zerfällen.

Der Fit der Lebensdauer aus den Stoßparametern der selektierten Leptonen mit der Physik-Funktion aus polarisierten  $\Lambda_b^0$ -Baryon Zerfällen ergibt eine Lebensdauer von

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.28^{+0.15}_{-0.14} \text{ ps.} \quad (5.22)$$

Es zeigt sich eine Differenz der mittleren Lebensdauer von  $\delta\tau_{\Lambda_b} = +0.13$  ps zur mittleren Lebensdauer (siehe Gl. 5.20), die mit einer Physik-Funktion aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Baryon Zerfällen bestimmt wurde.

Die Leptonen aus Zerfällen polarisierter  $b$ -Baryonen haben ein härteres Impulsspektrum als Leptonen aus Zerfällen unpolarisierter  $b$ -Baryonen, da die Leptonen bevorzugt in Flugrichtung des  $b$ -Baryons emittiert werden. Daraus folgt, daß die Stoßparameterverteilung für Leptonen aus Zerfällen polarisierter  $b$ -Baryonen einen kleineren Mittelwert hat. Dies ist der Grund für die größere Lebensdauer, die mit der Physik-Funktion aus Zerfällen polarisierter  $b$ -Baryonen gefunden wurde.

Aufgrund der unbekanntenen Polarisation der  $b$ -Baryonen und um den gesamten Bereich der Polarisation der  $b$ -Baryonen abzudecken, ergibt sich eine systematische Korrektur der Lebensdauer, die mit einer Physik-Funktion aus Leptonen aus unpolarisierten  $\Lambda_b^0$ -Baryonen gefunden wurde, von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = +0.065 \pm 0.065$  ps.

### Fragmentation der $b$ -Quarks

Die mittlere Energie der  $b$ -Baryonen geteilt durch die Strahlenergie  $\langle x_E \rangle = \frac{E_{\Lambda_b}}{E_{\text{Strahl}}}$  hängt direkt mit der Fragmentation der  $b$ -Baryonen zusammen. Um die Abhängigkeit der Physik-Funktion von der mittleren  $b$ -Baryonenergie zu studieren, wird der Parameter  $\epsilon_b$  der Peterson-Fragmentationsfunktion zwischen  $\epsilon_b = 0.0025$  und  $\epsilon_b = 0.0095$  variiert. Dieser Bereich entspricht dem Mittelwert der Messungen von  $\langle x_E \rangle = 0.70 \pm 0.02$  [26].

In Abbildung 39 sind die Peterson-Fragmentationsfunktionen für die verschiedenen Werte von  $\epsilon_b$  gezeigt. Mit den entsprechend umgewichteten Physik-Funktionen wird eine Lebensdauer bestimmt. Die so gefundenen Lebensdauern sind in Tabelle 18 gezeigt. Es zeigt sich, wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, nur eine sehr schwache Abhängigkeit des Stoßparameters und damit der Lebensdauer von der mittleren b-Baryonenergie.

$\epsilon_b$	0.0025	0.0055	0.0095
$\tau_{\Lambda_b}$ (ps)	$1.153^{+0.14}_{-0.13}$	$1.148^{+0.14}_{-0.13}$	$1.146^{+0.14}_{-0.13}$

Tabelle 18: Die mit verschiedenen Fragmentationsparametern  $\epsilon_b$  bestimmten mittleren Lebensdauern

Es ergibt sich für kleinere b-Baryonenergien ein im Mittel größerer Stoßparameter der Leptonen und damit eine kleinere mittlere Lebensdauer. Da die in Tabelle 18 gezeigten mittleren Lebensdauern genau diese Abhängigkeit zeigen, wird angenommen, daß es sich nicht um eine statistische Fluktuation handelt. Die maximale Abweichung von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.005$  dient daher als eine Abschätzung des systematischen Fehlers.

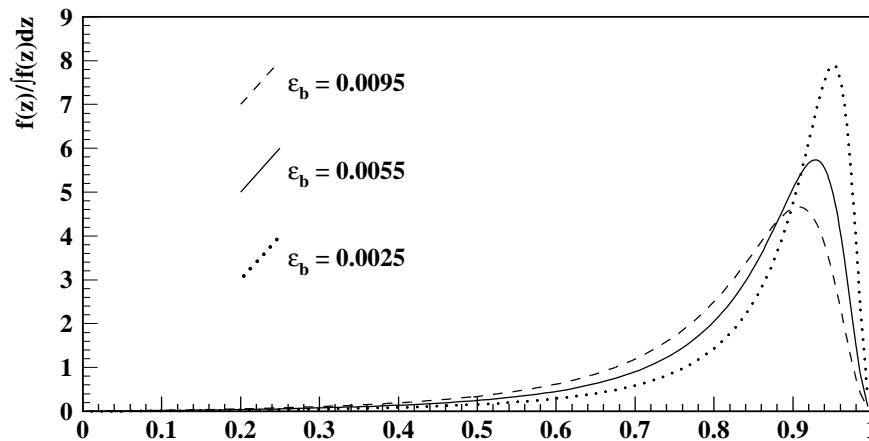


Abbildung 39: Die Peterson-Fragmentationsfunktion  $f(z)$  (siehe Gleichung 1.26 und 1.27) für verschiedene Werte von  $\epsilon_b$ .

### Statistische Fehler der Physik-Funktion

Die durch den  $\chi^2$ -Fit bestimmten Parameter der Parametrisierung der Physik-Funktion sind mit Fehlern behaftet, die einen Einfluß auf die Lebensdauer haben. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit werden die einzelnen Parameter der Physik-Funktion jeweils um ihren Fehler verschoben und eine neue Lebensdauer bestimmt. Die maximale Abweichung, die mit dieser Methode gefunden wurde, beträgt 0.038 ps. Die so bestimmte Unsicherheit ist sicherlich eine sehr konservative Abschätzung der systematischen Unsicherheit, da die Korrelation zwischen den Parametern nicht berücksichtigt wird. Da der systematische Fehler aber immer noch klein gegenüber dem statistischen Fehler ist, wird auf eine genauere Abschätzung verzichtet, so daß die maximale Differenz als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.038$  ps dient.

## Anteil der $\Xi_b$ -Baryonen

Die Physik-Funktion besteht ausschließlich aus den Stoßparametern von Leptonen aus  $\Lambda_b^0$ -Zerfällen. Untersuchungen der multihadronischen Monte Carlo Simulation zeigen, daß durch die Selektion zwar größtenteils  $\Lambda_b^0$ -Baryonen, aber auch ein Anteil von etwa 12% der schwach zerfallenden  $\Xi_b$ -Baryonen selektiert werden. Zur Untersuchung der mittleren Lebensdauer vom Anteil der  $\Xi_b$ -Baryonen, werden Physik-Funktionen mit einem Anteil von 12% und 24%  $\Xi_b$ -Baryonen erzeugt und eine mittlere Lebensdauer bestimmt.

Die Differenz der mittleren Lebensdauern mit einem Anteil von  $\Xi_b$ -Baryonen von 0% und 24% beträgt  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = 0.006$  ps und dient als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund des unbekanntem Anteils der  $\Xi_b$ -Baryonen.

## Lepton Effizienzen

Bei der Erzeugung der Physik-Funktion wurden Elektronen und Myonen entsprechend den, aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation bestimmten Effizienzen für verschiedene Intervalle des Impulses  $p$  und des Transversalimpulses  $p_t$  bezüglich des Jet-Impulses selektiert (siehe Tabelle 7).

Um die systematische Abhängigkeit der mittleren Lebensdauer von diesen Effizienzen zu untersuchen, wird eine Physik-Funktion erzeugt, für die Elektronen und Myonen entsprechend ihres Anteils in den Daten unter der Annahme, daß die Effizienz über den gesamten Bereich des Impulses und Transversalimpulses konstant ist, selektiert werden. Mit der so erzeugten Physik-Funktion findet sich eine um 0.011 ps größere mittlere Lebensdauer. Da bei einer konstanten Effizienz über den gesamten Impuls- und Transversalimpulsbereich mehr Leptonen mit kleinem Transversalimpuls  $p_t$  und großem Impuls  $p$  genommen werden, führt dies zu einer Verkleinerung des mittleren Stoßparameters der Physik-Funktion.

Die Differenz dient als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = 0.011$  ps aufgrund der Effizienzen der Lepton Identifikation.

### 5.3.2 Auflösungsfunktion

Im Fit der Lebensdauer wurde angenommen, daß die Auflösung des Stoßparameters mit einer Gaußfunktion beschrieben werden kann. Diese Form der Auflösungsfunktion ignoriert Fehler, die nicht normalverteilt sind und somit Ausläufer in der Fehlerverteilung bilden.

Um einen möglichen Einfluß dieser Ausläufer zu studieren, wird für einen Anteil  $f_2$  eine weitere Gaußfunktion  $\mathcal{G}$  eingeführt. Das Sigma dieser Gaußfunktion, das für jeden Stoßparameter durch seinen gemessenen Fehler gegeben ist, wird mit einem Faktor  $a_2$  skaliert. Die neue Auflösungsfunktion lautet somit:

$$R(\sigma; a, a_2, f_2) = (1 - f_2)\mathcal{G}(a\sigma) + f_2\mathcal{G}(a_2\sigma)$$

Zur Untersuchung der systematischen Abhängigkeit werden die Parameter  $a$ ,  $a_2$  und  $f_2$  auf verschiedene Werte fixiert oder durch den Fit bestimmt. Die Ergebnisse der verschiedenen Fits sind in Tabelle 19 zusammengefaßt.

Insgesamt zeigt sich nur eine schwache Abhängigkeit der Lebensdauer von den Parametern der Auflösungsfunktion. Die größte Abweichung von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.012$  ps dient als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund der Auflösungsfunktion.

$a$	$a_2$	$f_2$	$\tau_{\Lambda_b}$ (ps)	$\chi^2/\text{Freiheitsgrad}$
$2.5 \pm 0.3$	1.0 (fixiert)	0.0 (fixiert)	$1.148^{+0.14}_{-0.13}$	1.05
$2.4 \pm 0.4$	$7.2 \pm 5.4$	$0.08 \pm 0.15$	$1.139^{+0.15}_{-0.14}$	1.19
$2.3 \pm 0.3$	$6.8 \pm 2.9$	0.1 (fixiert)	$1.138^{+0.15}_{-0.14}$	1.21
1.5 (fixiert)	$6.2 \pm 1.9$	0.1 (fixiert)	$1.160^{+0.16}_{-0.14}$	1.41

Tabelle 19: Die mittleren Lebensdauern für verschiedene Auflösungsfunktionen. Das  $\chi^2$  wurde für 23 Freiheitsgrade berechnet.

### 5.3.3 Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts

Der primäre Wechselwirkungspunkt wurde durch einen Fit aller Spuren außer der Lepton-, Proton- und Pionspur und unter Einbeziehung des mittleren Strahlkreuzungspunkts bestimmt. Da die beiden Strahlspuren, die aus dem mittleren Strahlkreuzungspunkt gebildet werden, sehr genau bestimmt sind, legen sie den Bereich des durch den Fit bestimmten primären Wechselwirkungspunkts fest. Um die Abhängigkeit der mittleren Lebensdauer von der Position und Unsicherheit des mittleren Strahlkreuzungspunkts zu studieren, wird der mittlere Strahlkreuzungspunkt in  $x$ -Richtung um  $50 \mu\text{m}$  bzw. in  $y$ -Richtung um  $20 \mu\text{m}$  verschoben. Diese Änderungen entsprechen etwa der doppelten Unsicherheit der mittleren Strahlposition. Auch wird die Ausdehnung des Strahls in beiden Richtungen um das Doppelte vergrößert. Die durch den Fit bestimmten Wechselwirkungspunkte werden außerdem um ihre Fehler verschoben. Bezüglich der veränderten Wechselwirkungspunkte wird ein neuer Stoßparameter berechnet und die mittlere Lebensdauer neu bestimmt. Die maximale Differenz der mit den veränderten Stoßparametern bestimmten mittleren Lebensdauern beträgt  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = 0.007 \text{ ps}$ . In Kapitel 4.1.1 wurde gezeigt, daß der Fit des primären Wechselwirkungspunkts keine signifikante Verzerrung in die der Leptonspur entgegengesetzte Richtung zeigt. Im folgenden wird untersucht, ob der durch den Fit bestimmte Wechselwirkungspunkt eine systematische Verzerrung des Stoßparameters bewirkt. Dazu wird der Stoßparameter bezüglich des durch den Fit bestimmten primären Wechselwir-

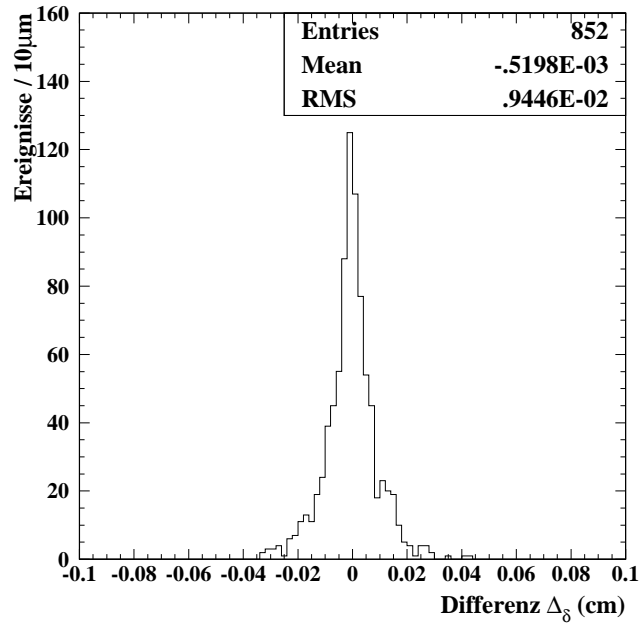


Abbildung 40: Die Differenz des Stoßparameters bezüglich des gefitteten Wechselwirkungspunkts und bezüglich der mittleren Strahlposition.

kungspunkts mit dem Stoßparameter  $\delta_{\text{Strahl}}$  bezüglich des mittleren Wechselwirkungspunkts verglichen. Die Differenz

$$\Delta_\delta = \delta_{\text{Strahl}} - \delta$$

ist in Abbildung 40 gezeigt. Es zeigt sich, daß der Stoßparameter bezüglich des mittleren Wechselwirkungspunkts im Mittel  $5.2 \pm 3.2 \mu\text{m}$  kleiner ist. Diese Differenz wird zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund der Position des primären Wechselwirkungspunkts benutzt. Die Verschiebung jedes Stoßparameters um  $-5 \mu\text{m}$  ergibt eine um  $0.018 \text{ ps}$  kleinere Lebensdauer.

Die systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des primären Wechselwirkungspunkts werden quadratisch addiert und ergeben insgesamt eine systematische Unsicherheit von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.019 \text{ ps}$ .

### 5.3.4 Form und Normierung des Untergrundes

Neben statistischen Fluktuationen der Normierung und der Form des Untergrundes, die bereits durch den simultanen Fit berücksichtigt sind, gibt es systematische Unsicherheiten, die hier betrachtet werden. Es wurde angenommen, daß  $\Lambda\ell$ -Kombinationen, die nicht von b-Baryon Zerfällen stammen, in der Stoßparameterverteilung mit gleicher Wahrscheinlichkeit mit der richtigen und falschen Ladungskombination auftreten. Wie bereits in Kapitel 4.2.1 gezeigt, stimmen die Untergrundverteilung mit der richtigen Ladungskombination und die Verteilung mit der falschen Ladungskombination aus der multihadronischen Monte Carlo Simulation gut überein. In der Monte Carlo Simulation lassen sich der Untergrund in der Verteilung mit der richtigen Ladungskombination und die falschen Ladungskombinationen vertauschen. Die mit vertauschten Untergrundverteilungen bestimmte mittlere Lebensdauer von  $\tau_{\Lambda_b} = 1.32_{-0.12}^{+0.13} \text{ ps}$  ist in guter Übereinstimmung mit der in Kapitel 5.1.4 bestimmten mittleren Lebensdauer von  $\tau_{\Lambda_b} = 1.40_{-0.13}^{+0.14} \text{ ps}$  der b-Baryonen in der multihadronischen Monte Carlo Simulation.

Neben kombinatorischem Untergrund ist eine Hauptquelle von Untergründereignissen die Kombination eines  $\Lambda$ -Hyperons aus der Fragmentation mit einem Lepton aus einem b- oder c-Hadron Zerfall. Im Rahmen des String-Fragmentationsmodells wird erwartet, daß diese  $\Lambda\ell$ -Kombinationen unterschiedlich zur Verteilung der richtigen und falschen Ladungskombinationen beitragen. Dies gilt vor allem für die falsche Kombination eines Leptons aus einem b-Baryon Zerfall und eines  $\Lambda$ -Hyperons aus der Fragmentation. Im String-Fragmentationsmodell wird direkt neben dem b-Baryon ein Antibaryon, z.B. ein  $\bar{\Lambda}$ -Hyperon erzeugt. Dieses  $\bar{\Lambda}$  hat einen höheren Impuls als andere Baryonen aus der Fragmentation und daher eine höhere Wahrscheinlichkeit, in der Selektion gefunden zu werden. Daher haben Kombinationen eines Leptons aus einem b-Baryon Zerfall und eines  $\Lambda$ -Hyperons aus der Fragmentation bevorzugt die falsche Ladungskombination. Analoge Argumente gelten im Rahmen des String-Fragmentationsmodells für Mesonen.

Insgesamt ergibt sich eine Differenz in der Anzahl von Untergründereignissen mit der richtigen Ladungskombination und den Ereignissen mit der falschen Ladungskombination von  $-(8.8 \pm 3.3)\%$  aufgrund von Kombinationen eines Leptons mit einem  $\Lambda$ -Hyperon aus der Fragmentation und aufgrund von ungleich beitragenden exklusiven Zerfällen [55].

In einem ersten Schritt wird der Einfluß dieser Differenz auf die mittlere Lebensdauer untersucht, indem der Anteil der Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination  $f_{\text{bek}}$  um einem Faktor  $0.912 \pm 0.033$  skaliert wird. Es ergibt sich eine Differenz der mittleren Lebensdauer von  $0.003$  ps.

Die Untergrundereignisse von b-Hadron Zerfällen mit einem  $\Lambda$ -Hyperon aus der Fragmentation tragen unterschiedlich in der Verteilung mit der richtigen und falschen Ladungskombination bei. Es wird erwartet, daß dieser Unterschied keinen Einfluß auf die mittlere Lebensdauer hat, da die Stoßparameterverteilungen für b-Baryonen und b-Mesonen ähnlich sind. Ein größerer Beitrag wird von den Leptonen erwartet, die aus Zerfällen von c-Hadronen stammen und mit einem  $\Lambda$ -Hyperon aus der Fragmentation kombiniert werden. Die Stoßparameterverteilung dieser Ereignisse unterscheidet sich aufgrund der kleineren Lebensdauer der c-Hadronen von der Stoßparameterverteilung der b-Hadronen. Daher kann eine Differenz in der Anzahl der Ereignisse mit der richtigen und falschen Ladungskombination einen Einfluß auf die mittlere Lebensdauer haben. Um den Einfluß dieses Beitrages zu überprüfen, werden die  $\Lambda\ell$ -Kombinationen in zwei annähernd gleiche Ereignismengen mit einem  $\Lambda$ -Impuls von  $p_\Lambda < 6.2$  GeV und  $p_\Lambda > 6.2$  GeV eingeteilt. Dadurch werden mit  $\Lambda$ -Hyperonen aus der Fragmentation an- bzw. abgereicherte Ereignismengen erzeugt. Die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination ist in Abbildung 41 gezeigt. Die Stoßparameterverteilung für Ereignisse mit einem  $\Lambda$ -Impuls  $p_\Lambda < 6.2$  GeV hat einen etwas kleineren Mittelwert. Die beiden Verteilungen sind aber statistisch konsistent. Die entsprechend eingeteilten Stoßparameterverteilungen mit der richtigen Ladungskombination werden jeweils zweimal mit der Stoßparameterverteilung des großen bzw. kleinen  $\Lambda$ -Impulsintervalls gefittet, um den Einfluß der verschiedenen Formen des Untergrundes zu studieren. Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 20 gezeigt. Es zeigt sich, daß mit der Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination aus dem hohen Impulsintervall in beiden Fällen eine größere mittlere Lebensdauer bestimmt wird.

Die große Differenz der mittleren Lebensdauer für die richtigen Ladungskombinationen mit einem großen bzw. kleinen  $\Lambda$ -Impuls erklärt sich aus der Benutzung der Physik-Funktion, die aus Leptonspuren erzeugt wurde, die alle kinematischen Forderungen erfüllt haben. Die Einteilung der  $\Lambda\ell$ -Kombinationen in Intervalle des  $\Lambda$ -Impulses führt zu unterschiedlichen Impulsspektren und damit Stoßparameterverteilungen der Leptonen, da der  $\Lambda$ -Impuls mit dem Lepton-Impuls korreliert ist. Die Korrelation ergibt sich aus der Forderung, daß der kombinierte Impuls des  $\Lambda$ -Hyperons und des Leptons größer als 9 GeV sein muß. Daher haben die Leptonen, die mit  $\Lambda$ -Hyperonen mit einem Impuls von  $p_\Lambda < 6.2$  GeV kombiniert sind,

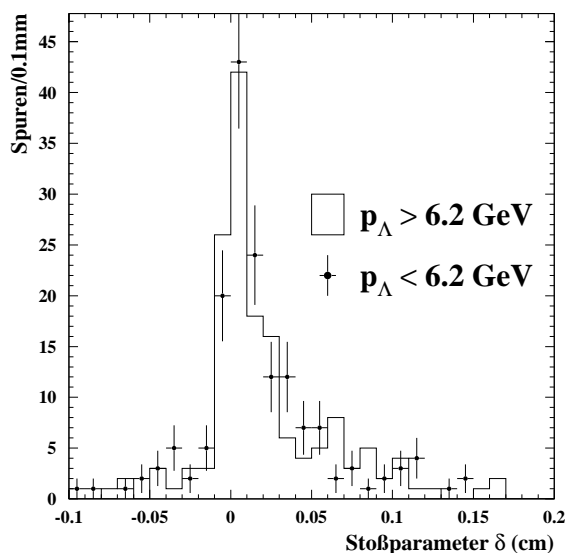


Abbildung 41: Die Stoßparameterverteilungen mit der falschen Ladungskombination für einen  $\Lambda$ -Impuls von  $p_\Lambda > 6.2$  GeV bzw.  $p_\Lambda < 6.2$  GeV.

in der Regel einen größeren Impuls als Leptonen, die mit  $\Lambda$ -Hyperonen mit einem Impuls von  $p_\Lambda > 6.2$  GeV kombiniert sind. Die Stoßparameterverteilungen ändern sich dementsprechend. In dieser Untersuchung sind nur die Differenzen der beiden Lebensdauern für

Richtige Komb.	Falsche Komb.	$\tau_{\Lambda_b}$ (ps)
$p_\Lambda < 6.2$ GeV	$p_\Lambda < 6.2$ GeV	$0.829^{+0.22}_{-0.19}$
$p_\Lambda < 6.2$ GeV	$p_\Lambda > 6.2$ GeV	$0.869^{+0.22}_{-0.19}$
$p_\Lambda > 6.2$ GeV	$p_\Lambda < 6.2$ GeV	$1.481^{+0.20}_{-0.18}$
$p_\Lambda > 6.2$ GeV	$p_\Lambda > 6.2$ GeV	$1.488^{+0.24}_{-0.21}$

Tabelle 20: Die Ergebnisse der Fits der Stoßparameterverteilungen der verschiedenen  $\Lambda$ -Impulsintervalle

die Stoßparameterverteilung eines  $\Lambda$ -Impulsintervalls mit der richtigen Ladungskombination von Bedeutung. Es zeigt sich eine maximale Differenz von 0.040 ps.

Da die korrekte Form des Untergrundes nicht bekannt ist, dient die maximale Differenz von  $\Delta\tau_{\Lambda_b} = \pm 0.040$  ps als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund der Form des Untergrundes.

### 5.3.5 Detektorkalibration und Ausrichtung

Die Unsicherheiten aufgrund der Detektorkalibration und Ausrichtung der Detektoren untereinander werden anhand der geometrischen Stoßparameter von Myonen aus dem Zerfall  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  untersucht. Der geometrische Stoßparameter ist wie folgt definiert:

$$d = \vec{\phi} \times \vec{d} \cdot \vec{e}_z$$

Hier ist  $\vec{d}$  der Vektor vom mittleren Strahlkreuzungspunkt zum Punkt der größten Annäherung der Spur an den mittleren Strahlkreuzungspunkt,  $\vec{\phi}$  der Einheitsspurvektor am Punkt der größten Annäherung und  $\vec{e}_z$  der Einheitsvektor entlang der  $z$ -Achse. Der geometrische Stoßparameter wird bezüglich der mittleren Strahlposition berechnet.

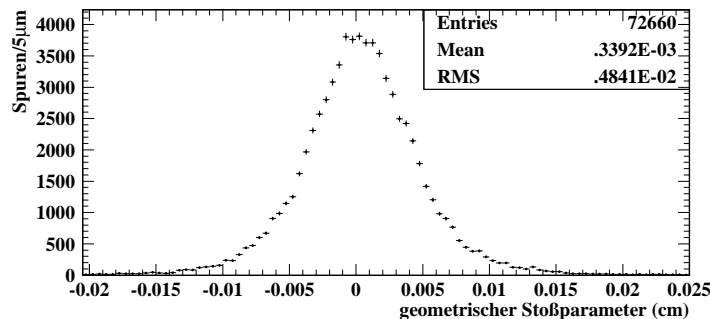


Abbildung 42: Die Verteilungen der geometrischen Stoßparameter von Myonspuren der Jahre 1991 bis 1994 in einem Azimutalwinkelbereich von  $\pm 30^\circ$  um die  $x$ -Achse.



Eine systematische Verzerrung aufgrund einer nicht perfekten Detektorkalibration oder aufgrund von Fehlern in der Ausrichtung der verschiedenen Spurdetektoren untereinander macht sich in einer Verschiebung des mittleren geometrischen Stoßparameters bemerkbar. Zur Quantifizierung dieses Effekts werden alle Myonspuren betrachtet, die in einem Winkelbereich des Azimutalwinkels  $\phi$  von  $\pm 30^\circ$  um die  $x$ -Achse liegen und mindestens einen Treffer im Mikrovertexdetektor zugeordnet haben. Durch die Einschränkung des Winkelbereiches wird der Beitrag der Strahlausdehnung auf die geringe Ausdehnung von  $10 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung reduziert. In Abbildung 42 sind die geometrischen Stoßparameter der selektierten Myonspuren der Jahre 1991 bis 1994 gezeigt. Der Mittelwert der Verteilung beträgt  $3.2 \pm 0.2 \mu\text{m}$ . Um den Einfluß dieser Verschiebung auf die mittlere Lebensdauer zu überprüfen, wird der geometrische Stoßparameter der selektierten Leptonen um  $4 \mu\text{m}$  verschoben, bevor er mit Hilfe des Jet-Impulses ein Vorzeichen erhält. Mit diesen Stoßparametern wird erneut eine Lebensdauer bestimmt. Die so bestimmte Lebensdauer ist um  $0.012 \text{ ps}$  größer als die ohne Verschiebung gemessene. Die Differenz von  $0.012 \text{ ps}$  dient als eine Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund der Detektorkalibration und Ausrichtung.

## 6 Übersicht über Messungen der mittleren b-Baryon Lebensdauer

Bisher ist nur bei drei Experimenten die mittlere Lebensdauer von b-Baryonen gemessen worden. Dies sind die drei LEP Experimente OPAL, DELPHI und ALEPH. Die Signaturen zur Identifikation von möglichen b-Baryon Zerfällen sind  $\Lambda\ell$ -Kombinationen, die auch in der hier vorliegenden Analyse benutzt wurden, sowie  $\Lambda_c^+\ell$ -Kombinationen, in denen das  $\Lambda_c^+$ -Baryon aus dem semileptonischen Zerfall des  $\Lambda_b^0$ -Baryons vollständig rekonstruiert wurde.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse der Stoßparameter der Leptonen aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen ergibt nach der systematischen Korrektur auf die Polarisation der b-Baryonen eine mittlere Lebensdauer von

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.21_{-0.13}^{+0.15} \pm 0.10 \text{ ps (Stoßparameter)}.$$

Der erste Fehler ist die statistische und der zweite Fehler ist die systematische Unsicherheit. Da der statistische Fehler des Fits ein relativer und kein absoluter Fehler ist, wird er nach der systematischen Korrektur entsprechend angepaßt. Diese Messung ist mit einer Messung der Lebensdauer aus der rekonstruierten Zerfallslänge des b-Baryons aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen bei OPAL kombiniert worden.

In der Zerfallslängenanalyse wurde ein Zerfallsvortex des b-Baryons aus der extrapolierten Flugbahn des  $\Lambda$ -Hyperons und des Leptons bestimmt. Das  $\Lambda$ -Hyperon entsteht nicht direkt im Zerfall des b-Baryons. Trotzdem ist die Rekonstruktion einer Zerfallslänge des b-Baryons möglich, da die Massendifferenz zwischen dem  $\Lambda$ -Hyperon und dem  $\Lambda_c^+$ -Baryon klein gegenüber der Massendifferenz zwischen dem  $\Lambda_c^+$ -Baryon und dem b-Baryon ist und die  $\Lambda_c^+$ -Baryonen nur eine sehr kurze mittlere Lebensdauer von  $\tau_{\Lambda_c^+} = 0.200_{-0.010}^{+0.011}$  ps haben [15]. Daher ist die Flugrichtung des  $\Lambda$ -Hyperons im wesentlichen identisch mit der Flugrichtung des  $\Lambda_c^+$ -Baryons. Die erreichte Zerfallslängenauflösung beträgt etwa 500  $\mu\text{m}$ .

In dieser Analyse wurden alle 872  $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der richtigen Ladungskombination und 384  $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der falschen Ladungskombination benutzt [63]. Die Anzahl der verwendeten Ereignisse ist hier größer, da auf das Kriterium eines der Leptonspur zugeordneten Treffers im Mikrovertexdetektor verzichtet wurde.

Der Zusammenhang einer Zerfallslänge  $l$  mit der Zerfallszeit  $\tau$  ist wie folgt gegeben:

$$\tau = \frac{m_{\Lambda_b}}{p_{\Lambda_b}} l.$$

Hier ist  $m_{\Lambda_b}$  die Masse und  $p_{\Lambda_b}$  der Impuls der b-Baryonen. Als Masse wurde die theoretisch vorhergesagte Masse von  $m_{\Lambda_b} = 5.62$  GeV benutzt. Zur Bestimmung des Impulses wurde eine Wahrscheinlichkeitsfunktion verwendet, die abhängig vom rekonstruierten Gesamt-Impuls des  $\Lambda$ -Hyperons und des Leptons den Bereich möglicher Impulse des b-Baryons angibt. Diese Funktion wurde mit der Zerfallslängenverteilung gefaltet. Der Untergrund wurde analog zur Messung der mittleren Lebensdauer aus den Stoßparametern durch einen simultanen Fit an die Zerfallslängen mit der richtigen und falschen Ladungskombination bestimmt.

Die durch einen Maximum-Likelihood-Fit an die Zerfallslänge bestimmte mittlere Lebensdauer beträgt [63]

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.15 \pm 0.12 \pm 0.06 \text{ ps (Zerfallslänge)}.$$

Die beiden Messungen der mittleren Lebensdauer aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen sind stark korreliert. Trotzdem kann durch eine Kombination an Präzision gewonnen werden. So gibt es z.B. Ereignistopologien, in denen der Stoßparameter klein, aber die Zerfallslänge groß ist. Wenn dieselben Ereignisse in beiden Analysen verwendet werden, ist der Korrelationskoeffizient der beiden Messungen  $\rho = 0.71$ . Für die Messung der mittleren Lebensdauer aus den Stoßparametern wurde aber verlangt, daß der Leptonspur mindestens ein Treffer im Mikrovertexdetektor zugeordnet wurde. Diese Forderung ist nur von 68% aller selektierten Leptonen erfüllt. Dadurch verringert sich der Korrelationskoeffizient auf  $\rho = 0.56$ .

Die Gewichte der beiden Messungen für die Bildung des Mittelwertes sind so gewählt worden, daß der totale relative Fehler  $\sigma/\tau$  der Kombination minimal ist. Der totale Fehler ist die quadratische Summe des statistischen und systematischen Fehlers. Das Verfahren der Kombination ist in [64] beschrieben. Nach der Kombination der beiden Messungen erhält man eine mittlere Lebensdauer der b-Baryonen, die mit dem OPAL Detektor aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen gemessen wurde, von [63]

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.16 \pm 0.11 \pm 0.06 \text{ ps (OPAL)}.$$

$\Lambda\ell$ -Kombinationen sind ebenfalls von der ALEPH- und DELPHI-Kollaboration zu Bestimmung der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen benutzt worden [65, 66]. Die ALEPH-Kollaboration findet eine Anzahl von  $290 \pm 35_{-45}^{+38}$   $\Lambda\ell$ -Kombinationen aus b-Baryonzerfällen in den zwischen 1991 und 1993 aufgezeichneten  $Z^0$ -Zerfällen [65]. Für die Messung der mittleren Lebensdauer wurden ebenfalls die Stoßparameter der Leptonen verwendet. Zur Modellierung des Untergrunds wurde angenommen, daß der Untergrund im wesentlichen aus zufälligen Kombinationen von Leptonen und  $\Lambda$ -Hyperonen besteht und die Stoßparameter der Leptonen aus Untergrundereignissen daher durch die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Stoßparameter inklusiver Leptonen beschrieben werden können. Nach dieser Annahme verbleibt die Lebensdauer als einziger freier Parameter im Fit. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 43 gezeigt.

Die DELPHI-Kollaboration hat aus dem  $\Lambda$ -Hyperon und selektierten Myonen eine b-Baryon Zerfallslänge rekonstruiert. Um die Auflösung zu verbessern, ist in einem Fit noch eine weitere Spur aus dem  $\Lambda_c^+$ -Zerfall zum Zerfallsvertex des Myons und des  $\Lambda$ -Hyperons addiert worden. Insgesamt wurden im Fit 63  $\Lambda\mu$ -Kombinationen verwendet [66]. Der Anteil der Kombinationen aus b-Baryon Zerfällen beträgt  $61 \pm 7\%$  [66]. Die gefundene Lebensdauer ist in Abbildung 43 gezeigt.

Die bisherigen Analysen haben eine Mischung der schwach zerfallenden b-Baryonen selektiert. Durch die große Anzahl der durch die verschiedenen LEP-Experimente aufgezeichneten multihadronischen  $Z^0$ -Zerfälle ist es in der letzten Zeit gelungen, mehr exklusive Zerfälle des leichtesten b-Baryons, des  $\Lambda_b^0$ , zu identifizieren. Es wurden  $\Lambda_c^+\ell$ -Kombinationen selektiert, in denen das  $\Lambda_c^+$ -Baryon vollständig rekonstruiert wurde. Ergebnisse sind von DELPHI, OPAL und ALEPH vorgetragen worden [66, 67, 68]. Der von allen drei Kollaborationen verwendete Zerfallskanal ist:

$$\begin{aligned} \Lambda_b^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \ell^- \bar{\nu} \\ &\hookrightarrow p K^- \pi^+. \end{aligned}$$

Die ALEPH-Kollaboration hat das  $\Lambda_c^+$ -Baryon zusätzlich in den Zerfallskanälen  $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+ \pi^+ \pi^-$  und  $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_s^0$  rekonstruiert. Die Anzahl der gefundenen Ereignisse aus  $\Lambda_b^0$  Zerfällen finden sich in Tabelle 21. Der Anteil von  $\Lambda_c^+ \ell$ -Kombinationen aus  $\Xi_b$  Zerfällen beträgt etwa 1% [67].

Experiment	ALEPH	DELPHI	OPAL
$\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \ell$ Kandidaten	$44 \pm 10$	$17 \pm 5$	$69 \pm 13$

Tabelle 21: Die Anzahl der  $\Lambda_c^+ \ell$ -Kombinationen, die auf  $\Lambda_b^0$  Zerfälle zurückgeführt werden können.

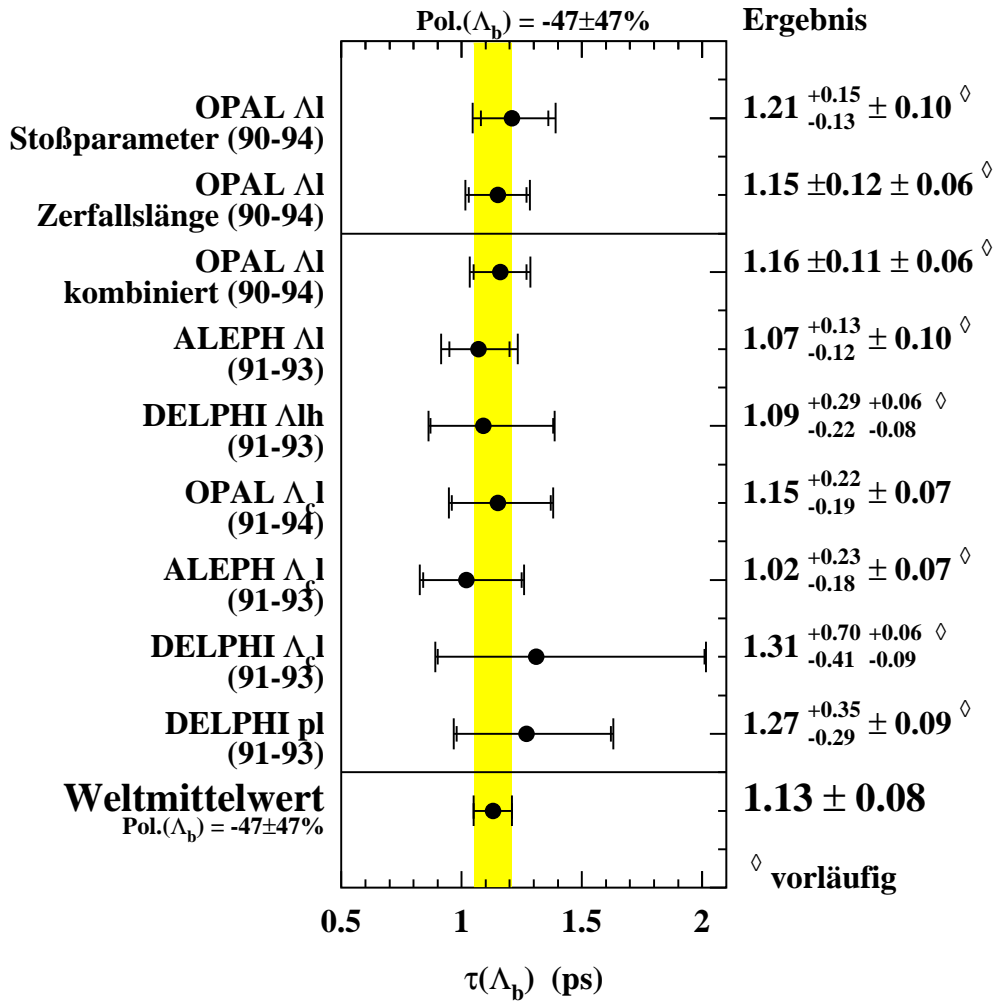


Abbildung 43: Die Ergebnisse der Messungen der mittleren Lebensdauer von  $b$ -Baryonen. Die Ergebnisse sind auf eine Polarisation der  $b$ -Baryonen von  $P_L = -(47 \pm 47)\%$  korrigiert.

In allen Messungen wurde eine Zerfallslänge des  $\Lambda_b^0$ -Baryons rekonstruiert. Der Impuls des  $\Lambda_b^0$ -Baryons wurde mit Hilfe des kombinierten  $\Lambda_c^+$ -Baryon und Lepton Impulses und Korrekturen aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Als Modell für die Zerfallslängenverteilung der Untergründereignisse diente in allen drei Analysen die Zerfallslängenverteilung der Ereignisse in den Seitenbändern der  $\Lambda_c^+$  Massenverteilung. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildung 43 angegeben.

Die DELPHI-Kollaboration hat zusätzlich die Lebensdauer der b-Baryonen aus Proton- $\mu$ -Kombinationen bestimmt [66]. Die Schwierigkeit in dieser Analyse ist der unbekannt Anteil der Proton- $\mu$ -Kombinationen aus b-Baryon Zerfällen. Um diesen Anteil zusammen mit der Lebensdauer zu bestimmen, wurden die Verteilungen der rekonstruierten Zerfallszeit, der  $dE/dx$  Werte und der Transversalimpulse der selektierten Proton- $\mu$ -, Kaon- $\mu$ -, Pion- $\mu$ - und Hadron- $\mu$ -Ereignissätze simultan gefittet. Die Kaon-, Pion und Hadron- $\mu$ -Ereignissätze dienten dabei zur Kontrolle und gegebenenfalls zur Korrektur der Anteile der Untergründereignisse in der Verteilung der Zerfallszeiten. Die gefundene Lebensdauer ist in Abbildung 43 angegeben.

Der Weltmittelwert aus allen Messungen der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen beträgt

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.13 \pm 0.08 \text{ ps.}$$

Der relative Fehler des Weltmittelwertes beträgt 7% und hat sich damit im Vergleich zum Wert von 1992 (siehe Gl. 1.37) mehr als halbiert. Bisher haben nur die OPAL-Messungen die Daten von 1994 verwendet und es ist daher zu erwarten, daß die Genauigkeit noch im Laufe dieses Jahres zunimmt.

## 7 Zusammenfassung und Diskussion

In dieser Arbeit wurde die mittlere Lebensdauer von b-Baryonen durch einen ungebinnten Maximum-Likelihood-Fit an die Stoßparameterverteilung der Leptonen aus semileptonischen b-Baryon Zerfällen bestimmt.

Dazu wurde in einem ersten Schritt in den etwa 3.6 Millionen mit dem OPAL Detektor in den Jahren 1990 bis 1994 aufgezeichneten multihadronischen  $Z^0$ -Zerfällen nach Kombinationen eines hochenergetischen Elektrons oder Myons und eines hochenergetischen  $\Lambda$ -Hyperons gesucht. Das  $\Lambda$ -Hyperon wurde im Zerfall  $\Lambda \rightarrow p\pi$  nachgewiesen. Die Kombination eines  $\Lambda$ -Hyperons mit einem negativ geladenen Lepton  $\ell^-$  oder eines  $\bar{\Lambda}$ -Hyperons mit einem positiv geladenen Lepton  $\ell^+$  ist ein Hinweis auf einen semileptonischen Zerfall eines b-Baryons (richtige Ladungskombination). Kombinationen eines  $\Lambda$ -Hyperons mit einem positiv geladenen Lepton  $\ell^+$  oder eines  $\bar{\Lambda}$ -Hyperons mit einem negativ geladenen Lepton (falsche Ladungskombination) dienen als Modell der Untergrundereignisse der  $\Lambda\ell$ -Kombinationen mit der richtigen Ladungskombination. Es wurden nur die Kombinationen selektiert, in denen der Leptonspur mindestens ein Treffer im Mikrovertexdetektor zugeordnet wurde, um eine möglichst gute Spurauflösung zu erreichen. Für jedes der selektierten Ereignisse wurde der primäre Wechselwirkungspunkt unter Einbeziehung der mittleren Strahlposition und aller Spuren des Ereignisses außer der selektierten Lepton-, Proton- und Pionspur durch einen Fit bestimmt. Insgesamt wurden 604  $\Lambda$ -Lepton Kombinationen mit der richtigen Ladungskombination und 248  $\Lambda$ -Lepton Kombinationen mit der falschen Ladungskombination gefunden. Der mittlere Fehler der Stoßparameter konnte durch die Kriterien an die Spuren und den Fit des primären Wechselwirkungspunktes von etwa 120  $\mu\text{m}$  auf etwa 45  $\mu\text{m}$  verbessert werden. Der Überschuß von 356 richtigen Ladungskombinationen konnte auf Zerfälle von b-Baryonen zurückgeführt werden.

Der Stoßparameter der Leptonen ist sensitiv auf die Lebensdauer der b-Baryonen. Durch einen simultanen Maximum-Likelihood-Fit an die Stoßparameterverteilung mit der richtigen und falschen Ladungskombination wurde die mittlere Lebensdauer der b-Baryonen bestimmt. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Stoßparameter der Leptonen aus b-Baryon Zerfällen wurde mit Hilfe eines modifizierten JETSET-Ereignisgenerators erzeugt und mit einer Auflösungsfunktion gefaltet. Als Untergrundmodell für die richtige Ladungskombination wurde eine Funktion gefunden, die die Stoßparameterverteilung mit der falschen Ladungskombination sowohl der Anzahl als auch der Form nach gut beschreibt. Durch den simultanen Fit ist es möglich, alle Parameter der Untergrundfunktion zusammen mit der Lebensdauer zu bestimmen und so auch die Untergrundereignisse mit der richtigen Ladungskombination mitzuberechnen. Das Ergebnis des Fits ist:

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.21_{-0.13}^{+0.15} \pm 0.10 \text{ ps.}$$

Der erste Fehler ist die statistische und der zweite Fehler ist die systematische Unsicherheit. Der größte Beitrag zum systematischen Fehler von  $\pm 0.065$  ps folgt aus der unbekanntem Polarisation der b-Baryonen in  $Z^0$ -Zerfällen, die einen großen Einfluß auf das Zerfallsspektrum der Leptonen und damit auf die Stoßparameterverteilung hat. Der relative Fehler der Messung beträgt 14%. Diese Messung ist mit einer Bestimmung der Lebensdauer aus der rekonstruierten Zerfallslänge des b-Baryons aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen bei OPAL kombiniert

worden. Nach der Kombination ergab sich eine mittlere Lebensdauer von b-Baryonen aus  $\Lambda\ell$ -Kombinationen [63] von

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.16 \pm 0.11 \pm 0.06 \text{ ps (OPAL)}.$$

Der Weltmittelwert aller Messungen der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen beträgt

$$\tau_{\Lambda_b} = 1.13 \pm 0.08 \text{ ps}.$$

Zusammen mit dem Weltmittelwert der mittleren Lebensdauer von  $B^0$ -Mesonen von  $\tau_{B^0} = 1.60 \pm 0.07 \text{ ps}$  [69] ergibt sich ein Verhältnis von

$$\begin{aligned} \tau(\Lambda_b)/\tau(B_d^0) &= 0.71 \pm 0.08 \quad (\text{Weltmittelwert}) \\ &= 0.9 \quad (\text{Theorie [6]}) \end{aligned}$$

In der theoretischen Vorhersage ist zum ersten Mal versucht worden, die Effekte, die durch die im b-Baryon gebundenen, oder im Zerfall entstandenen leichten Quarks hervorgerufen werden, zu berücksichtigen. Das Verhältnis der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen zur mittleren Lebensdauer von  $B^0$ -Mesonen liegt aber 2.4 Standardabweichungen unter der Erwartung.

Im letzten Jahr des LEP I Programms 1995, werden weitere 1 bis 2 Millionen hadronische  $Z^0$  Zerfälle pro Experiment erwartet. In vielen Messungen der b-Baryon Lebensdauer sind außerdem noch nicht die Daten des Jahres 1994 einbezogen worden. Auch lassen sich viele der systematischen Unsicherheiten mit höherer Statistik besser einschränken oder durch die Messung der die Unsicherheit hervorrufenden Größen, wie z.B. der Polarisation der b-Baryonen in  $Z^0$ -Zerfällen, reduzieren. Daher ist es möglich, bereits im nächsten Jahr mit dem vorläufigen Abschluß der Messungen bei LEP, eine Genauigkeit der b-Baryon Lebensdauer von wenigen Prozent zu erhalten.

Abschließend läßt sich bereits heute sagen, daß auch die Messung der mittleren Lebensdauer von b-Baryonen, genauso wie die Messung des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses  $BR(b \rightarrow c\ell^-\bar{\nu})$  [15] deutlich von der theoretischen Vorhersage abweicht. Dieser Teil der Wechselwirkungen im Mikrokosmos ist noch nicht letztendlich verstanden. Das Studium der schwachen Zerfälle der b-Hadronen wird daher auch in Zukunft für die nächste Generation von Experimenten an sogenannten B-Factories oder dem Large-Hadron-Collider ein spannendes Feld der Forschung sein.

# Literatur

- [1] UA1-Kollab. G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **122B** (1983), 103  
UA2-Kollab. M. Banner *et al.*, Phys. Lett. **122B** (1983), 469
- [2] UA1-Kollab. G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **126B** (1983), 398  
UA2-Kollab. P.Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. **129B** (1983), 130
- [3] P. Söding, G. Wolf, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **31** (1981) 231
- [4] CDF Kollab., F. Abe *et al.*, *Observation of Top Quark Production in Anti-p p Collisions*, Fermilab-Pub-95-022-E, März 1995  
D0 Kollab., S. Abachi *et al.*, *Observation of the Top Quark*, Fermilab-Pub-95-028-E, März 1995
- [5] R. Rückl, *Heavy Flavour Lifetimes in Z Physics at LEP 1*, Guido Altarelli, Ronald Kleiss, Claudio Verzegnassi (Eds.), CERN 89-08 (1989), 311
- [6] I. Bigi *et al.*, *Non-Leptonic Decays of Beauty Hadrons – From Phenomenology to Theory in 'B-Decays'*, S.Stone (Ed.), World Scientific 1994
- [7] Aus den vielen Lehrbüchern über das Standardmodell seinen hier nur einige genannt:  
F. Halzen, A.D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley & Sons, Inc., 1984;  
L.H. Ryder, *Quantum Field Theory*, Cambridge University Press, 1988;  
D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Pub., 1987
- [8] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **B 22** (1961), 579;  
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264;  
A. Salam, in Proc. of the 8th Nobel Symp., 367, N. Svartholm (Ed.),  
Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968
- [9] M. Gell-Mann, Acta Physics Austriaca, Suppl. IX (1972), 733;  
H. Fritsch, M. Gell-Mann, XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia, Vol. II, 135, 1972;  
H. Fritsch, M.Gell-Mann, H.Leutwyler, Phys. Lett. **B 47**, (1973), 365
- [10] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 508
- [11] M. Neubert, *Heavy Quark Masses, Mixing Angles and Spin-Flavour Symmetry*, CERN-TH.7225/94
- [12] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys., Vol. 49, No. 2, 1973, 652-657
- [13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1945
- [14] A.Ali, D.London, *An Update of the CKM-Matrix*, CERN-TH.7408/94
- [15] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 50** (1994)
- [16] T.Appelquist, H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett. **34** (1975), 43
- [17] M. Neubert *Heavy-Quark Symmetry*, Phys. Rep., Vol. 245, 1994



- [18] T. Mannel *The  $1/m_Q$  Expansion in QCD: Introduction and Overview*, CERN-TH.7449/94
- [19] S. Jadach, Z.Was, *The Tau Polarization Measurement in Z Physics at LEP 1*, Guido Altarelli, Ronald Kleiss, Claudio Verzegnassi (Eds.), CERN 89-08 (1989), 235
- [20] M. Consoli, W. Hollik, *Elektroweak Radiative Corrections for Z Physics in Z Physics at LEP 1*, Guido Altarelli, Ronald Kleiss, Claudio Verzegnassi (Eds.), CERN 89-08 (1989), 7
- [21] D. Schaile, *Precision Test of the Electroweak Interaction*, CERN-PPE/94-162
- [22] B. Anderson *et al.*, *Z. Phys. C* **20** (1983), 317-329
- [23] B. Anderson *et al.*, *Phys. Scripta* **32** (1985), 574
- [24] T. Sjöstrand, *PHYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and Manual*, CERN-TH6488-92, 1992
- [25] C. Peterson *et al.*, *Phys. Rev. D* **27** (1983), 105-111
- [26] P.Wells, *Systematic Variation of Fragmentation Parameters for b Physics Analyses*, OPAL Technical Note 125, unveröffentlicht
- [27] T. Mannel, G.Schuler, *Semileptonic Decays of Bottom Baryons at LEP*, DESY 91-095
- [28] ALEPH Kollab., vorgetragen von M. Jimack, *Review of b-Hadron Physics at LEP*, Rencontres de Moriond, März 1995
- [29] A. Ali, E. Pietarinen, *Nucl. Phys. B* **154** (1979), 519;  
N. Cabibbo, G. Corbo, L. Maiani, *Nucl. Phys. B* **155** (1979), 93;  
G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbo, L. Maiani, G. Martinelli, *Nucl. Phys. B* **208** (1982), 365;  
G. Corbo, *Phys. Lett. B* **116** (1982) 298, *Nucl. Phys. B* **212** (1983), 99;
- [30] J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, *Nucl. Phys. B* **100** (1975), 313;  
G. Altarelli, G. Curci, G. Martinelli, S.Petrarca, *Phys. Lett. B* **99** (1981), 141, *Nucl. Phys. B* **187** (1981), 461
- [31] R. Rückl, *Weak Decays of Heavy Flavours*, Habilitationsschrift, Universität München, 1983, CERN print (1983)
- [32] J.L. Cortes, X.Y. Pham, A. Tounsi, *Phys. Rev. D* **25** (1982), 188
- [33] V. Kohze, M.Shifman, *Sov. Phys. Uspekhi*, **26** (1983), 387
- [34] I. Bigi, N. Uraltsev, A. Vainstein, *Phys. Lett. B* **293** (1992), 430; (E) **B 297** (1993), 477
- [35] X.-H. Gou, P. Kroll, *Z. Phys. C* **59** (1993), 567-574
- [36] DELPHI-Kollab., Abreu *et al.*, *Phys. Lett.* **311 B** (1993), 379

- [37] OPAL-Kollab., Akers *et al.*, Phys. Lett. **316 B** (1993), 435
- [38] ALEPH-Kollab., Buskulic *et al.*, Phys. Lett. **297 B** (1993), 449
- [39] ALEPH Kollaboration, D. Decamp *et al.*, *Aleph: A Detector for Electron-Positron Annihilations at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 294** (1990), 121-170
- [40] DELPHI Kollaboration, P. Aarnio *et al.*, *The DELPHI Detector at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 303** (1991), 233
- [41] L3 Kollaboration, B. Adeva *et al.*, *The Construction of the L3 Experiment*, Nucl. Inst. and Meth. **A 289** (1990), 35-102
- [42] OPAL Kollaboration, K. Ahmet *et al.* *The OPAL Detector at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 305** (1991), 275-319
- [43] O. Biebel *et al.*, *Performance of the OPAL Jet Chamber*, Nucl. Inst. and Meth. **A 323** (1993), 169-177
- [44] M. Hauschild *et al.*, *Particle Identification with the OPAL Jet Chamber*, Nucl. Inst. and Meth. **A 314** (1992), 74-85
- [45] P.P. Allport *et al.*, *The OPAL Silicon Microvertex Detector*, Nucl. Inst. and Meth. **A 324** (1993), 34-52
- [46] M. Arignon *et al.*, *The Trigger System of the OPAL Experiment at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 313** (1992), 103-125
- [47] M. Arignon *et al.*, *The Pretrigger System of the OPAL Experiment at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 333** (1993), 330-341
- [48] J. Allison *et al.*, *The Detector Simulation Program for the OPAL Experiment at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. **A 317** (1992), 47
- [49] P. Wells, *Jet and Thrust Axis Definition for b Physics*, OPAL Technical Note 69, unveröffentlicht
- [50] OPAL Kollab., R.Akers *et al.*, Zeitschrift für Physik **C 65** (1965), 17
- [51] OPAL Kollab., R. Akers *et al.*, Z. Phys. **C 60** (1993), 199
- [52] OPAL Kollab., R. Akers *et al.*, Phys. Lett. **B 327** (1994), 411  
Hervé Lafoux, *Status of Neural Electron Identification*, OPAL Technical Note 208, unveröffentlicht
- [53] OPAL Kollab., M.Z. Akrawy *et al.*, Phys. Lett. **B 263** (1991), 311-324
- [54] OPAL Kollab., M.Z. Akrawy *et al.*, Z. Phys. **C 49** (1991), 375
- [55] Johannes Steuerer, *Measurement of the Product Branching Ratio  $f(b \rightarrow \Lambda_b)BR(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell^- \bar{\nu} X)$* , PhD-Thesis, University of Victoria, Canada, 1995

- [56] A. Ali, B. van Ejjik, EURODEC in *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08 (1989) Volume 3, 226
- [57] OPAL Kollab., *A Measurement of Global Event Shape Distributions in Hadronic Decays of the  $Z^0$* , *Z. Phys C* **47**, 505-521
- [58] R. Shally, *Vertex Fitting*, Carleton University, 1989, unveröffentlicht
- [59] F. James, M. Roos, MINUIT *Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library D506
- [60] Frodesen, Skjeggstad, Tofte, *Probability and Statistics in Particle Physics*, Universitetsforlaget
- [61] T. Mannel, Z. Ryzak, W. Roberts, *Phys. Lett* **254B** (1991), 274  
J. Rosner, *Phys Rev. D* **25** (1990), 3732
- [62] ALEPH Kollab., *Measurement of the  $\Lambda_b$  Polarization at LEP*, Glasgow ICHEP94, Ref. GL0958
- [63] OPAL-Kollab., R.Akers *et al.*, *Measurement of the Average  $b$ -Baryon Lifetime and the Product Branching Ratio  $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot Br(\Lambda_b \rightarrow \Lambda \ell \bar{\nu} X)$* , CERN-PPE/95-090
- [64] L. Lyons, D. Gibaut, P. Clifford, *Nucl. Inst. Meth. A* **270** (1988), 110
- [65] ALEPH Kollab., *A Measurement of the  $b$ -Baryon Lifetime*, Glasgow ICHEP94, Ref. GL0603
- [66] DELPHI Kollab., *Lifetime and Production Rate of Beauty Baryons from  $Z^0$  Decays*, Glasgow ICHEP94 Ref. GL0534
- [67] OPAL Kollab., R.Akers *et al.*, *A Measurement of the  $\Lambda_b^0$  Lifetime*, CERN-PPE/95-051
- [68] ALEPH Kollab., M.Talby, private Mitteilung
- [69] Christian Stegmann, *Measurements of Exclusive  $B$ -Hadron Lifetimes at LEP*, Übersichtsvortrag, LISHEP 95, Rio de Janeiro, Feb. 95