

AB
UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Suche nach top- und

Leptoquarks

im Bereich der Z^0 Resonanz

von

Andreas Simon

Abstract:

A search for top- and leptoquarks has been performed with data from the OPAL detector at the e^+e^- storage ring LEP using isolated, high momentum leptons as a signature. Leptoquarks, containing lepton and baryon number, decay into a quark and either a charged lepton (e, μ, τ) or a neutrino. In a data sample corresponding to an integrated luminosity of $6.6 pb^{-1}$ no evidence for top- or leptoquark production in either of the possible decay modes was observed. This places a lower limit of 46.6 GeV on the top-quark mass (47.1 GeV for a forth family b' -quark). For leptoquarks an upper limit of 1.7 pb on the production cross section is obtained assuming a branching ratio of 50% for the decay of the leptoquark into the channels with a charged lepton. Allowing all decay modes of the leptoquark pair, including those where the decay products are from different fermion families, lower limits on the leptoquark mass between 41.4 and $46.4 \text{ GeV}/c^2$ at 95% CL are obtained, depending on the effective $SU(2) \times U(1)$ invariant couplings assigned to the leptoquark.



UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Suche nach top- und
Leptoquarks
im Bereich der Z^0 -Resonanz**

von
Andreas Simon

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 16.12.1991
Referent: Prof. Dr. B. Nellen
Korreferent: Prof. Dr. G. Knop

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Das Standardmodell	5
2.1.1 Grundstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung	5
2.1.2 Teilchenproduktion auf der Z^0 -Resonanz	7
2.1.3 Grundstruktur der starken Wechselwirkung	11
2.2 Erweiterungen des Standardmodells	12
2.3 Leptoquarks	13
2.3.1 Einschränkungen der Leptoquarkeigenschaften aus Messungen bei niedrigen Energien	14
2.3.2 Leptoquarkproduktion	15
2.3.3 Leptoquarkzerfälle	17
3 Das Experiment	20
3.1 Der Speicherring LEP	20
3.2 Der OPAL Detektor	20
3.2.1 Der Zentraldetektor	24
3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter	25
3.2.3 Das Hadronkalorimeter	25
3.2.4 Der Myondetektor	25
3.2.5 Die Vorwärtsdetektoren	26
3.2.6 Der Trigger	26
3.2.7 Datennahme, Ereignisrekonstruktion	26
3.3 Kalibration der Jetkammer	27
3.4 Simulation von OPAL-Ereignissen	31
4 Isolierte Leptonen	35
4.1 Ereignis- und Spurselektion	35
4.2 Isolationskriterium	38
4.3 Leptonidentifizierung	40
4.4 Isolierter fehlender Impuls	44
5 Suche nach schweren Quarks	50
5.1 Sphärizitätsanalyse	50
5.2 Semileptonischer Zerfallskanal	52
5.3 Massengrenzen	55

6 Suche nach Leptoquarks	59
6.1 Simulation von Leptoquarkereignissen	60
6.2 Ereignisse mit zwei isolierten Elektronen oder Myonen	61
6.3 Ereignisse mit Neutrino und isoliertem Elektron oder Myon	65
6.4 Ereignisse mit isolierten Taus	70
6.4.1 Ereignisse mit zwei isolierten Taus	73
6.4.2 Ereignisse mit einem isolierten Tau und Neutrino	76
6.5 Ereignisse mit zwei Neutrinos	79
6.6 Grenzen für Leptoquarkproduktion	83
7 Zusammenfassung	88
A Jet-Rekonstruktion	89
B Wire t_0 calibration	91

KAPITEL 1

Einleitung

Die vereinheitlichte Theorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung sowie die Quantenchromodynamik als Theorie der starken Wechselwirkung sind ein erfolgreicher Schritt auf dem Weg zu einer konsistenten und einheitlichen Beschreibung der Struktur und Dynamik der Materie. Die Ergebnisse, die von den Experimenten am e^+e^- -Beschleuniger LEP erzielt worden sind, bestätigen diese als Standardmodell bezeichneten Theorien mit bisher nicht erreichter Präzision. Mit den gemessenen Eigenschaften des Z^0 -Bosons oder der Energieabhängigkeit der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung beispielsweise, findet das Standardmodell eine hervorragende Bestätigung. Sein Gültigkeitsbereich bleibt daher die zentrale Frage der heutigen Hochenergiephysik.

Zwei Bausteine des Standardmodells sind bisher nicht beobachtet worden, das Higgsbosons, eingeführt zur Erzeugung der Massen der Vektorbosonen Z^0 und W^\pm und das top-Quark, der Partner des bottom-Quarks bezüglich des schwachen Isospins. Aus Experimenten an Proton-Antiproton-Beschleunigern existieren zwar untere Ausschlußgrenzen für die Masse des top-Quarks und eines Quarks mit Ladung $1/3$ aus einer weiteren, vierten Generation von Fermionen, die deutlich über dem für LEP zugänglichen Bereich von 45 GeV liegen. Die theoretisch und experimentell komplizierteren Reaktionsmechanismen machen es wünschenswert, diese Grenzen in der einfacheren Umgebung der e^+e^- -Experimente zu überprüfen. Neben der direkten Suche nach top-Quarks kann aus der Linienform der Z^0 -Resonanz auf die Masse des top-Quarks geschlossen werden. Es ergibt sich $m_t = 129\text{ GeV}$ mit einer Unsicherheit von etwa 45 GeV .

Außerdem läßt das Standardmodell Fragen unbeantwortet. So können die Massen der Fermionen nicht berechnet werden, sie sind freie Parameter der Theorie. Gleiches gilt für die Kopplungsstärken an die $SU(2)$ -, $U(1)$ - und Higgs-Felder, die mit den experimentellen Größen Feinstrukturkonstante α_{em} , Fermikonstante G_F und dem Weinbergwinkel $\sin^2 \theta_W$ verknüpft sind. Ist die Z^0 -Masse M_Z besser bekannt als der Weinbergwinkel, kann diese als dritter Parameter gewählt werden. Es gibt keinen Hinweis für die Ursache der identischen Wiederholung der Struktur der Fermionfamilien. Welche Korrelation besteht zwischen Leptonen und Quarks? Warum ist der Betrag der Ladung des Protons exakt gleich der Ladung des Elektrons ($Q_e = 3 Q_d$ auf Partonniveau)? Hier gibt die Forderung nach Kompensation von Anomalien/Divergenzen nur eine Konsistenzbedingung für die Gleichheit der Ladungen.

Modelle wie Technicolor, vereinheitlichte Feldtheorien (Grand Unified Theories = GUT), einige Supersymmetrische Theorien oder Theorien mit einer Substruktur von Quarks und Leptonen (Compositeness), die Antworten auf offene Fragen des Standardmodells zu geben versuchen, sagen neue Teilchen voraus. Wegen der Verbindung von Quark- und Leptonsektor, den diese Modelle herstellen, werden Teilchen postuliert, die sowohl Lepton- als auch Baryonzahl besitzen und deshalb gleichzeitig an Quarks und Leptonen koppeln. Diese Teilchen tragen Farbladung, unterliegen also auch der starken Wechselwirkung und werden als Leptoquarks bezeichnet.

Als Signal für Prozesse in der e^+e^- -Annihilation, die sich nicht mit der Produktion bisher beobachteter Quarks und Leptonen erklären lassen, eignen sich hochenergetische isolierte Leptonen. Neben Elektronen und Myonen ermöglichen auch Taus und vor allem Neutrinos einen sehr effektiven Nachweis. Letztere erkennt man an der nicht ausgeglichenen Impulssumme in den entsprechenden Z^0 -Zerfällen.

In dieser Arbeit wird über die Suche nach top- und Leptoquarks in Z^0 -Zerfällen berichtet. Die Daten wurden im Energiebereich der Z^0 -Resonanz mit dem OPAL-Detektor am Speicherring LEP genommen.

Zum Nachweis von top-Quarks werden isolierte Elektronen und Myonen verwendet, für die Suche nach Leptoquarks, dem Schwerpunkt der Arbeit, außerdem Taus und Neutrinos.

Im einzelnen gliedert sich die Arbeit wie folgt:

Das folgende Kapitel 2.1 stellt die Grundzüge des Standardmodells vor. Insbesondere geht es auf den Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Fermionen ein. Kapitel 2.2 stellt einige Fragen zusammen, die die dann erwähnten Erweiterungen des Standardmodells motivieren. In Kapitel 2.3 werden Leptoquarks diskutiert, die von vielen Modellen vorhergesagt werden. Grenzen für ihre Massen und Kopplungen ergeben sich aus Experimenten bei niedrigeren Energien und werden in Kapitel 2.3.1 diskutiert. Die Produktionwirkungsquerschnitte von Leptoquarks in der e^+e^- -Vernichtung (Kapitel 2.3.2) und die entstehenden Zerfallstopologien und ihre Signaturen (Kapitel 2.3.3) werden besprochen.

Kapitel 3 stellt die für die Analyse wichtigen Komponenten des OPAL-Detektors am Speicherring LEP (Kapitel 3.1) vor. Die zur Impulsmessung hochenergetischer Teilchen wichtige Kalibration der zentralen Jetkammer mit Laserstrahlen wird im Abschnitt 3.3 dargestellt. Hauptsächlich wird auf die Bestimmung der elektronischen Zeitversätze eingegangen. Die zur Auswertung und zum Verständnis der Daten unerlässliche Simulation von bekannten und neuen Reaktionen wird in Kapitel 3.4 beschrieben.

Kapitel 4 beschreibt die Hilfsmittel für den Nachweis isolierter Leptonen. Es werden, nach der Ereignis- und Spurselektion (Kapitel 4.1), das Isolationskriterium begründet (Kapitel 4.2) sowie die Kriterien zur Elektron- und Myonidentifikation erarbeitet (Kapitel 4.3). Der Nachweis isolierter Neutrinos, der in Detektoren wie OPAL dank der hervorragenden Akzeptanz über fast den gesamten Raumwinkelbereich durch die Analyse der Energie- und Impulssumme möglich ist, wird anschließend (Kapitel 4.4) diskutiert.

Kapitel 5 geht zuerst auf den Nachweis schwerer Quarks, d.h. des top-Quarks und des b'-Quarks aus einer vierten Generation von Fermionen, mit Hilfe von Shape-Variablen ein. Diese Analyse ist unabhängig von Modellannahmen über den Zerfallsmechanismus der top- und b'-Quarks. Danach wird die Suche nach den im Standardmodell vorhergesagten semileptonischen Zerfällen der top-Quarks beschrieben. Die sich ergebenden Einschränkungen werden diskutiert.

Kapitel 6 beschreibt die Suche nach Leptoquarks, aufgeschlüsselt nach den unterschiedlichen Zerfallstopologien. Durch den gezielten Nachweis von Ereignissen mit zwei Elektronen oder Myonen (Kapitel 6.2), mit einem Neutrino und einem Elektron oder Myon (Kapitel 6.3), mit isolierten Taus (Kapitel 6.4) und solchen mit zwei Neutrinos (Kapitel 6.5) lässt sich aus der Kombination dieser Kanäle die Gesamteffizienz für beliebige Verzweigungsverhältnisse bestimmen. Im Kapitel 6.6 werden dann abschließend die sich ergebenden Konsequenzen für die Produktion von Leptoquarks im Bereich der Z^0 -Resonanz diskutiert. Dadurch, daß alle Leptonarten und alle Zerfallstopologien in die Betrachtungen einbezogen werden, ist es möglich, erstmals sehr umfassende und allgemeingültige Aussagen zu machen.

Kapitel 7 gibt dann eine Zusammenfassung.

KAPITEL 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell

2.1.1 Grundstruktur der elektroschwachen Wechselwirkung

Bei der Konstruktion der vereinheitlichten Theorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung [NACH86, HAMA84, BEC 81] geht man von Symmetrien aus, die diesen Wechselwirkungen zugrunde liegen. Man stellt fest, daß sich die Fermionen l, ν_l, d' und u einer Generation i invariant unter $SU(2)$ -Transformationen verhalten, wenn man linkshändige Fermionfelder als Doublets Ψ_L eines Isopins T der schwachen Wechselwirkung auffaßt:

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L \quad \text{für Leptonen}, \quad \Psi_L = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \text{für Quarks.}$$

Die Einschränkung auf linkshändige Felder stammt von der beobachteten $V-A$ -Struktur der schwachen Wechselwirkung. Da die rechtshändigen Komponenten der Fermionen nicht an den geladenen schwachen Strom $J_\mu^\pm = \bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \Psi_L$ koppeln, bilden diese Singletts des schwachen Isopins. τ^\pm sind die Auf- bzw. Absteigeoperatoren des schwachen Isopins. Kombiniert man den elektromagnetischen Ladungsoperator Q_{em} mit der dritten Komponente T_3 des schwachen Isopins zur Hyperladung

$$Y = 2(Q_{em} - T_3) \quad ,$$

so vertauscht diese mit allen Isospinkomponenten des schwachen Stroms. Die mit der Hyperladung und dem schwachen Isospin verbundenen Operatoren erzeugen die Symmetriegruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Durch die Forderung nach minimaler eichinvariante Kopplung der Fermionfelder an die entsprechenden Eichfelder $W_\mu^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) und B_μ des schwachen Isopins und der Hyperladung wird die Wechselwirkung zwischen Fermionen und den Austauschbosonen, die zu den Eichfeldern korrespondieren, konstruiert. Die Stärke der Kopplung wird durch willkürliche Parameter g für den $SU(2)$ - und $g'/2$ für den $U(1)$ -Anteil festgelegt.

Um die beobachtete kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung zu gewährleisten, müssen die Austauschbosonen massiv sein. Eichinvarianz massiver Vektorfelder wird durch den Higgs-Mechanismus erreicht, indem zusätzliche skalare Felder in die Lagrangedichte eingeführt werden. Damit das mit dem Photon zu identifizierende Vektorfeld masselos bleibt, werden insgesamt vier reelle skalare Felder benötigt, die wegen der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Invarianz als schwaches Isospin Doublett komplexer Felder aufgefaßt werden. Wählt man das Minimum des Potentials des geladenen Higgsfeldes bei $\phi^+ = 0$, das des neutralen bei $\phi^0 = v$ und entwickelt das Potential um die Stelle dieses Minimums, so erhalten die geladenen Vektorbosonen einen Massenterm in der Lagrangefunktion mit $M_W = vg/2$. Die Felder $W_\mu^{(3)}$ und B_μ werden durch eine Massenmatrix miteinander verkoppelt. Die Eigenwerte dieser Matrix sind $M_{A_\mu} = 0$ und $M_{Z_\mu} = v\sqrt{g'^2 + g^2}/2$ mit entsprechenden

Eigenzuständen

$$\begin{aligned} A_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}} (g B_\mu + g' W_\mu^{(3)}) = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^{(3)} \\ Z_\mu &= \frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}} (g W_\mu^{(3)} - g' B_\mu) = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^{(3)}, \end{aligned}$$

die mit dem masselosen Photonfeld und dem Feld eines neutralen Vektorbosons Z^0 identifiziert werden. Für das Verhältnis geladener zu neutraler Vektorbosonmassen wird die Vorhersage $\frac{M_Z}{M_W} \cdot \cos \theta_W =: \rho_0 = 1$ gemacht. Die Massenskala wird über die Stärke der schwachen Wechselwirkung festgelegt. Betrachtet man den niederenergetischen Grenzfall der Theorie, so ergibt sich die Beziehung

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{1}{2v^2}$$

zwischen der experimentell aus dem Myon-Zerfall sehr genau zugänglichen Kopplungskonstanten G_F der Fermi-Theorie und der Masse der W-Bosonen bzw. dem Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes.

Die Bedingung, daß die neutralen Ströme j_μ^Y und $J_\mu^{(3)}$, die mit der Hyperladung und T_3 verknüpft sind, den elektromagnetischen und den neutralen Strom, wie er z.B. in der Neutrino-Neutrino-Streuung beobachtet wird, reproduzieren, verbindet die Kopplungen g und g' mit der Elementarladung e und dem Mischungswinkel θ_W der neutralen Felder zu

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W.$$

Die Analyse des mit Z_μ verknüpften neutralen Stroms J_μ^{NC} führt zu folgender Verbindung von elektromagnetischem Strom und dem Strom der dritten Komponente des schwachen Isospins

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^{(3)} - \sin^2 \theta_W j_\mu^{em}.$$

Die Parameter (g, g', v) sind also durch die experimentell zugänglichen Konstanten $(\alpha_{em}, G_F, \sin^2 \theta_W)$ festgelegt¹. Da mit der direkten Vermessung der Z^0 -Resonanz [OPAL91e] die Masse M_Z genauer bestimmt ist als $\sin^2 \theta_W$, wählt man diese als dritten Parameter der Theorie. Die Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen ändert die obige Beziehung zu [PaL 89]

$$\sqrt{2}G_F M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{\rho_0 M_Z^2} \right) = \pi \frac{\alpha_{em}}{1 - \Delta r}.$$

Die Korrektur Δr enthält Beiträge von der Vakuumpolarisation des Photons, von Vertexkorrekturen und Schleifen, bei denen neben den schon nachgewiesenen Teilchen auch das top-Quark und das Higgsboson beteiligt sind. Dadurch hängt Δr auch von der top-Quark und Higgsboson-Masse ab. Der Betrag von Δr ist damit eine Vorhersage des Standardmodells und relevant für einen präzisen Test des Modells. Insbesondere die quantentheoretische Natur der Theorie wird dadurch verifiziert. Solange allerdings die Massen des top-Quarks und des Higgsbosons nicht bekannt sind, ist dieser Test nicht möglich. Setzt man umgekehrt das Standardmodell als gültig voraus, können aus der Messung von Δr und der berechneten Massenabhängigkeit, diese Massen, insbesondere die des top-Quarks, bestimmt werden.

Drückt man die Ströme in Form der elementaren Fermionfelder aus, ergibt sich als Vertexfaktor für die Kopplung des Z^0 an ein Fermionpaar $f\bar{f}$

$$\frac{e}{2 \cos \theta_W \sin \theta_W} \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5)$$

¹ $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi}$

mit

$$\begin{aligned} v_f &= T_3 - 2Q_{em} \sin^2 \theta_W \\ a_f &= T_3, \end{aligned}$$

den Konstanten der vektoriellen bzw. axialen Kopplung.

Mit den Ladungs- und Isospinzuweisungen der Fermionen in Tabelle 2.1 ergeben sich die dort angegebenen Werte ihrer Kopplungskonstanten.

Fermion f	Q_f	T_3	a_f	v_f	$v_f(\sin^2 \theta_W = 0.23)$
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	1/2	1/2	1/2	
e, μ, τ	-1	-1/2	-1/2	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$	= -0.04
u, c, t	$\frac{2}{3}$	1/2	1/2	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$	= 0.19
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	-1/2	-1/2	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$	= -0.35

Tabelle 2.1: *Ladungen und Kopplungskonstanten im Standardmodell, numerische Werte für $\sin^2 \theta = 0.23$ [PaL 86]*

Die mit d' gekennzeichnete Komponente des Isospindubletts im Quarksektor ist eine Linearkombination aus Masseneigenzuständen d, s, b der Quarks. Die Quarks d', s', b' sind die Eigenzustände zu den Flavor-Quantenzahlen, die in Prozessen der schwachen Wechselwirkung entstehen. Die in freien Teilchen nachgewiesenen Quarks sind dagegen Masseneigenzustände. Für drei Generationen ist

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}}_V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

und damit der hadronische geladene Strom

$$J_\mu^+ = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Hierbei ist V eine unitäre 3×3 Matrix, die sogenannte (Cabibbo-)Kobayashi-Maskawa (CKM) Matrix, deren Elemente nicht von der Theorie vorhergesagt werden. Aufgrund dieser Mischung sind Übergänge zwischen den Generationen der Quarks möglich. Die Unitarität von V garantiert, daß es keine Flavor ändernden neutralen Ströme gibt.

In dem Ansatz für den leptonischen geladenen Strom ist die entsprechende Matrix diagonal, wenn man Neutrinos als masselos voraussetzt [NACH86], so daß die Masseneigenzustände der Neutrinos gleichzeitig schwache Eigenzustände sind. Der leptonische neutrale Strom ist so aufgebaut, daß die beobachtete Erhaltung der Leptonzahl in jeder Generation garantiert ist. Auch im Energiebereich der Z^0 -Resonanz ist die Suche nach Leptonzahl verletzenden Prozessen ergebnislos geblieben, so daß z.B. für den Prozeß $Z^0 \rightarrow e\mu$ das Verzweigungsverhältnisse kleiner als $4.6 \cdot 10^{-5}$ sein muß [OPAL90t].

2.1.2 Teilchenproduktion auf der Z^0 -Resonanz

Die Vorhersagen des Standardmodells werden im Bereich der Z^0 -Resonanz mit hoher Präzision am $e^+ e^-$ -Kollider LEP überprüft. Die Messung des Verlauf der Resonanzkurve erlaubt, die Masse des Z^0 genau zu bestimmen. Mit den in den Jahren 1989 und 1990 aufgezeichneten Daten wurde

M_Z zu $91.161 \pm 0.009 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt [OPAL91e]. Hinzuzurechnen ist noch eine Unsicherheit von 20 MeV aufgrund der Unsicherheit der Energiekalibration von LEP. Die sich daraus im Rahmen des Standardmodells berechenbaren Größen wie die Resonanzbreite Γ_{tot} oder die partiellen Breiten Γ_{had} und $\Gamma_{\mu\mu}$ für den Zerfall in hadronische bzw. dimyonische Endzustände stimmen mit den gemessenen Werten überein (siehe Tabelle 2.2). Aus dem Vergleich der partiellen Zerfallsbreiten mit der Resonanzbreite Γ_{tot} lässt sich auf den Beitrag der Neutrinos zu Γ_{tot} schließen. Aus dieser ‘unsichtbaren Breite’ lässt sich die Zahl der leichten Neutrino Spezies auf 3.02 ± 0.09 einschränken [OPAL91e].

	OPAL-Messung	Standardmodell
$\Gamma_Z \text{ [GeV]}$	2.492 ± 0.016	2.487
$\Gamma_{had} \text{ [GeV]}$	1.740 ± 0.021	1.736
$\Gamma_{ee} \text{ [MeV]}$	82.9 ± 1.0	83.5
$\Gamma_{\mu\mu} \text{ [MeV]}$	83.2 ± 1.5	83.5
$\Gamma_{\tau\tau} \text{ [MeV]}$	82.7 ± 1.9	83.5

Tabelle 2.2: Partielle Breiten aus der Vermessung der Z^0 -Resonanz mit dem OPAL-Detektor und die Standardmodellvorhersage bei $M_Z = 91.161 \text{ GeV}$ [OPAL91e]

Resonanzbreite Γ_{tot} lässt sich auf den Beitrag der Neutrinos zu Γ_{tot} schließen. Aus dieser ‘unsichtbaren Breite’ lässt sich die Zahl der leichten Neutrino Spezies auf 3.02 ± 0.09 einschränken [OPAL91e].

Diese Messung ist aber nur eine Einschränkung auf die Zahl der kinematisch im Bereich der Z^0 -Resonanz zugänglichen Neutrinogenerationen². Eine weiteres Neutrino muss schwerer als 44.1 GeV sein [OPAL91e]. Eine vierte Generation von Fermionen ist daher nicht prinzipiell ausgeschlossen. Es ist also von Interesse in dem durch LEP vergrößerten Energiebereich nicht nur nach dem bisher fehlendem top-Quark zu suchen, sondern auch nach Anzeichen für ein Quark der vierten Generation, dem b' zu schauen. Der hohe Wirkungsquerschnitt im Bereich der Z^0 -Resonanz erlaubt es, Aussagen über die Produktion neuer Teilchen fast im gesamten kinematisch zugänglichen Bereich zu treffen und dies bereits nach kurzer Zeit, mit wenig integrierter Luminosität.

Der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung lautet für ein Fermion der Masse m [PaL 86]:

$$\sigma_0(s) = N_f \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s} \left[R_V \left\{ Q_f^2 - \frac{G_F Q_f v_e v_f s(s - M_Z^2)}{\sqrt{2}\alpha\pi|Z(s)|^2} + \frac{G_F^2 v_f^2 (v_e^2 + a_e^2) s^2 M_Z^2}{8\alpha^2\pi^2|Z(s)|^2} \right\} + R_A \frac{G_F^2 a_f^2 (v_e^2 + a_e^2) s^2 M_Z^2}{8\pi^2|Z(s)|^2} \right] \quad (2.1)$$

mit $Z(s) = s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_{tot}$. Hierbei sind G_F die Fermi-Konstante, M_Z und Γ die Masse und Breite des Z^0 's, s das Quadrat der Schwerpunktsenergie sowie N_f der Farbfaktor der Fermionen, also 3 für Quarks und 1 für Leptonen.

Die Massenabhängigkeit ist in den Schwellenfaktoren

$$R_V \simeq \frac{\beta}{2} (3 - \beta^2) \left[1 + \frac{4}{3}\alpha_S \left\{ \frac{\pi}{2\beta} - \frac{3 + \beta}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right\} \right] \quad (2.2)$$

und

$$R_A \simeq \beta^3 \left[1 + \frac{4}{3}\alpha_S \left\{ \frac{\pi}{2\beta} - \left(\frac{19}{10} - \frac{22}{5}\beta + \frac{7}{2}\beta^2 \right) \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right\} \right]. \quad (2.3)$$

über $\beta = \sqrt{1 - \frac{4m^2}{s}}$ enthalten. $\alpha_S(Q^2)$ ist die Kopplungskonstante der QCD.

²Im Standardmodell werden Neutrinos als masselos angesehen

Aufgrund der *QCD*-Korrekturen und des darin enthaltenen $1/\beta$ Terms, verschwindet der Wirkungsquerschnitt an der Schwelle nicht. Allerdings werden dadurch die Unsicherheiten in den *QCD*-Korrekturen, insbesondere an der Schwelle, auf die Unsicherheiten in σ_0 übertragen.

Die dominante Korrektur des Wirkungsquerschnitts stellt die Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen dar, die sogenannte Anfangsbremsstrahlung. Durch eine Faltung $\int \sigma_0(s - k^2) f(k^2) dk^2$ des Born-Wirkungsquerschnitts mit dem Bremsstrahlspektrums $f(k^2)$ reduziert sich der Wirkungsquerschnitt im Resonanzmaximum um circa 30% und führt zu einer entsprechenden Erhöhung des Wirkungsquerschnitts oberhalb der Stelle des Maximums. Da insbesondere die Massenkorrekturen eine analytische Berechnung erschweren, wird die Faltung numerisch durchgeführt. Das dazu verwendete Programm ZHADRO [BUR 88] beinhaltet außerdem die Berechnung der notwendigen elektroschwachen Korrekturen, wie z.B. Δr . Aus den Eingabewerten M_Z sowie top-Quark- (m_t) und Higgsboson-Masse, die in die elektroschwachen Korrekturen eingehen, können alle relevanten Größen berechnet werden.

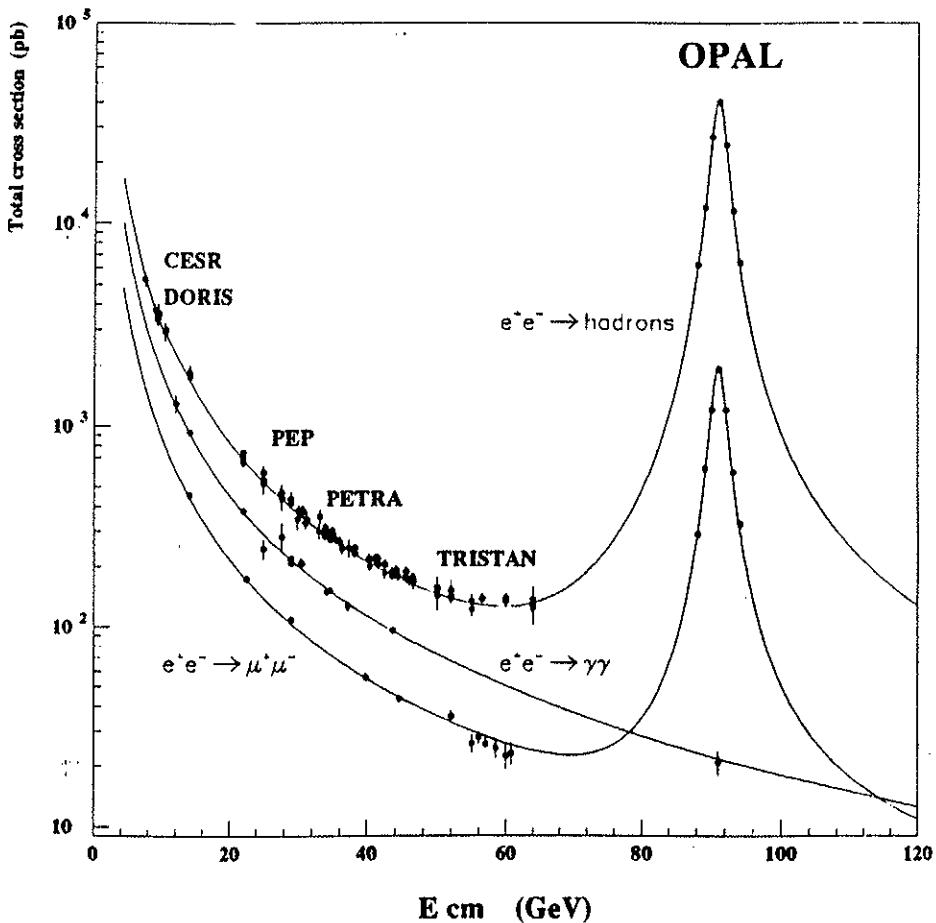


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte bei e^+e^- -Annihilation und unterschiedlichen Endzuständen als Funktion der Schwerpunktsenergie E_{CM} . Punkte mit Fehlerbalken sind Meßwerte verschiedener Experimente.

Die sich daraus ergebende Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für verschiedene Endzustände in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Dort sind auch die Messungen der Wirkungsquerschnitte mehrerer Experimente bei verschiedenen Schwerpunktsenergien dargestellt. Es zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung, insbesondere im Bereich der Z^0 -Resonanz.

Die Messung der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie $A_{FB} = \frac{N(\cos\theta>0) - N(\cos\theta<0)}{N(\cos\theta>0) + N(\cos\theta<0)}$ in dileptonischen Ereignissen, die sensitiv auf v_f^2 und damit auf $\sin^2\theta_W$ ist und des Verlaufs der Resonanzkurve, der sensitiv auf M_Z ist, erlaubt den Betrag der Strahlungskorrekturen zu bestimmen und damit m_t abzuschätzen. Wegen der auftretenden Korrelationen passt man m_t direkt an die Daten der Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie und der Z^0 –Resonanzkurve an. Benutzt man außerdem die Messungen von M_W und M_W/M_Z von Experimenten an Proton–Collidern, erhält man $m_t = 129^{+42+24}_{-39-16}$ [OPAL91e]. Der letzte Fehler stammt von der Unsicherheit aufgrund der nicht bekannten Higgsboson–Masse.

Die im folgenden noch benötigten Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks sowie das Verhältnis zum gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt und in Figure 2.2 dargestellt. Nimmt man eine Unsicherheit von 30% für die QCD –

Mass[GeV/c ²]		25	30	35	40	43	44
top	$\sigma_{had.}[nb]$	29.15	29.35	29.57	29.80	29.93	29.97
	$\sigma_6[nb]$	3.10	2.56	1.91	1.17	0.701	0.543
	$R_6[\%]$	10.6	8.7	6.5	3.9	2.3	1.8
b'	$\sigma_{had.}[nb]$	28.73	28.94	29.20	29.51	29.73	29.81
	$\sigma_6[nb]$	4.13	3.65	3.03	2.26	1.68	1.43
	$R_6[\%]$	14.4	12.6	10.4	7.7	5.7	4.8

Tabelle 2.3: Der hadronische Wirkungsquerschnitt für sechs Flavors (top oder b') sowie für das schwere Quark allein und das Verzweigungsverhältnis hadronischer Ereignisse in das sechste Quark als Funktion der Quarkmasse ($E_{CM} = 91.26$ GeV).

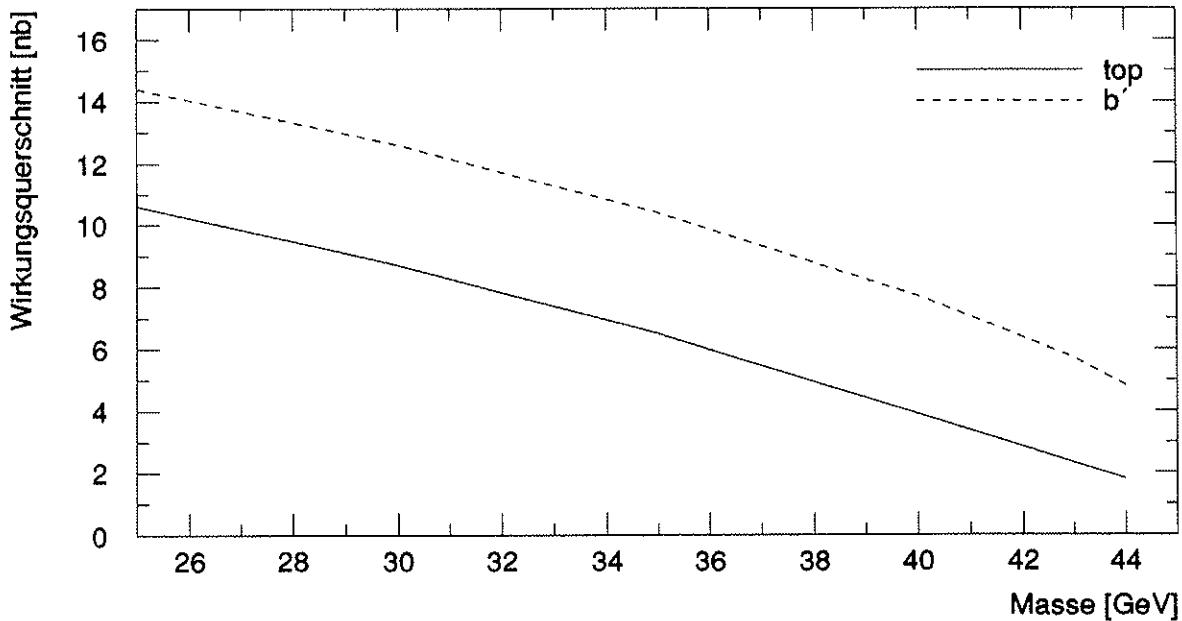


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitt für die Produktion von top– und b' –Quarks

Korrekturen an [KUE 86], so erhält man für ein 44 GeV schweres top (b' –) Quark einen Fehler in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts von 21 (13)%.

2.1.3 Grundstruktur der starken Wechselwirkung

Auch die Theorie der starken Wechselwirkung beruht auf dem Prinzip der lokalen Eichinvarianz. Nachdem ursprünglich die Symmetrie der starken Wechselwirkung in der Unabhängigkeit von den drei damals bekannten Quarkflavors u, d, s gesehen wurde, sieht man heute die Invarianz unter Transformationen der Quark-Farbladung als grundlegende Symmetrie an [BEC 81]. Das Konzept der Farbe als zusätzliche Quantenzahl der Quarks wurde eingeführt, um für alle beobachteten Hadronen die geforderte Symmetrie der Gesamtwellenfunktion zu erreichen. Mit drei einzuführenden Farbladungen ist die zugrunde zu legende Symmetriegruppe die $SU(3)$. Sie besitzt 8 Generatoren, so daß die Formulierung der Dynamik der Quarks mit Farbladung als lokal eichinvariante Theorie zu 8 masselosen Eichfeldern führt, deren entsprechende Austauschteilchen die Gluonen sind. Da die Generatoren der $SU(3)$ nicht vertauschen, tragen die Gluonen Farbladung und koppeln aneinander.

Die störungstheoretische Behandlung der QCD führt zu einer Abhängigkeit der Kopplungskonstanten α_S vom Impulsübertrag Q^2 ,

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln Q^2/\Lambda^2} ,$$

mit n_f der Anzahl bei Q^2 kinematisch zugänglichen Quark-Flavors und Λ einem freiem Parameter. Mit größer werdendem Impulsübertrag, entsprechend kleiner werdenden Abständen, nimmt α_S ab, so daß dann die Quarks als quasi freie Objekte angesehen werden können. Diese sogenannte "asymptotische Freiheit" erlaubt die störungstheoretische Behandlung von QCD -Prozessen bei großen Impulsüberträgen.

Da es bisher nicht gelungen ist, freie Quarks nachzuweisen, nimmt man an, daß Quarks nur in farbneutralen Quark-Bindungszuständen, den Hadronen existieren können. Die Zunahme von α_S mit kleiner werdendem Q^2 , entsprechend größer werdendem Abstand, macht dieses "confinement" der Quarks plausibel. Die in Hadronen gebundenen Quarks können nicht mit endlichem Energieaufwand herausgelöst werden.

2.2 Erweiterungen des Standardmodells

Trotz des Erfolges des Standardmodells in der präzisen Beschreibung der elektroschwachen Phänomene, sind einige Punkte nicht im Rahmen des Standardmodells beantwortbar, sie können nur durch eine übergeordnete Theorie gelöst werden. Einige der wesentlichen Punkte sind [PEC 82]:

- Es gibt keinen Hinweis, warum es Generationen von Fermionen gibt, d.h. bis auf ihre Massen identische Reproduktionen der Fermionen. Im Hinblick auf die LEP-Resultate ist eventuell sogar zu erklären, warum es genau drei Generationen gibt.
- Die Massen der Fermionen und Bosonen sind nur über willkürliche Kopplungsparameter und Vakuumserwartungswerte in der Theorie implementiert worden, sie können nicht berechnet werden.
- Die Parameter im Higgsmechanismus der spontanen Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung sind im Vergleich zur Planckmasse $m_P \approx 10^{19} \text{ GeV}$, die als die Größenordnung angesehen wird, bei der alle Wechselwirkungen unter einer Symmetriegruppe fallen, extrem klein. Will man die Symmetrie dieser neuen Gruppe mit Hilfe des Higgsmechanismus brechen, ist die Stärke der Kopplung dieser neuen Higgsfelder sehr genau auf die Kopplung der Higgsfelder für die Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung abzustimmen. Insbesondere hat dies in jeder Ordnung der Störungstheorie neu zu geschehen. Man spricht von Feinabstimmung, die "unnatürlich" erscheint.
- Die Beziehungen zwischen Leptonen und Quarks sind unbekannt. Insbesondere die "Gleichheit" $|Q_{\text{quark}}| = 1/3|Q_{\text{lepton}}|$ der Ladungen ist nicht direkt aus der Theorie ersichtlich. Eine weitere theoretische Bedingung ist, daß die Summe aller Ladungen der Fermionen verschwinden muß, um Anomalien bei Dreiecksgraphen zu vermeiden. Warum findet diese Kompensation sogar innerhalb einer Familie statt?
- Die Kopplungskonstanten der einzelnen Symmetriegruppen $SU(3)$, $SU(2)$ und $U(1)$ stehen in keiner Beziehung zueinander.

Einige Theorien, die versuchen, wenigstens teilweise Antworten auf die obigen Fragen zu geben, sind:

- Technicolor [FAR 81]
- Vereinheitlichte Theorien (GUT) [GUT 81]
- Supersymmetrische Theorien [SUSY81]
- Theorien mit Substruktur (Compositeness) [PEC 82]

sowie darauf aufbauende Entwicklungen, zum Teil mit Kombinationen einzelner Aspekte und Methoden der Modelle.

In Technicolor-Modellen [FAR 81] wird eine neue Wechselwirkung, analog der QCD , eingeführt. Die Bindung von Techniquarks unter dieser Technicolor-Wechselwirkung führt zu Technipion genannten skalaren Teilchen. Die Technipionen können die Rolle des Higgsbosons zur Generierung der Massen der W - und Z -Bosonen übernehmen. Deshalb kann Technicolor auch als Composite-Modell angesehen werden. Bei diesem Mechanismus werden Probleme vermieden, die oben unter "Feinabstimmung" bezeichnet wurden. Werden außerdem noch Technileptonen eingeführt, die zur gleichen Darstellung der Technicolour-Symmetriegruppe gehören wie die Techniquarks, so entstehen auch Bindungszustände aus Techniquarks und Technileptonen, die in gewöhnliche Quarks und Leptonen zerfallen. Diese neuen Teilchen gehören zu den Goldstone-Bosonen, die aus der Brechung

der globalen chiralen Symmetrie der Technicolour–Wechselwirkung entstehen. Daher sind sie leicht (im Grenzfall verschwindender “Standardwechselwirkungen” masselos) und tragen den Spin 0. Die Stärke der Yukawa–Kopplung an Fermionen ist offen.

Vereinheitlichte Feldtheorien [GUT 81] sehen in der Symmetrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ des Standardmodells den Restbestandteil einer größeren Symmetriegruppe einer alle Wechselwirkungen vereinheitlichenden Wechselwirkung. Daraus ergeben sich dann die Stärken der einzelnen Wechselwirkungen bei niedrigen Energien. Die Basis auf die die Symmetriegruppe wirkt, sind Multiplets, in denen Quarks und Leptonen zusammengefaßt sind. So wie die W –Bosonen die Konsequenz der Symmetrie zwischen geladenen und neutralen Leptonen (bzw. up– und down–Quarks) sind, ergeben sich hier Eichbosonen mit Quark–Lepton–Kopplung aus der Symmetrie zwischen Quarks und Leptonen. Diese Kopplung entsteht durch die Forderung nach Eichinvarianz, die Kopplungsstärke ist also festgelegt.

Supersymmetrische Theorien versuchen, die Raum–Zeit–Symmetrie der Lorentztransformationen und interne Symmetrien zu vereinheitlichen. Eine der herausragenden Eigenschaften dieser Theorien ist, daß zu jedem Fermion ein supersymmetrischer Partner mit Spin 0 und zu jedem Boson mit Spin 1 ein Spin-1/2–Teilchen existieren soll. Die Kombination mit String– zu Superstring–Theorien [ELL 86] führt in manchen Modellen zu einer Symmetriegruppe, die ein 27–plett von Teilchenfeldern als fundamentale Darstellung der Gruppe benötigt. Neben den bekannten Fermionen sind dort Fermionen bzw. supersymmetrische Spin-0–Teilchen enthalten, die an Quarks und Leptonen koppeln [ANG 87].

Schließlich sind Theorien zu nennen, die eine Substruktur der bisher elementaren Fermionen und Bosonen fordern, um das Spektrum dieser mittlerweile zahlreichen Teilchen zu erklären. Da es bisher keine Anzeichen für Compositeness gibt, muß einerseits die typische Energie der Bindungswechselwirkung der Konstituenten mindestens im TeV Bereich liegen. Andererseits reichen die Massen der aus den Konstituenten zu bildenden Quarks und Leptonen bis hinunter zum Bereich einiger $100\ MeV$. Dieses Dilemma kann umgangen werden, wenn man bestimmte Symmetriebedingungen, wie z.B. Helizitätserhaltung (Chiralität) [tHOO80], an die Lagrangedichte stellt. Dann sind unerwünschte Massenterme verboten. Die gegenüber der Bindungsenergie kleinen Massen der Fermionen sind dann das Ergebnis einer Symmetriebrechung. Neben den bekannten Fermionen soll es weitere Teilchen geben, die in Quarks und Leptonen zerfallen. Möglicherweise sind sie (Pseudo–) Goldstone–Bosonen, also “leichte” Spin-0–Teilchen [BUCH85, SCHR85].

Die Vielzahl der Modelle, die ein Teilchen mit simultaner Quark–Lepton–Kopplung vorhersagen, ist eine starke Motivation, diese Klasse von Teilchen, die als Leptoquarks bezeichnet werden, näher zu betrachten. Dazu sind umfangreiche Untersuchungen durchgeführt worden, die die Konsequenzen solch einer Kopplung im Zusammenhang bisheriger Messungen analysieren. Dies sind insbesondere seltene Zerfälle, die im Rahmen des Standardmodells verboten oder unterdrückt sind. Diese Arbeit soll sich dagegen mit der Suche nach der direkten Produktion von skalaren Leptoquarks in Z^0 –Zerfällen beschäftigen. Für Spin-0–Teilchen ist die Yukawa–artige Kopplung an Fermionen nicht durch theoretische Vorgaben eingeschränkt. Aus den obigen Beispielen geht außerdem hervor, daß die Leptoquarks möglicherweise (Pseudo–) Goldstone–Bosonen sind, also Mechanismen bestehen, die eine niedrige, d.h. mit heutigen Beschleunigern erzeugbare Masse ermöglichen. Sind Vektor–Leptoquarks neue Eichbosonen, so ist ihre Kopplung an Fermionen festgelegt. Die aus Messungen bei niedrigeren Energien gefundenen Einschränkungen erzwingen dann eine Leptoquarkmasse, die im Bereich mehrerer TeV liegt.

2.3 Leptoquarks

Als Leptoquarks χ werden Teilchen bezeichnet, die sowohl Baryon- als auch Leptonzahl besitzen und eine Farbladung tragen. Die simultane Kopplung von Quarks q und Leptonen l an Leptoquarks

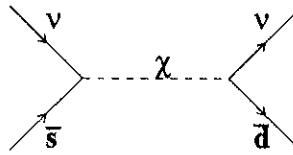
führt zu einem neuen Term in der Wechselwirkungs-Lagrange-Dichte:

$$\mathcal{L}_{int} = \lambda \chi q l$$

Der Einfachheit halber sind bei diesem Ausdruck alle Indizes, die eine Summation über Farbe, Fermionengeneration und schwache Isospinkomponenten implizieren, unterdrückt. Auch das Leptoquark trägt möglicherweise einen Generationsindex, es kann also verschiedene Generationen von Leptoquarks geben. Ebenso hat die Kopplungskonstante λ eine mögliche Flavorstruktur. Die Kopplung an Quarks und Leptonen impliziert, daß das Leptoquark eine drittzahlige elektromagnetische Ladung hat.

2.3.1 Einschränkungen der Leptoquark-eigenschaften aus Messungen bei niedrigeren Energien

Die Existenz dieser neuartigen Kopplung ermöglicht z.B. Zerfälle von Mesonen, die durch das Standardmodell verboten sind. So ist z.B. der Zerfall $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ im Rahmen des Standardmodells in niedrigster Ordnung verboten, da es sich um einen flavor ändernden neutralen Prozess handelt. Die Existenz von Leptoquarks ermöglicht den folgenden Graphen



und liefert damit einen Beitrag zu dem $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ -Zerfall.

Die experimentelle Grenze von $3.4 \cdot 10^{-8}$ [PDG 90] für das K^+ -Verzweigungsverhältnis in diesen Zerfallsmodus schränkt die Stärke der effektiven 4-Fermion-Wechselwirkung $\Lambda^2(\bar{\nu} \gamma_\mu \nu)(\bar{s} \gamma^\mu s)$ auf $\Lambda < 1/22.2 \text{ TeV}^{-1}$ ein. Der Vergleich dieser Kopplungskonstanten mit dem Grenzfall des Propagator $\propto \frac{1}{m_\chi^2 - q^2}$ des Leptoquark-Austauschs für kleine Impulstüberträge ($q^2 \rightarrow 0$) führt zu [BUCH86]

$$\frac{\lambda_{s\nu} \lambda_{d\nu}}{m_\chi^2} = \Lambda^2 < \left(\frac{1}{22.2 \text{ TeV}} \right)^2$$

und damit zu einer Beschränkung der Leptoquark-Masse auf

$$m_\chi > 22.2 \text{ TeV} |\lambda_{s\nu} \lambda_{d\nu}|^{1/2} . \quad (2.4)$$

Die Analyse in [CAM 87] kommt zu ähnlichen Ergebnissen im Kontext von Superstringmodellen. Ähnliche Grenzen erhält man auch aus dem Prozess $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Die stärkste Grenze ergibt sich aus der Myonkonversion in Materie: $\mu N \rightarrow e N$. Hier beträgt der Massenfaktor 150 TeV . In allen Fällen sind Fermionen aus unterschiedlichen Generationen beteiligt.

Diese Ergebnisse schließen leichte Leptoquarks, d.h. im für LEP kinematisch zugänglichen Bereich von $\mathcal{O}(40) \text{ GeV}$, nicht aus. Wenn eine der beteiligten Kopplungen unterdrückt oder verboten ist, verringern sich die Massengrenzen oder fallen sogar ganz weg. Außerdem sind kleine Kopplungskonstanten nicht relevant für die Leptoquark-Produktion, sie legen höchstens das Zerfallsschema und damit die charakteristische Ereignistopologie des Leptoquark-Signals fest.

Dies ist anders bei Elektron-Proton-Kollisionen wie HERA, bei denen Leptoquarks durch die Kopplung des einlaufenden Elektrons an ein Quark im einlaufenden Proton produziert werden. Bei einer Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems von $\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$ können Leptoquarks mit ausreichendem Wirkungsquerschnitt bis zu Massen von fast 300 GeV produziert werden [BUCH87]. Dabei wurde aber vorausgesetzt, daß die Kopplungskonstanten λ am Leptoquark-Elektron-Quark-Vertex nicht zu klein ist ($\lambda = 0.1 \dots 0.3$), da der Wirkungsquerschnitt proportional

zu λ^2 ist. Das Signal für Leptoquarkproduktion bei HERA ist dann eine deutliche Resonanz in der Bjorken- x -Verteilung bei $x = m_\chi^2/s$ [BUCH87].

Ein Weg, den Wert des Produkts der Kopplungskonstanten in Gl. 2.4 klein zu halten, sind Kopplungen, die Übergänge zwischen Quarks und Leptonen nur innerhalb einer Generation von Fermionen erlauben. Übergänge zwischen Generationen sind nicht möglich oder mindestens stark unterdrückt. So sind, unter der Annahme der Leptonzahlerhaltung, die beiden Neutrinos im obigen Zerfall von einer Generation, während die Quarks unterschiedlichen Generationen angehören. Eine der beiden Kopplungen $\lambda_{d\nu}, \lambda_{s\nu}$ vermittelt einen Übergang zwischen Fermionengenerationen und ist damit klein. Nimmt man die Einschränkung der Leptonzahlerhaltung weg, so können beide Übergänge innerhalb einer Generation verbleiben. Dann ist zusätzlich zu fordern, daß zu jeder Generation ein zugehöriges Leptoquark existiert und dieses nur innerhalb seiner Generation koppelt. In der Tat legen bestimmte Modelle solch eine Struktur nahe [BUCH86]. Zusätzlich sind die Grenzen, die sich aus seltenen Zerfällen innerhalb einer Generation ergeben, weniger streng. Für den im Standardmodell wegen der Helizitätserhaltung unterdrückten Zerfall $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu$ ergibt sich die deutlich schwächere Einschränkung [BUCH86] $m_\chi > 120 \text{ GeV} |\lambda_{ue} \lambda_{\nu u}|^{1/2}$. Hierbei ist vorausgesetzt, daß auch Leptoquarks keine helizitätsändernde Kopplung besitzen. Weitere Ergebnisse dazu finden sich in [BUCH86, CAM 87].

Eine andere Möglichkeit, die Kopplungen λ_{ql} zu unterdrücken, ist eine Massenabhängigkeit der Form $\lambda_{ql} \approx \frac{1}{2} (m_l m_q)^{1/2} / m_W$ [BUCH86]. Dies würde Leptoquarkzerfälle in Fermionen der dritten Generation favorisieren.

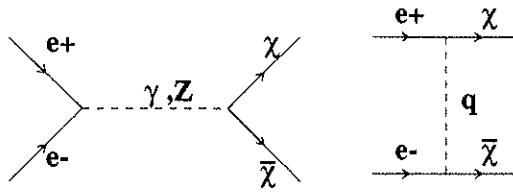
Im folgenden wird angenommen, daß es je Fermionengeneration eine Leptoquarkengeneration gibt. Die experimentellen Ergebnisse schränken die Kopplungen innerhalb der ersten beiden Generationen so ein, daß Leptoquark-Fermion-Übergänge nur innerhalb derselben Generation erlaubt sind. Diese Einschränkung soll hier als familiendiagonale Kopplung bezeichnet werden. Für Fermionen der dritten Generation sind weniger strenge Einschränkungen einer Lepton-Quark-Kopplung bekannt. Folglich werden für diese Generation auch nicht familiendiagonale Zerfälle zugelassen.

Eine erste direkte Suche nach Paarproduktion von Leptoquarks wurde am $e^+ e^-$ -Kollider PETRA durchgeführt. Die CELLO Kollaboration berichtete von zwei Ereignissen mit isolierten Myonen, die aus dem Zerfall eines Leptoquarkpaars in Myonen bzw. Neutrinos stammen könnten. Unter der Annahme, daß die Leptoquarks nur in Myon oder Neutrino (+Quark) zerfallen können, ergibt sich für skalare Leptoquarks mit Ladung 2/3 eine Massengrenze von 20.5 GeV [CELL86]. Die JADE Kollaboration fand in diesem Kanal ebenfalls zwei Ereignisse und erzielte eine Massengrenze von 20.8 GeV für skalare Leptoquarks mit Ladung 2/3 [JADE87]. Die Suche bei TRISTAN [MIY 90] führt zu Massengrenzen zwischen 23 und 27 GeV in Abhängigkeit von den Zerfallstypologien des Leptoquarkpaars. Diese Analysen nehmen ebenfalls an, daß das Leptoquark eine familiendiagonale Kopplung besitzt. Es wurden nur Zerfälle in den ersten beiden Generationen untersucht, der möglicherweise dominante Zerfall in Tau-Leptonen wurde nicht betrachtet.

Experimente an Proton-Antiproton-Beschleunigern geben eine Massengrenze von ungefähr 35 GeV an [GEE 87]. Die Analyse beschränkte sich dabei auf Leptoquark-Zerfälle innerhalb der zweiten Generation. Sind beide Leptonen aus dem Leptoquarkzerfall geladen, also in diesem Fall Myonen, liegt die Ausschlußgrenze bei ca. 40 GeV.

2.3.2 Leptoquarkproduktion

Die Paarproduktion von Leptoquarks in $e^+ e^-$ -Reaktionen kann durch Ein-Boson- (γ, Z^0) Austausch im s-Kanal oder, wegen der Lepton-Quark-Kopplung, durch Austausch eines Quarks im t-Kanal erfolgen:



Für familiendiagonale Kopplungen trägt das t-Kanal-Diagramm nur zur Produktion von Leptoquarks der ersten Generation bei. Für skalare Leptoquarks lautet der s-Kanal Beitrag [HEW 87]:

$$\frac{d\sigma_{\gamma,Z}}{d\cos\theta} = \frac{3\pi\alpha^2}{4s} \beta^3 \sin^2\theta \left(q_\chi^2 - \frac{q_\chi c_\chi v_e}{(2\sin\theta_W \cos\theta_w)^2} \frac{s(s-m_Z^2)}{D(s)} + \frac{c_\chi^2(v_e^2+a_e^2)}{(2\sin\theta_W \cos\theta_w)^4} \frac{s^2}{D(s)} \right), \quad (2.5)$$

die t-Kanal Beiträge lauten:

$$\frac{d\sigma_q}{d\cos\theta} = \frac{3\pi\alpha^2}{4s} \beta^3 \sin^2\theta \left(\frac{k^2+k'^2}{4t^2} - \frac{q_\chi k}{t} + \frac{c_\chi(v_e k - a_e k') s^2 (s-m_Z^2)}{(2\sin\theta_W \cos\theta_w)^2 t D(s)} \right). \quad (2.6)$$

Hierbei ist $\beta = p/E$ die Geschwindigkeit des Leptoquarks, s das Quadrat der Schwerpunktsenergie und $D(s) = (s-m_Z^2)^2 + (\Gamma_Z m_Z)^2$. $t = s/4(\beta \cos\theta - (\beta^2 + 1))$ ist das Quadrat des Impulsübertrages zwischen ein- und auslaufenden Teilchen. Die Kopplungen v_e und a_e des Elektrons sind in Tabelle 2.1 angegeben. Die Ladung q_χ und die Kopplung c_χ des Leptoquarks an das Z^0 hängen von den speziellen Modellen ab, die Leptoquarks voraussagen. Aus der Lorentzinvarianz der Kopplung folgt allerdings, daß für skalare Teilchen keine axialvektorartige Kopplung an das Z^0 existiert [REN 81], daher nur eine vektorartige Kopplung c_χ . Die Kopplungen k und k' hängen mit den vektoriellen und axialen Kopplungsstärken $\lambda + \lambda' \gamma_5$ am Leptoquark-Lepton-Quark Vertex wie folgt zusammen: $k = (|\lambda|^2 + |\lambda'|^2)/e^2$, $k' = 2Re(\lambda^* \lambda')/e^2$.

Die Einschränkungen aus seltenen Zerfällen führen nur zu Aussagen über die Kopplung am Leptoquark-Zerfallsvertex, für die Kopplung c_χ an das Z^0 und damit an den Produktionsvertex gibt es keine Einschränkung. Wegen der bisher guten Übereinstimmung der experimentellen Daten mit dem Standardmodell kann man davon ausgehen, daß im Bereich der Z^0 -Resonanz die $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Symmetrie auch für Leptoquarks gilt. In [BUCH87] werden alle unter dieser Symmetrie invarianten Kopplungen der Leptoquarks angegeben. Da die Summe des schwachen Isospins von Quark und Lepton die des Leptoquarks ergeben muß, gibt es nur Singlett, Doublett und Tripletztzustände von Leptoquarks. Damit ergeben sich die in Tabelle 2.4 angegebenen Quantenzahlen aller $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invarianter Leptoquarks.

Mit der Annahme einer effektiven $SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie für Leptoquarks ist die Kopplung an das Z^0 aber durch die Standardform

$$c_\chi = 2(T_3 - q_\chi \sin^2\theta_W)$$

gegeben [RÜCK91]. Sie ist also durch die dritte Komponente des schwachen Isospins, T_3 , und die Ladung q_χ festgelegt. Die schwächste Kopplung erhält man für ein Leptoquark mit $q_\chi = 1/3$ und $T_3 = 0$. Der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung, also ohne Anfangsbremsstrahlung, beträgt $118\beta^3 pb$, berücksichtigt man noch die Anfangsbremstrahlung, reduziert sich dies um ca. 30% auf $88\beta^3 pb$. Die genaue Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts als Funktion der Leptoquarkmasse ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Deutlich sichtbar ist der steile Abfall des Wirkungsquerschnitts mit ansteigender Masse.

Um die spätere Diskussion zu vereinfachen, soll der Effekt des t-Kanal Beitrags abgeschätzt werden. Ist er vernachlässigbar, hängt der Wirkungsquerschnitt nicht mehr von den unbekannten Kopplungen k und k' ab. Dazu wurde das Verhältnis $(\sigma_{\gamma,Z} + \sigma_q)/\sigma_{\gamma,Z}$ von vollständigem Wirkungsquerschnitt zu reinem s-Kanal Beitrag für den Fall $k = k' \in [0, 1]$ im Leptoquarkmassenbereich von

$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	T_3	q_χ
0	1/3	0	-1/3
0	4/3	0	-4/3
		+1	2/3
1	1/3	0	-1/3
		-1	-4/3
1/2	7/6	+1/2 -1/2	-2/3 -5/3
1/2	1/6	+1/2 -1/2	1/3 -2/3

Tabelle 2.4: Quantenzahlen für Leptoquarks mit effektiver $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invarianter Kopplung.

35 bis 45 GeV berechnet. Für alle oben aufgeführten Leptoquarkspezies sind die Abweichungen, die 1.5% übersteigen positiv und erreichen in einem Fall ($q_\chi = -1/3, T_3 = 0$) für $k = 1$ Abweichungen zwischen 50 und 80% entsprechend Massen von 45 bis 35 GeV . In Kapitel 5 wird gezeigt, daß eine Vernachlässigung positiver Beiträge zum Wirkungsquerschnitt tolerierbar ist. Für die Kopplungen k und k' lassen sich aber weitere Einschränkungen angeben. Vertauscht man in dem t-Kanal-Diagramm das Quark mit den Leptoquarks, erhält man einen Prozess, der zur Quark-Antiquark Produktion in der e^+e^- Annihilation beiträgt. Dieser Beitrag modifiziert den Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie. In [HEW 87] werden aus der Übereinstimmung dieser Größen mit der Standardmodellvorhersage bei $\sqrt{s} = 40 GeV$, Grenzen für die Kopplungen k und k' in Abhängigkeit von der Leptoquarkmasse angegeben. Für Massen im Bereich von 40 GeV ist danach $k, k' < 0.05$, falls die Abweichungen von der Standardmodellvorhersage kleiner als 10% sind. Die stärkste Einschränkung ergibt sich aus der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie von b-Quark und c-Quark-Ereignissen. Der Leptoquarkbeitrag zu diesem Prozess erfolgt über eine familien-nicht-diagonale Kopplung, so daß die obigen Grenzen nicht die familiendiagonale Kopplung zur Produktion von Leptoquarks der ersten Generation einschränken. Deshalb wurden hier nur die Änderungen des Wirkungsquerschnitt der u- und d-Quarkproduktion durch Leptoquarkaustausch in Abhängigkeit von der Leptoquarkmasse und Kopplung untersucht. Im Bereich der Z^0 -Resonanz sind die t-Kanalbeiträge klein, es ergeben sich somit keine Einschränkungen an k und k' . Bei niedrigeren Energien ($\sqrt{s} = 40 GeV$) dominiert der Z^0 -Austausch nicht über den Leptoquark-Beitrag. Fordert man, daß die Abweichung des Wirkungsquerschnitts vom Standardmodellwert 10% (5%) nicht überschreitet, so erhält man für ein 40 GeV schweres Leptoquark $k < 0.5$ (0.3) als Einschränkung an die Leptoquarkkopplung (s. Fig. 2.4).

Damit ist der zusätzliche Beitrag zum Wirkungsquerschnitt eines z.B. 40 GeV schweren Leptoquarks kleiner als +15% für den oben erwähnten extremen Fall ($q_\chi = -1/3, T_3 = 0$). Für alle anderen Zuweisungen von Ladung und schwachem Isospin liegt die Abweichung typischerweise im Promillebereich.

2.3.3 Leptoquarkzerfälle

Der Zerfall von Leptoquarks in ein Lepton und ein Quark ist die direkte Konsequenz der durch Leptoquarks eingeführten Kopplung. Das in der e^+e^- -Reaktion erzeugte Leptoquarkpaar zerfällt also in zwei Quarks und zwei Leptonen, $\chi\bar{\chi} \rightarrow q_1 q_2 l_1 l_2$. Jedes der Leptonen l_i kann ein Neutrino oder ein geladenes Lepton (e, μ , oder τ) sein. Für Leptoquarks mit Ladung $|q_\chi| > 1$ kann es nur das letztere sein. Wegen der unterschiedlichen experimentellen Signatur ist zu klären, wel-

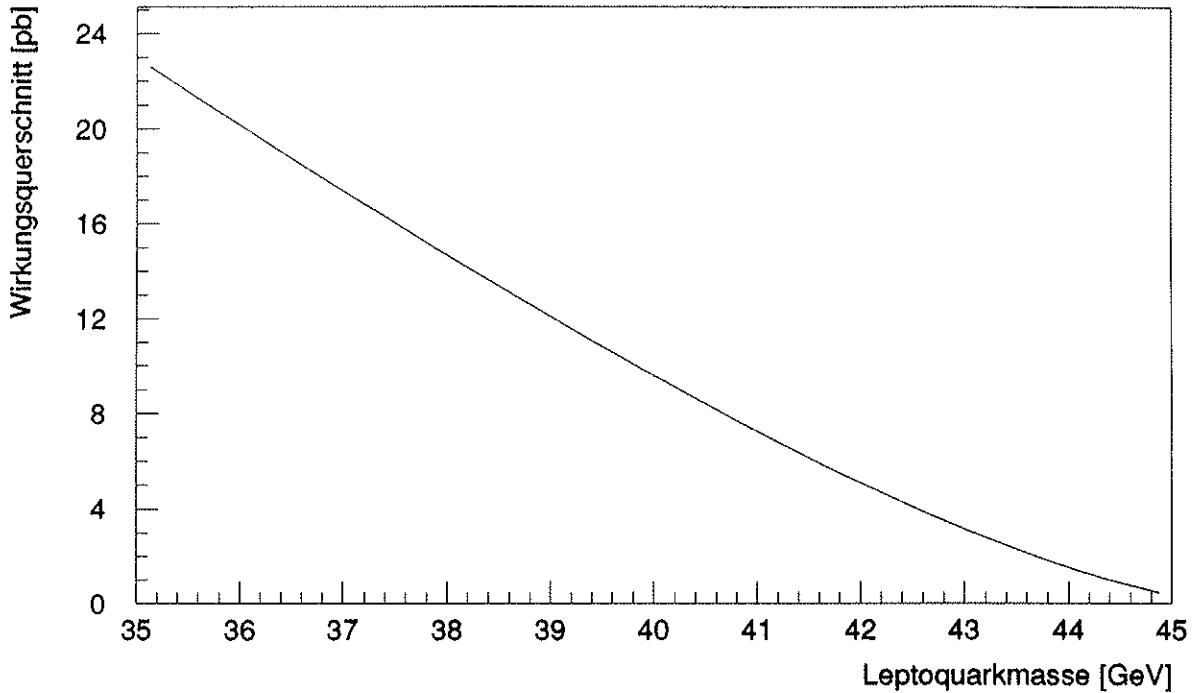


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitt für Produktion von Leptoquarks mit Ladung $q_\chi = -1/3$ und $T_3 = 0$ als Funktion der Masse bei $\sqrt{s} = 91.3 \text{ GeV}$

che Mischungen der beiden Leptonen auftreten können. Nimmt man Leptonzahlerhaltung in der Produktion von Leptoquarks an, so sind beide Leptoquarks von der gleichen Generation. Nimmt man familiendiagonale Kopplungen an, was gleichbedeutend mit der Erhaltung der Leptonzahl im Zerfall der Leptoquarks ist, so sind auch beide Leptonen von einer Generation. Die Summe der Verzweigungsverhältnisse $BR(\chi \rightarrow lq) + BR(\chi \rightarrow \nu_l q)$ für den Zerfall in ein geladenes Lepton bzw. in das dazugehörige Neutrino ist eins. Welches Verzweigungsverhältnis nun vorliegt, hängt von Annahmen ab, die man über die Kopplung der Leptoquarks an Quarks und Leptonen macht. Koppelt das Leptoquark z.B. nur an rechtshändige Teilchen, so zerfällt es ausschließlich in geladene Leptonen, koppelt es nur an linkshändige, so zerfällt es in gleichen Teilen in geladene und neutrale Leptonen. Sind die Kopplungen an links- und rechtshändige Fermionen gleich groß, so zerfallen Leptoquarks zu 1/3 in Neutrinos (nur linkshändig, ein Anteil) und zu 2/3 in geladenen Leptonen (links- und rechtshändig, zwei Anteile).

Aufgrund der Familiendiagonalität sind die Quarks von der gleichen Generation wie die Leptonen. Für die dritte Generation bedeutet dies, daß nur die Zerfälle $\chi\bar{\chi} \rightarrow \tau^+\tau^- b\bar{b}$ oder $\chi\bar{\chi} \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau b\bar{b}$ möglich sind, je nach Leptoquarkladung. Ein geladenes und ein neutrales Lepton im selben Ereignis erfordert den Zerfall eines der Leptoquarks in ein top-Quark. Dies ist aber wegen der großen Masse der top-Quarks von mehr als 45 GeV (siehe Kap. 5) kinematisch nicht möglich. Die diskutierte Einschränkung der Familiendiagonalität ist aus experimentellen Daten abgeleitet worden, die nur Fermionen der ersten beiden Generationen betreffen. Aus dieser Sicht sind die Einschränkungen für die dritte Generation weniger streng. Deshalb soll für Leptoquarks der dritten Generation der familien-nicht-diagonale Zerfall $\chi\bar{\chi} \rightarrow \nu_\tau \tau c\bar{b}$ zugelassen werden.

Das aus dem Zerfall des Leptoquarks hervorgehende Lepton wird im Mittel ein Viertel der Schwerpunktsenergie aufnehmen. Da die bisherige direkte Suche nach Leptoquarks Massen bis etwa 24 GeV ausgeschlossen hat, ist bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx M_Z$ die Geschwindigkeit $\beta =$

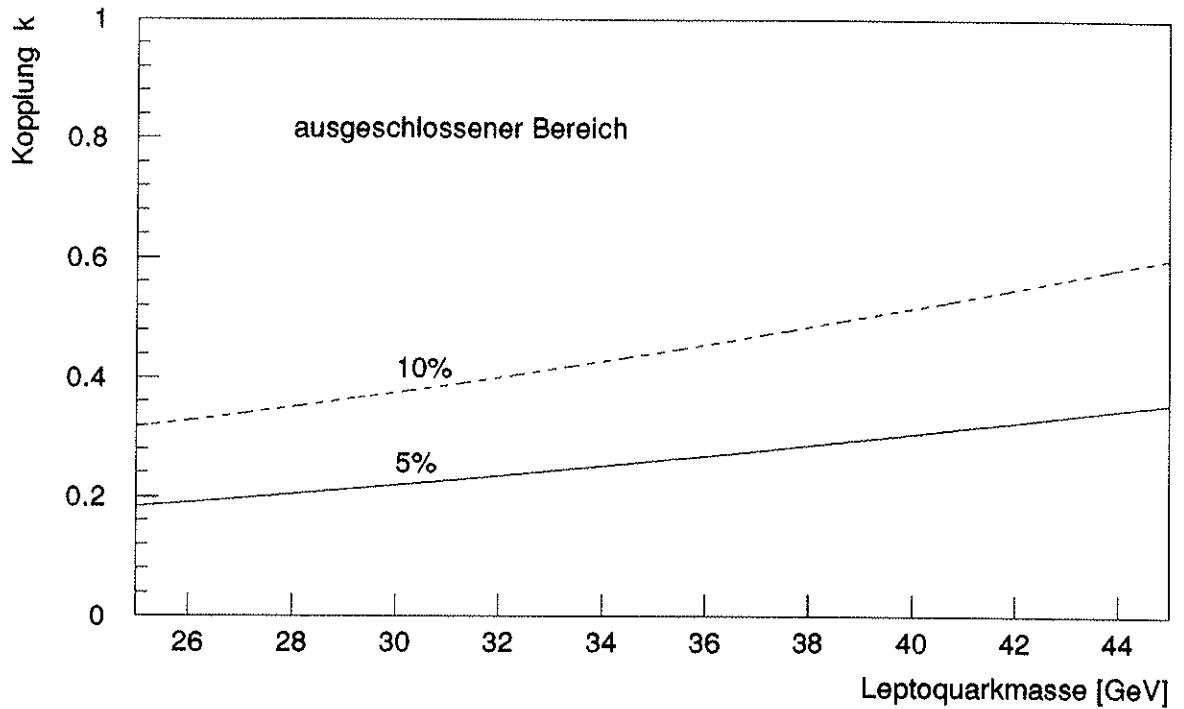


Abbildung 2.4: Grenzen für Leptoquarkkopplung k als Funktion der Masse, abgeleitet aus möglicher Abweichung des hadronischen Wirkungsquerschnitts ($\sqrt{s} = 40 \text{ GeV}$) vom Standardmodell. Gezeigt sind die Ausschlußlinien bei 5% und 10% Abweichung.

$p/E = \sqrt{1 - 4m_\chi^2/s}$ so verringert, daß im Laborsystem die Zerfallsprodukte räumlich separiert sind. Leptonen aus Zerfällen der Leptoquarks haben also die den Nachweis ermöglichen Eigenschaften räumlicher Isolation und hoher Energie.

KAPITEL 3

Das Experiment

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen aus e^+e^- -Reaktionen im Energiebereich der Z^0 -Resonanz. Sie wurden mit dem OPAL Detektor am Elektron-Positron-Speicherring LEP aufgezeichnet. Dieser wird im nächsten Abschnitt kurz vorgestellt. Danach wird der OPAL Detektor mit seinen in dieser Analyse verwendeten Komponenten beschrieben.

3.1 Der Speicherring LEP

Zur Erzeugung der Schwerpunktsenergie von ca. 100 GeV zur Untersuchung der Z^0 -Resonanz wurde am europäischen Zentrum für Teilchenphysik CERN der Beschleuniger und Speicherring LEP (Large Elektron Positron Collider) gebaut und im Sommer 1989 in Betrieb genommen. In diesem Ring mit einem Umsang von 26.7 km können die entgegenlaufenden Elektron-Positron-Strahlen in 8 Punkten zur Wechselwirkung gebracht werden. Zur nötigen Vorbeschleunigung der in LEP einzuspeisenden Elektronen und Positronen auf ca. 20 GeV dient das Super-Proton-Synchrotron SPS. Das SPS wird seinerseits von weiteren Vorbeschleunigern gespeist (siehe Abb. 3.1).

Sind genügend Elektronen und Positronen in LEP gespeichert, werden sie auf die gewünschte Strahlenergie beschleunigt. In der ersten Ausbaustufe von LEP (LEP I) kann bis maximal 55 GeV beschleunigt werden. Bisher wurden aber nur Strahlenergien bis ca. 47 GeV , entsprechend einer Schwerpunktenergie von $M_Z + 3\text{ GeV}$ genutzt. Nach dem Beschleunigungsvorgang beträgt die Luminosität typischerweise $1.0 \cdot 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Gemittelt über die gesamte Speicherzeit von mehreren Stunden ergibt das

$$\langle \mathcal{L} \rangle = 0.6 \cdot 10^{31}\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

und damit $2/3$ des Sollwertes. Bei einem Wirkungsquerschnitt von ca. 30 nb für hadronische Endzustände $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ beträgt die hadronische Wechselwirkungsrate 0.3 Hz .

Der absolute Fehler in der Schwerpunktsenergie beträgt 22 MeV , die Unsicherheit der relativen Energieskala, also bei Variation der Energie, ist ungefähr halb so groß [LEP 90].

3.2 Der OPAL Detektor

In vier der Wechselwirkungszonen befinden sich grosse Vielzweckdetektoren. Einer dieser Detektoren ist OPAL (Omni Purpose Apparatus for Lep) [OPAL83, OPAL91c]. Als Vielzweckdetektor ermöglicht er den Nachweis fast aller Endprodukte (außer Neutrinos) der e^+e^- -Reaktionen über nahezu den gesamten Raumwinkelbereich.

Die Einzelkomponenten gruppieren sich wie ineinander geschachtelte Zylinderschalen um den Wechselwirkungspunkt. Von innen nach außen sind die wesentlichen Komponenten:

- Ein Zentraldetektor zum Nachweis der geladenen Teilchen,

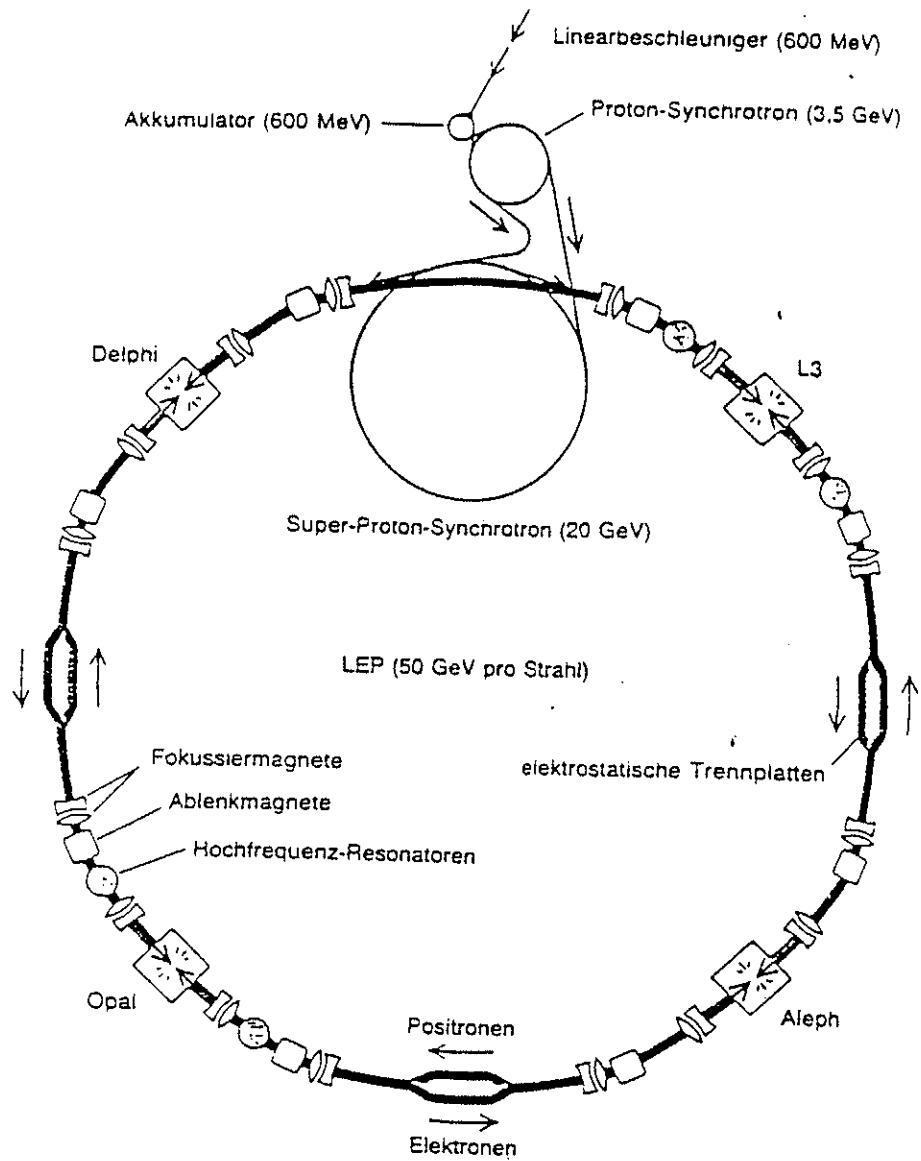


Abbildung 3.1: Der LEP-Ring und seine Vorbeschleuniger. Angegeben sind die Übergangsenergien zum nächst größeren Ring. In vier der Wechselwirkungszonen befinden sich die grossen Vielzweckdetektoren ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

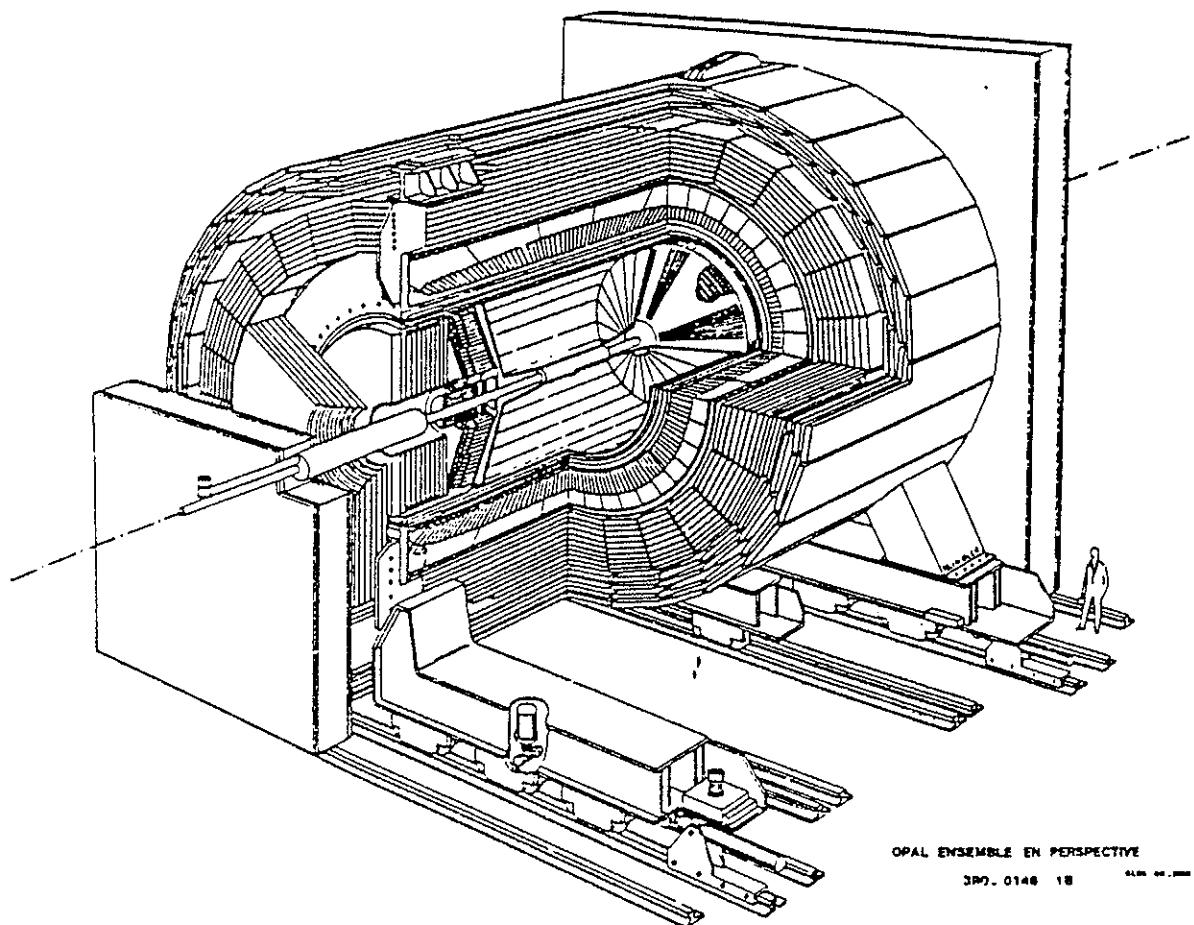


Abbildung 3.2: *Der OPAL Detektor*

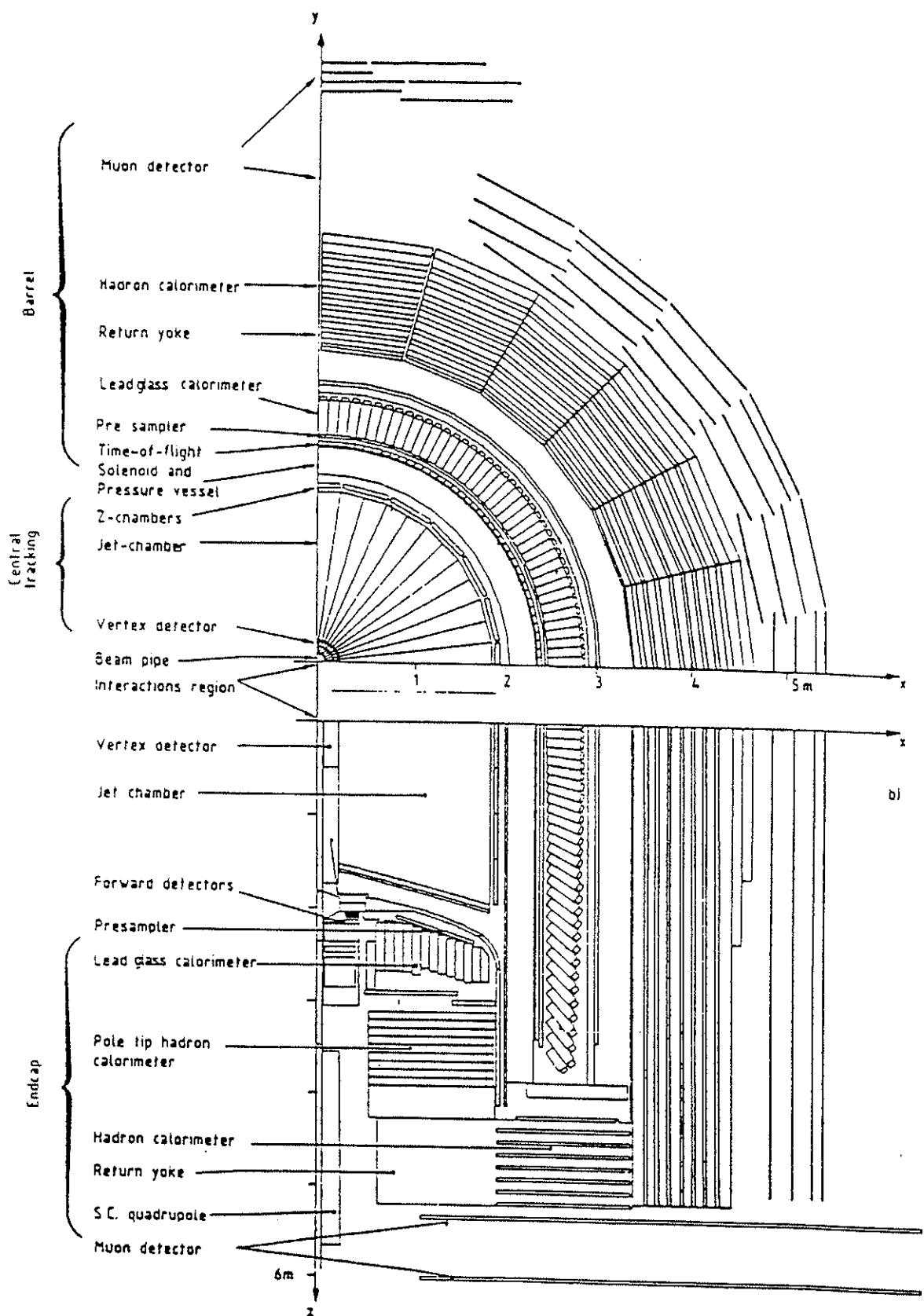


Abbildung 3.3: Schnitt durch jeweils einen Quadranten des OPAL Detektors a) senkrecht zur Strahlachse, b) entlang der Strahlachse

- ein Kalorimeter aus Bleiglasblöcken zum Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen,
- ein Kalorimeter aus instrumentiertem Eisen zum Nachweis hadronisch wechselwirkender Teilchen,
- ein System von Spurkammern zum Myonnachweis,
- sowie ein Luminositätszähler in Strahlrohrnähe.

3.2.1 Der Zentraldetektor

Der Zentraldetektor besteht aus drei Einzelkomponenten, Vertexkammer, Jetkammer und z-Kammer, die sich in einem parallel zur Strahlachse (z -Richtung) verlaufenden Magnetfeld von 0.432 T befinden. Die Spuren geladener Teilchen sind in der Ebene senkrecht zur z -Achse ($r\phi$ -Ebene) gekrümmmt. Eine Magnetspule umschließt den in einem Drucktank befindlichen Zentraldetektor.

Der Vertexdetektor

Der Vertexdetektor dient zur präzisen Bestimmung des gemeinsamen Ursprungs aller in einem Ereignis produzierten Teilchen. Von langlebigeren Teilchen kann der Zerfallspunkt gemessen werden. Die zylinderförmige Vertexkammer hat eine Länge von 1 m , einen Innenradius von 8.8 cm und einen Außenradius von 23.5 cm . Sie ist eine Driftkammer vom JADE-Typ mit einer inneren Lage von 12 parallel zur z -Achse verlaufenden Signaldrähten (Axialdrähte) und einer äußeren Lage von 6 um 4° gegenüber der z -Achse gedrehten Drähten (Stereodrähte). Die Stereodrähte ermöglichen deshalb die Messung der z -Koordinate über die Driftzeitmessung. Die $r\phi$ -Ebene ist in 36 Sektoren mit je einer dieser in radialer Richtung angeordneten Drahtlagen unterteilt. Es wird eine Ortsauflösung in der $r\phi$ -Ebene von ca. $55\text{ }\mu\text{m}$ erreicht, in Richtung der z -Achse sind es $700\text{ }\mu\text{m}$ aufgrund der Stereodrähte.

Die Jetkammer

Diese ebenfalls zylinderförmige Kammer stellt den Hauptbestandteil des Spurrekonstruktionsystems dar. Sie hat eine Länge von fast 4 m , schließt sich in radialer Richtung an die Vertexkammer an und hat einen Außendurchmesser von 3.7 m . Jeder der 24 Sektoren besteht aus einer radial angeordneten Ebene von 159 Signaldrähten, die parallel zur Strahlachse verlaufen. Der Drahtabstand beträgt 1 cm . Teilchen, mit einem Polarwinkel $43^\circ < \theta < 137^\circ$ ($|\cos\theta| < 0.73$), können Signale auf allen 159 Drähten erzeugen, verlangt man mindestens 20 Signale, so wird der Bereich $14^\circ < \theta < 166^\circ$ ($|\cos\theta| < 0.97$) abgedeckt. Die symmetrisch um die Signaldrahtebene (Anodenebene) angeordneten Kathodendrahtebenen dienen zur Erzeugung des Driftfeldes von 890 V/cm . Durch die Drahtposition und die Driftzeitmessung lassen sich die Koordinaten einer Teilchenspur in der $r\phi$ -Ebene bestimmen. Um die Lage der Spur relativ zur Anodenebene bestimmen zu können, sind die Signaldrähte um $\pm 100\text{ }\mu\text{m}$ aus der Anodenebene versetzt. Die Driftzeit wird mit schnellen Analog-Digital-Wandlern (FADC) gemessen, wobei das induzierte Signal an beiden Drahtenden ausgelesen wird. Zur Driftzeit addieren sich noch elektronisch bedingte Signallaufzeiten. Auf die Bestimmung dieser, die Ortsmessung verfälschenden Zeitversätze wird in Abschnitt 3.3 eingegangen.

Die Ortsauflösung für die mittleren Driftdistanz von 7 cm beträgt ca. $135\text{ }\mu\text{m}$. Die Differenz der zu den Drahtenden hin abfließenden Ladungen erlaubt die Messung der z -Koordinate. Die Auflösung, die dadurch erzielt wird, ist ca. 6 cm . Die Qualität der in dieser Analyse verwendeten Daten erlaubt eine Impulsauflösung σ_p für hochenergetische Myonen von $\sigma_p/p^2 = 2.2 \cdot 10^{-3}\text{ GeV}^{-1}$. Durch weitere Fortschritte in der Kalibration beträgt sie mittlerweile $1.5 \cdot 10^{-3}\text{ GeV}^{-1}$.

Die z-Kammern

Zur Verbesserung der Messung des Polarwinkels θ der Spuren sind auf dem Zylindermantel der Jetkammer 24 Driftkammern angebracht mit senkrecht zur z -Achse verlaufenden Signaldrähten. Sie überdecken den Polarwinkelbereich von 44° bis 136° . Die z -Koordinate kann mit einer Genauigkeit von $200 \mu\text{m}$ gemessen werden.

3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Hauptbestandteile des elektromagnetischen Kalorimeters bilden eine zylinderförmige Anordnung außerhalb der Magnetspule von 9 440 Bleiglasblöcken im zentralen Raumwinkelbereich $|\cos \theta| < 0.82$ sowie zwei kuppelförmige Endkappenstücke mit je 1 132 Bleiglasblöcken im Raumwinkelbereich $0.81 < |\cos \theta| < 0.98$. Die aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung entstehenden Sekundärteilchen produzieren Čerenkov-Licht, das über Sekundärelektronenvervielfacher (Photomultiplier) nachgewiesen wird. Die Lichtmenge ist der deponierten Energie proportional.

Die Bleiglasblöcke im zylindrischen Teil haben eine Tiefe von 24.6 Strahlungslängen (X_0) und sind leicht versetzt auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet. Diese Anordnung erlaubt eine einfache Zuordnung von Gruppen von Bleiglasblöcken, sogenannte Cluster, zu einem Teilchenschauer. Im Endkappenbereich sind die Blöcke, mit einer mittleren Tiefe von 22 Strahlungslängen, parallel zur z -Achse ausgerichtet.

Um auf die bereits in der Spule und dem Drucktank einsetzende Schauerentwicklung und den dadurch nicht im Bleiglas nachgewiesenen Energieanteil korrigieren zu können, sind vor den Bleiglaskalorimetern sogenannte Presampler angebracht. Sie messen Ort und Zahl der zu einem Schauer gehörenden Teilchen. Deren Zahl ist proportional zur in Spule und Drucktank deponierten Energie. Diese Detektoren sind sowohl im zentralen Bereich als auch im Endkappenbereich installiert.

Die Energieauflösung beträgt typischerweise $\Delta E/E \approx 3\%$ für Energien von $E \approx 45 \text{ GeV}$.

3.2.3 Das Hadronkalorimeter

Dieser Detektor schließt an das elektromagnetische Kalorimeter an. Die absorbierende Komponente des Kalorimeters besteht aus mehreren Lagen 10 cm dicker Eisenplatten, die das Rückführjoch für den magnetischen Fluß bilden. Die aktive Komponente bilden im Zentralbereich 9 (äußere Endkappen 8) Lagen Streamer-Kammern, die abwechselnd mit den 8 (7) Eisenlagen angeordnet sind. Die inneren Endkappen im extremen Vorwärtsbereich nutzen Vieldraht-Proportional-Kammern als aktives Element. Eine Seite jeder Streamer-Kammer ist in $50 \times 50 \text{ cm}^2$ große Flächen (Pads) unterteilt. Die in 8 bzw. 9 Lagen hintereinander liegender Pads gemessenen Signale dienen zur Bestimmung der Energie des durch hadronische Wechselwirkung entstehenden Schauers. Die andere Begrenzungsfläche ist in Streifen von 4 mm Breite unterteilt. Dies erlaubt die Schauerposition genauer zu bestimmen und bietet eine weitere Methode zur Energiebestimmung des Schauers.

Die Energieauflösung des Hadronkalorimeters beträgt $\Delta E/E \approx 120\%/\sqrt{E}$ mit E in GeV .

3.2.4 Der Myondetektor

Das Myonnachweissystem besteht aus dem eben beschriebenen Hadronkalorimeter und, daran anschließend, speziell dafür installierten Spurkammern, sogenannte Myonkammern. Im Zentralbereich $|\cos \theta| < 0.68$ sind dies 4 Lagen zylinderförmig angeordneter Driftkammern. Den Abschluß im Vorwärtsbereich $0.67 < |\cos \theta| < 0.98$ bilden 4 Ebenen von Streamerkammern, die senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind. Da die Bremsstrahlung von Myonen um einen Faktor $(m_e/m_\mu)^2 = 1/200^2$ unterdrückt ist, können sie große Schichten von Materie durchqueren. Myonen mit einer Energie von mehr als 3 GeV erreichen die Myonkammern. Hadronen werden durch hadronische Wechselwirkung in der vor dem Myondetektor befindlichen Materie absorbiert.

Die Dicke des Materials entspricht über fast den gesamten Raumwinkelbereich ca. 7 hadronischen Wechselwirkungslängen, die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion die Myonkammern ohne Wechselwirkung (sneakthrough) erreicht, ist 1/1000. Die Auflösung für Azimuth- und Polarwinkel beträgt 3 bzw. 4 $mrad$ im Zentralbereich, im Vorwärtsbereich sind es für beide Winkel 1 – 2 $mrad$.

3.2.5 Die Vorwärtsdetektoren

Im Anschluß an den Drucktank des Zentraldetektors, unmittelbar um das Strahlrohr herum, befinden sich die Vorwärtsdetektoren. Die Hauptkomponente ist ein Kalorimeter, unterteilt in eine $20X_0$ tiefe Blei-Szintilator-Sandwich Komponente und einen $4X_0$ tiefen Presampler. Dazwischen befinden sich Proportionalkammern. Vor dem Presampler sind Driftkammern angebracht. Im Zusammenwirken dieser Komponenten können in einem Polarwinkelbereich von 47 $mrad$ bis 120 $mrad$ Elektronen bzw. Positronen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ präzise nachgewiesen werden. In diesem Winkelbereich dominiert bei dieser Reaktion der t -Kanal Photonaustausch. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses hängt somit kaum von den Parametern des zu vermessenden Z^0 -Bosons ab, ist deshalb bekannt und kann zur Bestimmung der Luminosität verwendet werden.

Zum Zeitpunkt dieser Analyse betrug die Unsicherheit der Luminositätsmessung 1.6%, die derzeitige Auflösung ist 0.8%.

3.2.6 Der Trigger

Das Auslösen des Meßvorgangs geschieht durch den Trigger. Er hat zu entscheiden, ob ein interessantes Ereignis vorliegt und deshalb die registrierten Signale ausgelesen und weiterverarbeitet werden. Die Rate von 45 kHz , mit der sich Elektron-Positronbündel treffen, ist auf eine Rate von 1 – 5 Hz , mit der die Daten aufgezeichnet werden können, herabzusenken.

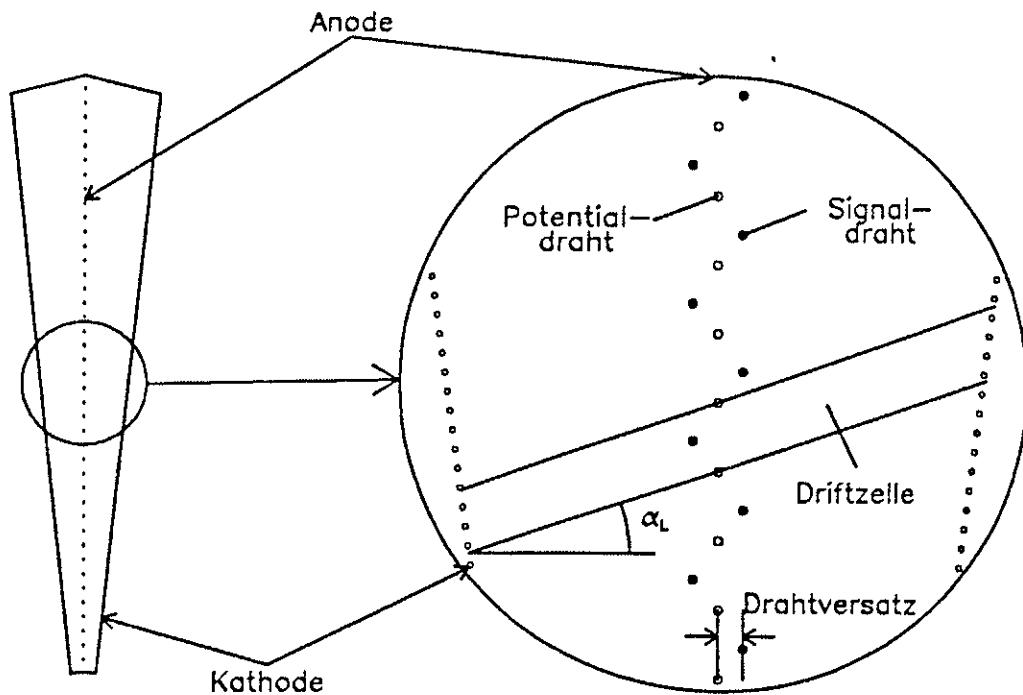
Dazu werden von den Detektorkomponenten schnell erzeugbare Signale zur Verfügung gestellt. Dies sind z.B. die Spurmultiplizität im Zentraldetektor, Energiesummen in den Kalorimetern, Treffer in den Flugzeitzählern oder Ansprechen der Myonkammern. Diese Signale oder logische Verknüpfungen mehrerer Signale lösen die Auslese aus. Außerdem werden die Signale der Detektorkomponenten in eine Matrix von 6 θ - und 24 ϕ -Unterteilungen eingetragen. Die Korrelation zwischen den Detektoren sowie die Lage der Signale, d.h. insbesondere ob sie vom Wechselwirkungspunkt stammen (back-to-back Bedingungen), kann dann zu weiteren Triggerbedingungen verknüpft werden. Schließlich werden zufällig ausgewählte Ereignisse mit Strahlkreuzungen zur Auslese freigegeben, um einerseits mögliche nicht vorgesehene Ereignisse nicht gänzlich zu verlieren und andererseits das Rauschniveau, insbesondere der Kalorimeter, bestimmen zu können.

Die große Zahl von Triggerbedingungen gewährleistet eine hohe Effizienz, z.B. > 99.9% für multihadronische Ereignisse, und Redundanz, die zur Messung der Triggereffizienz genutzt werden kann.

3.2.7 Datennahme, Ereignisrekonstruktion

Ist vom Trigger ein Ereignis zur Auslese freigegeben worden, werden die von der Elektronik der Subdetektoren digitalisierten Signale von einem Mikroprozessorsystem (Motorola 68030) zu einer einheitlichen Datenstruktur von im Mittel 100 $kByte$ zusammengefügt (event builder). Weitere Mikroprozessoren (Filter) klassifizieren das Ereignis unter Zuhilfenahme von Kalibrationsdaten in die verschiedenen Ereigniskategorien. Untergrundereignisse können dadurch herausgefiltert werden. Schließlich werden die akzeptierten Ereignisse auf Datenkassetten geschrieben. Diese Prozesse schließen bis hier hin zeitlich aneinander an (online).

Zeitlich losgelöst davon (offline) folgt die Verarbeitung der Detektorinformationen zu Teilchenimpulsen und Energien. Diese auch Offline-Analyse genannte Auswertung geschieht im ersten Schritt für jede Detektorkomponente unabhängig. Für den Zentraldetektor bedeutet dies z.B., daß

Abbildung 3.4: Aufbau eines Sektors der Jetkammer, Schnitt in der $r\phi$ -Ebene

jeweils in Vertex-, Jet- und z-Kammer die gemessenen Driftzeiten zu Ortskoordinaten umgerechnet werden. Dabei sind kammerspezifische Korrekturen anzuwenden, wie z.B. die Berücksichtigung elektronischer Zeitversätze (siehe Kap. 3.3). Die dazu benötigten Konstanten sind in einer Kalibrationsdatenbank abgelegt, die eine flexible Verwaltung dieser Größen erlaubt. Von einem Spurverfolgungsprogramm werden dann in jeder der Kammern die Meßpunkte zu Spurstücken zusammengesetzt. Ein übergeordnetes Programmmodul fügt die Spurstücke der drei Detektoren zu einer Gesamtspur zusammen. Die Parameter dieser Spur wie Lage zum Wechselwirkungspunkt und Krümmung, entsprechend dem Impuls, werden dann in einem speziellen Datenblock, dem DST (data summary tape), abgelegt. Beim elektromagnetischen Kalorimeter werden die zu einem Schauer gehörenden Blöcke von dem spezifischen Programmmodul zu Clustern zusammengefaßt. Die Energie und Lage (in θ, ϕ) der Cluster wird dann in das DST eingetragen.

Weiterhin enthält das DST Informationen über die im Hadronkalorimeter nachgewiesene Energie, die in Myonkammern und Hadronkalorimeter gefundenen Spuren (Myonkandidaten) sowie die im Vorwärtendetektor deponierte Energie.

3.3 Kalibration der Jetkammer

Zur sicheren Identifizierung hochenergetischer isolierter Leptonen ist eine gute Impulsauflösung unabdingbar. Dies erfordert eine gute Kenntnis der Eichkonstanten der Jetkammer zur Umrechnung von Driftzeiten t_{drift} in Ortskoordinaten (x, y) gemäß

$$\begin{aligned} x &= x_w - v_D \cdot \sin \alpha_L (t_{drift} - t_{corr}) - x_{corr} \\ y &= v_D \cdot \cos \alpha_L (t_{drift} - t_{corr}) - y_{corr} . \end{aligned}$$

Die x-Achse fällt in die Anodenebene, die y-Achse ist senkrecht dazu. x_w ist die Position des Drahtes, v_D , α_L bezeichnen Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel, der die Ablenkung der mit v_D

driftenden Elektronen aufgrund des Magnetfeldes beschreibt. Die Korrekturen lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- Driftzeitkorrekturen t_{corr} für elektronisch bedingte Unterschiede zwischen Zeitpunkt des Spurdurchgangs (und damit der Ionisation) und Start der Messung mit den FADC (T_0^{glob}) sowie zwischen Eintreffen der Driftelektronen am Signaldraht und Ankunft des Signals am FADC ($t_0(i)$);
- Korrekturen aufgrund des mechanischen Versatzes der Drähte aus der Anodenebene wie "staggering" oder Verformung dieser Ebene, die ja die Referenzebene ist;
- Inhomogenitäten des Driftfeldes, sowohl im Bereich um den Anodendraht als auch am äußeren Kammerrand, führen zu Abweichungen von der angenommenen linearen Orts-Driftzeit-Beziehung;

Die Bestimmung dieser Größen kann mit theoretischen Rechnungen, mit Daten aus e^+e^- -Reaktionen und mit Daten von einem speziell dafür installiertem System von Lasern erfolgen. Für viele Konstanten ist mehr als eine Methode anwendbar.

Theoretische Rechnungen sind ausschließlich zum Studium der Feldinhomogenitäten verwendet worden. Die Kalibration mit Daten aus e^+e^- -Reaktionen bestimmt die globalen Zeitversätze T_0^{glob} , die absoluten Werte der Driftgeschwindigkeit sowie den Lorentzwinkel aus den an Anodenebene bzw. Kathodenebene gemessenen Zeitversätzen.

Das Lasersystem

Laserstrahlen, die in der Lage sind, daß Kammergas zu ionisieren, stellen wegen ihrer geraden Ausbreitung ein ideales Hilfsmittel zur Kalibration dar [HAU 88]. Alle gemessenen Abweichungen von einer Geraden geben Aufschluß über zu korrigierende Effekte. Mit Laserstrahlen gewonnene Daten sind im Prinzip zu beliebiger Zeit und in beliebiger Menge erzeugbar, insbesondere sind sie nicht von der Zahl der gewonnenen Daten aus e^+e^- -Reaktionen abhängig. Damit lassen sich bereits vor der Datennahme Kalibrationskonstanten gewinnen.

Aus diesen Gründen sind bei OPAL zwei Nd:Yag-Laser installiert worden [OPAL91z], die durch Frequenzvervierfachung ausreichend energetisches Licht zur Ionisation des Kammergases liefern. Über ein aufwendiges System von Spiegeln werden in jeden Sektor der Jetkammer zwei Doppelstrahlen eingefädelt. Sie verlaufen ab den in Abbildung 3.5 skizzierten z-Positionen, leicht geneigt, in radialer Richtung durch jeden Sektor. Die Lage der Laserstrahlen zur Anodenebene ist $\phi = +3.75^\circ$ für den bei $+z$ und -3.75° für den bei $-z$ einfallenden Strahl. Zwei Strahlen werden zur vollständigen Bestimmung sowohl der $r\phi$ - als auch der z-Kalibrationskonstanten benötigt. Zur Messung der Driftgeschwindigkeit hat sich ein Doppelstrahl als günstig erwiesen. Er wird durch eine von Einschuß zu Einschuß alternierende Strahllage realisiert. Dies geschieht durch Drehung der Polarisationsrichtung mit einer Pockelszelle und polarisationsabhängiger Reflektion an einer Quarzplatte.

Zur Bestimmung der Auflösung der mit diesem System erzeugten Driftzeitspektren wird die sogenannte Dreidrahtauflösung $\sigma_{t_{tripl}}$ mit $t_{tripl} = (t_{i+1} + t_{i-1})/2 - t_i$ dreier aufeinanderfolgender Drähte $i-1, i, i+1$ untersucht. Bei für jeden Draht gleicher Auflösung σ_t ist diese gegeben durch $\sigma_t = \sqrt{2/3} \sigma_{t_{tripl}}$. Abbildung 3.6 zeigt σ_t für jeden Draht in einem typischen Sektor. Man erkennt, daß die Auflösung, bis auf einen leichten Anstieg zu größeren Drahtnummern hin, konstant über den gesamten Bereich der Kammer ist. Sie ist mit ca. 0.8 ns entsprechend etwa $40 \mu\text{m}$ fast dreimal so gut wie für Teilchenspuren aufgrund der nicht vorhandenen Landaufluktuationen. Der Anstieg der Auflösung ist durch die Zunahme der Diffusion aufgrund der mit radialem Abstand zunehmenden Driftstrecke bedingt.

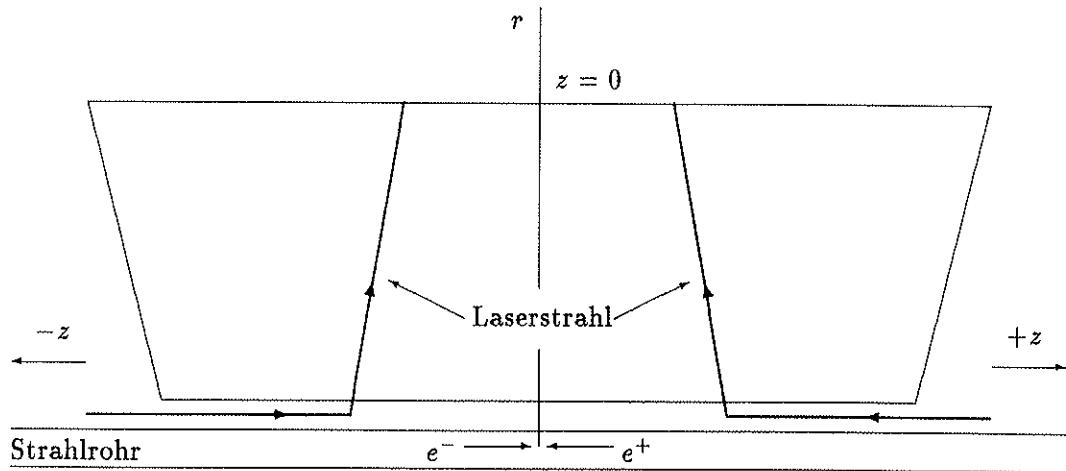


Abbildung 3.5: Verlauf der Laserstrahlen in der r - z -Ebene der Jetkammer. Der Laserstrahl bei $+z$ verläuft unter $\phi = +3.75^\circ$ zur Anodenebene, der bei $-z$ unter $\phi = -3.75^\circ$ (entnommen aus [NEU 90]).

Bestimmung der elektronischen Zeitversätze (t_0)

Da die Signale an beiden Drahtenden (H- und S-Seite) ausgelesen werden, sind für beide Seiten die für jeden Draht individuellen elektronischen Zeitversätze zu bestimmen. Aufgrund der geraden Ausbreitung des Laserstrahls hängen die gemessenen Driftzeiten $T_{\pm\phi}^{H,S}$ linear von der Drahtnummer i ab:

$$\begin{aligned} T_{+\phi}^{H,S} &= A_+^{H,S} \cdot i + B_+^{H,S} + t_0^{H,S}(i) + t_{st} \\ T_{-\phi}^{H,S} &= A_-^{H,S} \cdot i + B_-^{H,S} + t_0^{H,S}(i) - t_{st} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Hierbei sind $A_{\pm}^{H,S}$, $B_{\pm}^{H,S}$ Konstanten, die vom Strahlweg durch den Sektor abhängen, $t_0^{H,S}(i)$ sind die gesuchten Zeitversätze und t_{st} der zusätzliche Beitrag aufgrund des Drahtversatzes. Je nach Einschußseite trägt der Drahtversatz mit unterschiedlichem Vorzeichen bei. In Anhang B wird gezeigt, daß dieser Ansatz die gemessene Driftzeit vollständig beschreibt. Bildet man die Summe

$$\begin{aligned} \bar{T}^{H,S} &= \frac{1}{2} (T_{+\phi}^{H,S} + T_{-\phi}^{H,S}) \\ &= A \cdot i + B + t_0^{H,S}(i) \end{aligned} \quad (3.2)$$

fallen die Beiträge aufgrund des Drahtversatzes heraus. Wie in Anhang B gezeigt wird, sind nun für beide Ausleseseiten die Geradenparameter identisch.

Zur Bestimmung der Zeitversätze werden über typischerweise 200 Ereignisse¹ die Driftzeiten gemittelt und dann aus den zwei Meßreihen bei $\pm\phi$ die obigen Summen gebildet. Die Residuen der Geradenanpassung an $\bar{T}^{H,S}$ sind dann die gemessenen Zeitversätze. Abbildung 3.7 zeigt die so gewonnenen Zeitversätze in einem Sektor. Bei einer Größenordnung von im Mittel einigen Nanosekunden, stellen sie keine vernachlässigbare Größe dar; die Zeitversätze müssen korrigiert werden. Der statistische Fehler Δt_0 der t_0 -Bestimmung liegt mit $\Delta t_0 = \sigma_t / \sqrt{N}$ und den Werten von $\sigma_t = 0.8 \text{ ns}$ und $N = 200$ bei 0.06 ns . Dieses Resultat erhält man auch, wenn man die Zeitversätze

¹nach Schnitten auf die Datenqualität

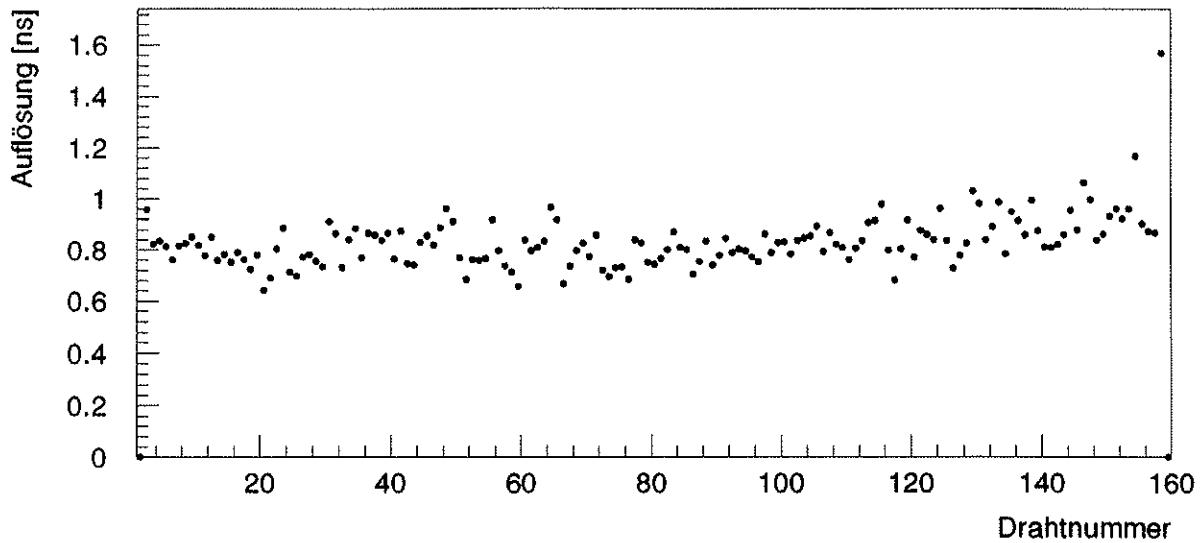


Abbildung 3.6: *Ortsauflösung bei Ionisation mit Laserspuren als Funktion der Drahtnummer*

vergleicht, die mit unterschiedlicher Ereigniszahl bestimmt wurden. Durch die Geradenanpassung bedingt, gibt es noch eventuell globale und linear mit der Drahtnummer variiierende Abweichungen von den "wahren" Zeitversätzen. Diese werden durch die Kalibration mit e^+e^- -Daten bestimmt.

Weitere Abweichungen treten durch Driftfeldinhomogenitäten an den radialen Sektorgrenzen auf. Diese lassen sich durch theoretische Rechnung ermitteln, die absolute Größe dieser Abweichung kann aber nur durch eine Messung ermittelt werden. Daten, die nicht durch den Vorgang der Elektronendrift beeinflusst sind, lassen sich durch Anlegen eines elektronisch erzeugten Pulses an die Vorverstärker an den Signaldrahtenden erzeugen. Diese sogenannten Pulserdaten enthalten dann immer noch die elektronischen Zeitversätze. Da der Puls von einer Einheit auf alle Vorverstärker gegeben wird, hängt auch in diesem Fall, nach Korrektur der Kabelwege von der Pulsereinheit zu den Vorverstärkern, die gemessene Signalzeit wie in Gl. 3.2 linear von der Drahtnummer ab. Die gesuchten Zeitversätze sind wiederum die Residuen einer Geradenanpassung an die gemessenen mittleren Signalzeiten.

Wendet man die mit dem Pulserystem gewonnenen Zeitversätze auf die mittleren mit dem Laser erzeugten Driftzeiten an, korrigiert auf den mechanischen Drahtversatz und betrachtet dann die Residuen einer Geradenanpassung, können die verbleibenden Unterschiede in den Zeitversätzen beurteilt werden. In Abbildung 3.8 ist dies dargestellt, einmal mit und einmal ohne Magnetfeld während der Laserdatennahme.

Deutlich sind an den äußeren Drähten Abweichungen zu erkennen, die bei eingeschaltetem Magnetfeld größer sind. Durch den Lorentzwinkel bedingt, verläuft der Driftweg in inhomogenen Feldbereichen. Mit Hilfe der so festgestellten Größenordnung der Abweichung konnten die Parameter für die Feldrechnungen festgelegt werden [HAU 90]. Da bei eingeschaltetem Magnetfeld mehr Drähte durch Inhomogenitäten betroffen sind, werden zur Bestimmung der Zeitversätze Meßreihen bei ausgeschaltetem Magneten verwendet.

Weiterhin erkennt man auch Abweichungen im Bereich der Drahtnummer 110–120, die nicht auf Feldinhomogenitäten zurückzuführen sind. Dazu wurden die mit dem Pulser- und die mit dem Lasersystem berechneten Zeitversätze auf hochenergetische Myonspuren aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ angewendet. Die aus Laserdaten bestimmten Zeitversätze ergaben eine deutlich bessere Impulsauflösung als die von Pulserdaten stammenden.

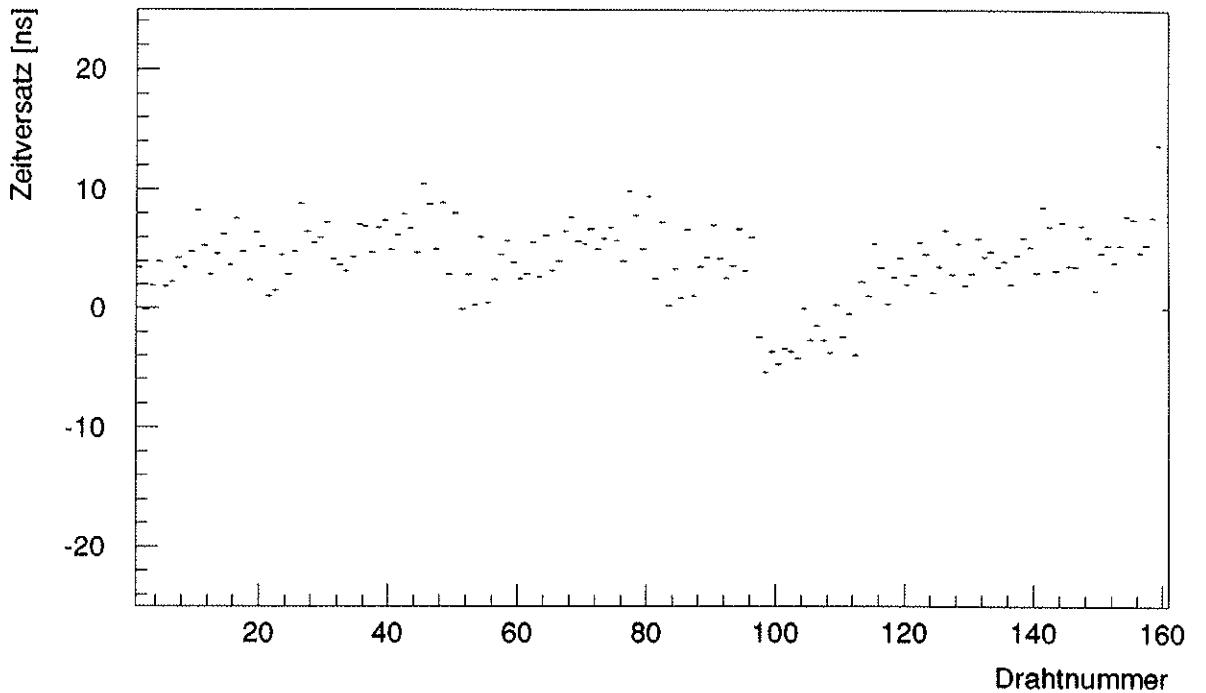


Abbildung 3.7: Elektronische Zeitversätze t_0 für jeden Draht im Sektor 14

3.4 Simulation von OPAL-Ereignissen

Die Beschreibung und die Vorhersage der in den vielen Komponenten des OPAL-Detektors gemessenen Signale ist mit einfachen, analytischen Ausdrücken nicht möglich. Diese können außerdem nicht die statistische Natur der aufgezeichneten Ereignisse wiedergeben. Daher bedient man sich Computerrechnungen, die Ereignis für Ereignis die im Detektor ablaufenden Prozesse simulieren. Die Simulation eines Prozesses beruht darauf, mit Hilfe von Zufallszahlen eine Variante dieses Prozesses gemäß seiner Häufigkeitsverteilung auszuwählen.

Man unterscheidet zwischen der Ereignissimulation, in dem der dem Ereignis zugrundeliegende Reaktionsmechanismus nachvollzogen wird und der Detektorsimulation, in der die messbaren Signale der im Ereignis produzierten Teilchen simuliert werden.

Ereignissimulation

Die Simulation multihadronischer Ereignisse lässt sich in zwei Schritte unterteilen, die Bestimmung der Anfangskonfiguration aus Quarks und Gluonen und die Fragmentation, bei der die Quarks und Gluonen in farblose Objekte umgesetzt werden.

Der erste Schritt zur Berechnung des Anfangszustandes ist die Simulation von Bremsstrahlung der einlaufenden Elektronen (Positronen). Anfangsbremsstrahlung reduziert die Energie im hadronischen System und ändert die Orientierung des Quark-Antiquarkpaars. Daran schließt sich die Behandlung der Gluonabstrahlung der Quarks an. Wegen fehlender störungstheoretischer Rechnungen in höheren (dritten) Ordnungen von α_S zur Gluonbremstrahlung der Quarks, wird zur Zeit die Anfangskonfiguration mit einem Parton-Schauer-Ansatz bestimmt. Dieser stammt aus einer Behandlung des Problems unter alleiniger Berücksichtigung aller "führender Logarithmen". Dieser Ansatz ergibt die korrekten Raten der in einem Ereignis beobachteten Jets wieder.

Die Formation von Hadronen aus Quarks und Gluonen entzieht sich wegen der Größe der starken

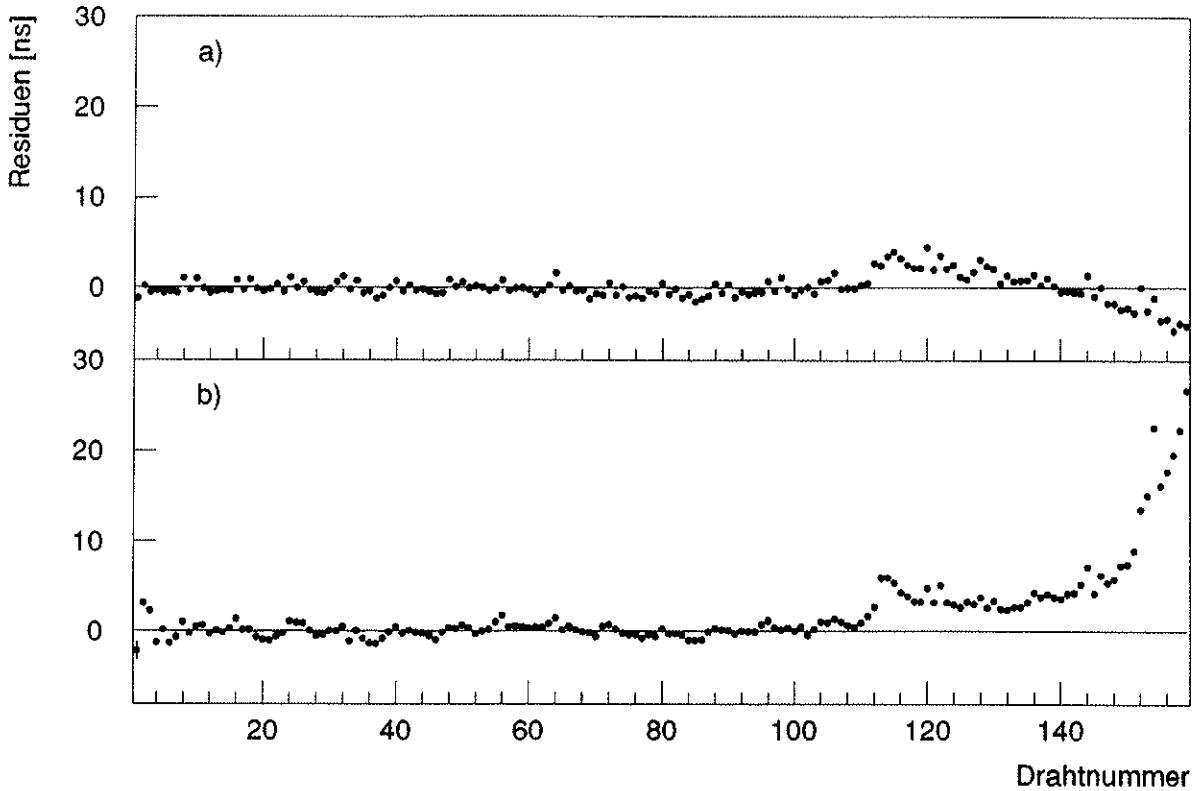


Abbildung 3.8: Residuen einer Gradenanpassung an Laserspuren: a) ohne Magnetfeld b) mit Magnetfeld während der Datennahme. Zur Korrektur der elektronischen Zeitversätze wurden Pulserdaten verwendet. Die horizontale Linie dient nur zur Orientierung.

Kopplungskonstante in diesem Energiebereich ($\sim 1 \text{ GeV}$) einer störungstheoretischen Behandlung. Deshalb benutzt man phänomenologische Modelle, die die Idee verfolgen, durch Bildung weiterer Quark-Antiquarkpaare $q\bar{q}$ mit dem primären Quark Q ein farbloses Hadron $h = Q\bar{q}$ zu formen. Dieser Prozeß läßt sich nun iterativ auf das verbleibende Quark q anwenden. Der Anteil z , den das Hadron h vom Quark Q an Energie und longitudinalem Impuls übernimmt, wird durch eine Wahrscheinlichkeitsfunktion $f(z)$, $z \in [0, 1]$ beschrieben. Der verbleibende Anteil $1 - z$ geht auf das andere Parton q des sekundären Quark-Antiquarkpaars über.

Ein sehr verbreitetes Modell zur Fragmentation ist das String-Modell der Lund Gruppe [SJÖ 86]. Die zwischen den farb-geladenen Quarks und Gluonen der Anfangskonfiguration verlaufenden Farbfeldlinien haben die Form von Bändern, sogenannten Strings. Dem Prozeß der $q\bar{q}$ -Entstehung entspricht das Aufbrechen des Strings.

Die im Lund-Modell verwendete Fragmentationsfunktion

$$f(z) \propto z^{-1} (1 - z)^a \exp\left(-\frac{b m_\perp^2}{z}\right) ,$$

mit Parametern a und b gemäß Tabelle 3.1 und $m_\perp \approx m_Q$, zeigt für Mesonen aus schweren Quarks (c, b) im Vergleich mit Messungen zu hohe Energieanteile für das schwere Meson. Eine bessere Übereinstimmung mit den Daten zeigt die Peterson Fragmentationsfunktion

$$f(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z}\right)^2}$$

mit $\epsilon = (m_0/m_Q)^2$. Hierbei ist m_Q die Masse des (schweren) Quarks und m_0 eine Referenzmasse. Messungen ergeben für c-Quarks $\epsilon_c = 0.055^{+0.035}_{-0.025}$ und für b-Quarks $\epsilon_b = 0.0055^{+0.0045}_{-0.003}$ [CHR 89]. Im Programm JETSET, Version 7.2, ist das Parton-Schauer-Modell zusammen mit der String-Fragmentation implementiert worden. Die Parameter des auch in dieser Arbeit verwendeten Programms sind mit Daten vom OPAL-Detektor optimiert worden [OPAL90c] und in Tabelle 3.1 angegeben.

Parameter	OPAL-Wert
QCD -Skalenparameter Λ	0.29
Schnitt auf invariante Masse [GeV]	1.0
a Parameter in Fragmentationsfunktion	0.18
b Parameter in Fragmentationsfunktion	0.34
Breite der p_t -Verteilung bei Fragmentation	0.37

Tabelle 3.1: *Optimale Parameter für den LUND-Ereignisgenerator Version 7.2*

Ein weiteres Fragmentationsmodell stellt die Cluster-Fragmentation dar. Hier werden aus den nach der Parton-Schauerentwicklung produzierten Gluonen Quark-Antiquarkpaare gebildet. Diese werden dann zu farbneutralen Clustern zusammengefaßt, die gemäß einer Phasenraumverteilung in Resonanzen und dann in bekannte Hadronen zerfallen. Die Computerrealisation dieses Modells stellt das Simulationsprogramm HERWIG, Version 5.4, dar, das ebenfalls mit OPAL-Daten optimiert wurde.

Auf die Besonderheiten der in dieser Analyse benötigten Ereignisgeneratoren wird in den entsprechenden Kapiteln 5 und 6 eingegangen.

Detektorsimulation

Eine sehr präzise Simulation des Detektors beruht auf dem Prinzip, die Bewegung aller von der Ereignissimulation generierter Teilchen in kleinen Schritten durch den Detektor zu verfolgen. Dabei wird das Teilchen allen möglichen Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial unterworfen. Aus der Wechselwirkung mit den aktiven Komponenten des Detektors ergeben sich dann die dort zu erwartenden Signale dieses Teilchens. Das CERN Programmpaket GEANT [GEA 87] stellt die dazu notwendigen Hilfsroutinen zur Verfügung. Außerdem enthält es Hilfsmittel zur Beschreibung der geometrischen Struktur eines Detektors. Die Struktur des OPAL Detektors wird in dem Programm GOPAL [GOP 91] festgelegt. Die Komponenten des Detektors werden sehr genau in dem Programm repräsentiert und damit auch die Verteilung der Materie, mit dem die Teilchen wechselwirken. So wird durch eine Simulation der Entwicklung des elektromagnetischen Schauers die in den einzelnen Bleiglasblöcken deponierte Energie ermittelt. Simuliert man dann noch Nachweisefizienzen des Photomultipliers, erhält man das Signal, das vom elektromagnetischen Kalorimeter ausgelesen würde.

Das Ergebnis der Simulation wird in genau der gleichen Datenstruktur wie die realen Ereignisse abgelegt, so daß simulierte Ereignisse mit den selben Rekonstruktionsprogrammen wie die realen Daten verarbeitet werden. Damit ist ein direkter Vergleich zwischen Simulation und Daten möglich. Außerdem kann das Rekonstruktionsprogramm getestet werden, da mit der Kenntnis des der Simulation zu Grunde liegenden Vorgangs das Ergebnis der Rekonstruktion beurteilt werden kann.

Da dieses Vorgehen sehr rechenzeitintensiv ist, gibt es auch verkürzte Simulationsverfahren. Diese verwenden Parametrisierungen für die Meßwahrscheinlichkeit und die Auflösung der Detektorkomponenten, gemäß derer die vom Ereignisgenerator gelieferten Teilchen als nachgewiesen gelten. Dieses ebenfalls in GOPAL implementierte Verfahren füllt direkt die DST-Datenblöcke.

KAPITEL 4

Isolierte Leptonen

Hochenergetische, von allen anderen Teilchen im Ereignissen räumlich isolierte Leptonen sind in "gewöhnlichen" $q\bar{q}$ -Ereignissen sehr selten. Sie eignen sich daher hervorragend zur Suche nach neuen schweren Teilchen, die leptonische Zerfallsprodukte aufweisen. In dieser Arbeit werden isolierte Leptonen zur Suche nach top-Quark- und nach Leptoquarkproduktion verwendet. Bevor das Isolationskriterium vorgestellt wird, soll auf die Selektion der Ereignisse und der Spuren, deren Isolation zu bestimmen ist, eingegangen werden. Auf isolierte Spuren wird dann die in Kapitel 4.3 diskutierte Elektron- und Myonenidentifizierung angewendet.

Außerdem können aus Leptoquark-Zerfällen hochenergetische Neutrinos hervorgehen. Neutrinos werden nur über den zur Energie- und Impulsbilanz fehlenden Beitrag ("fehlender Impuls") sichtbar. Die Methode zur Bestimmung des "fehlenden Impulses" und damit der Neutrinoenergie und Richtung, sowie die damit mögliche Anwendung des Isolationskriteriums auf Neutrinos wird im Abschnitt 4.4 diskutiert.

4.1 Ereignis- und Spurselection

Ereignisselektion

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten wurden im Jahr 1990 mit dem OPAL Detektor gemessen. In diesem Zeitraum wurde eine integrierte Luminosität von 6.6 pb^{-1} bei 7 verschiedenen Schwerpunktsenergien zwischen 88.2 GeV und 94.2 GeV gesammelt (siehe Tab. 4.1).

Dabei wurde von den in dieser Analyse wichtigen Detektoren Jetkammer, elektromagnetisches Kalorimeter und Vorwärtsdetektor gefordert, daß sie vollständig betriebsbereit waren (Detektorstatus 3). Es wurden etwa 160000 Z^0 -Zerfälle aufgezeichnet.

Aus diesen wurden Ereignisse mit hoher Multiplizität und einem großen Betrag an nachgewiesener Energie, ähnlich multihadronischen Ereignissen, ausgewählt, da der Zerfall von schweren Quarks (top, b') oder Leptoquarks zu Endzuständen mit hoher Multiplizität führt. Selbst Leptoquarkereignisse, die zwei Neutrinos enthalten, besitzen eine mittlere Multiplizität von 12 gut gemessenen (s.u.) Spuren¹. Da außerdem $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse eine natürliche Quelle von isolierten Leptonen darstellen, sollten sie durch die Ereignisselektion abgetrennt werden.

¹ zum Vergleich: 18.5 in multihadronischen Ereignissen

\sqrt{s}	88.2	89.2	90.2	91.2	92.2	93.2	94.2
integ. Luminosität [nb^{-1}]	486	639	389	3513	460	585	565

Tabelle 4.1: Integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie

Die Selektion geschieht in zwei Schritten:

Zuerst sind gut gemessene Spuren und Kalorimetercluster aus der primären Wechselwirkung der e^+e^- -Annihilation auszuwählen, damit die Eigenschaften des Ereignisses (Multiplizität, Gesamtenergie, usw.) nicht durch Fehlmessungen oder sekundäre Spuren verfälscht werden. Für Spuren im Zentraldetektor wird gefordert:

- Mehr als 50% der möglichen Meßpunkte einer Spur in der Jetkammer sind der Spur zugeordnet worden, mindestens jedoch 20 Meßpunkte.
- Die Spuren stammen vom Wechselwirkungspunkt, d.h. der kleinste Abstand der Bahnkurve zum Wechselwirkungspunkt in der $r\phi$ -Ebene ($|d_0|$) ist kleiner als 2.5 cm . Entlang der Strahlachse ist der Abstand ($|z_0|$) kleiner als 50 cm .
- Für den Transversalimpuls gilt $p_{\perp} > 100\text{ MeV}$.

Cluster im Elektromagnetischen Kalorimeter müssen eine Mindestenergie von 170 MeV im zentralen Bereich und von 250 MeV im Endkappenbereich aufweisen. Dadurch liegen sie über dem Rauschniveau der Kalorimeterkomponenten. Für Cluster im Hadronkalorimeter wird eine Mindestenergie von 600 MeV gefordert, die im inneren Endkappenbereich (pole tip) auf 3 GeV hochgesetzt ist. Da im Hadronkalorimeter sowohl über die Streifen- als auch die Padauslese die Energie eines Teilchen nachgewiesen wird, werden, zur Vermeidung des Mehrfachnachweises, nur die von den Pad-Signalen gebildeten Cluster verwendet. Manche Kalorimeterzellen im elektromagnetischen und im Hadronkalorimeter können aufgrund von Defekten noch höherenergetische Signale vortäuschen. Da dies insbesondere die Messung der Energiebilanz stören würde, sind diese Zellen von der Analyse auszuschließen. Aus Ereignissen, die nur aufgrund des erwähnten Zufallstriggers aufgezeichnet wurden, lassen sich Listen solcher Zellen und der Zeiträume, in denen sie gestört waren, gewinnen.

Ausgehend von den so selektierten Spuren und Clustern wird zur Selektion der Ereignisse gefordert:

- Mehr als 5 Spuren im Zentraldetektor
- Die Summe der Impulsbeträge muß 10 GeV überschreiten
- Mehr als 8 Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter
- Die Summe der Energie im elektromagnetischen Kalorimeter muß 10 GeV überschreiten
- Der Polarwinkel der Ereignisachse θ_{thrust} , definiert durch die Thrustachse, soll $|\cos \theta_{thrust}| < 0.9$ erfüllen. Dies gewährleistet, daß das Ereignis im Akzeptanzbereich des Detektors liegt. Der Thrust, definiert in Anhang A, wurde unter Benutzung von Spuren und Clustern berechnet.

Dadurch wurden aus der ursprünglichen Menge von etwa 160 000 sichtbaren Z^0 -Zerfällen 124 459 Ereignisse selektiert.

Spurselection

Um zu gewährleisten, daß die Isolation von Spuren korrekt bestimmt wird, sind weitere Forderungen an die Güte der Spurrekonstruktion zu stellen. Diese Kriterien sollen nun diskutiert werden.

Ein Problem der Spurrekonstruktion sind eng benachbart liegende Spuren, da durch die Überlagerung der Ionisationspulse eine Verschlechterung der Auflösung bedingt ist. Von isolierten Spuren

kann man daher erwarten, daß ihre Spurparameter besser gemessen sind. Durch härtere Schnitte auf die Spurqualität können schlecht gemessene Spuren aus einer dichten Jetumgebung, die isolierte Spuren vortäuschen könnten, ausgeschlossen werden.

Es wurde deshalb gefordert, daß die Rekonstruktion nicht zu falsch rekonstruierten, zu hohen Impulsen führt, die deutlich größer als die Strahlenergie sind. Verlangt wurde $p < 70 \text{ GeV}$, was bei einer Impulsauflösung von etwa 11 GeV für hochenergetische Spuren einer Abweichung von mehr als zwei Standardabweichungen entspricht. Weiterhin wurde zur Selektion gut gemessener Spuren verlangt, daß sie mit einem zugehörigen Signal im elektromagnetischen Kalorimeter assoziiert wurden. Dies ist vor allem im Hinblick auf ein Rekonstruktionsproblem im Zentraldetektor zu fordern. Probleme bei der Messung der Ladungsdifferenz der Ionisationspulse, die an den beiden Signaldrahtenden der Jetkammer ausgelesen werden, führen zu Unsicherheiten in der Polarwinkelmessung. Deshalb wurde auch zusätzlich die Forderung an die Nähe zum Wechselwirkungspunkt entlang der Strahlachse zu $|z_0| < 20 \text{ cm}$ verschärft.

Dieses Rekonstruktionsproblem ist nicht in der Simulation des OPAL Detektors enthalten, so daß die Berechnung der Effizienzen der Spurqualitätsschnitte nicht mit den simulierten Daten erfolgen kann. Der Anteil isolierter Spuren, der diesen Bedingungen genügt, muß daher mit Hilfe der Daten berechnet werden. Dafür geeignet sind Ereignisse vom Typ $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, da τ 's zu 86% in ein geladenes Teilchen ($+\nu\bar{\nu}$ +Neutrale) zerfallen. Es sind also isolierte Spuren in einem breiten Impulsspektrum vorhanden. Selektiert man aus einer vorselektierten Menge von $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen solche mit genau zwei Spuren und zwei elektromagnetischen Clustern aus, sind die Spuren mit Sicherheit isoliert. Wendet man auf diese nun die Spurselection an, erhält man den in Abbildung 4.1 dargestellten Verlauf der Selektionseffizienz als Funktion des Teilchenimpulses.

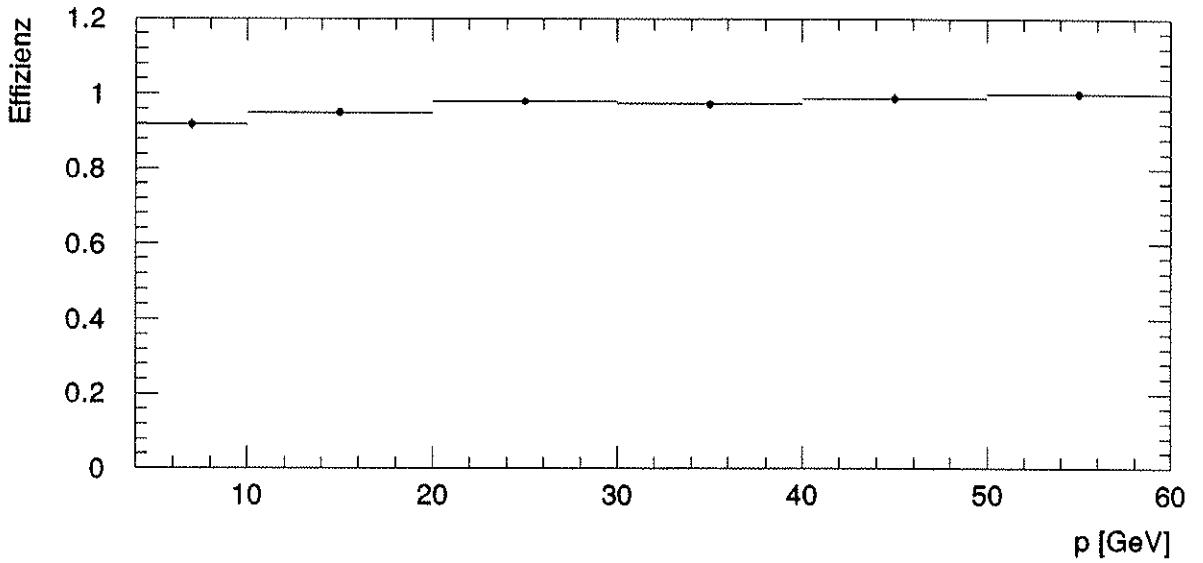


Abbildung 4.1: Spurselectionseffizienz als Funktion des Teilchenimpulses, bestimmt mit $\tau^+\tau^-$ -Ereignissen

Der Abfall der Effizienz bei niedrigen Impulsen ist auf die durch Vielfachstreuung stärker gestörte Teilchenbahn und damit größere Unsicherheit der Extrapolation zum elektromagnetischen Kalorimeter zurückzuführen. Die Selectionseffizienz für Leptonspuren aus Leptoquark- oder top-Quark-Zerfällen wird durch Mittelung über das Impulsspektrum dieser Leptonen bestimmt. Für Elektron- oder Myonspuren aus Leptoquark-Zerfällen ist diese z.B. 96.7%. Im weiteren wird die Effizienz als konstant angenommen. Als Maß für den systematischen Fehler der Spurselection dient

die Variation der Effizienz über den jeweils betrachteten Impulsbereich der Leptonen (z.B. 1.8% für Leptoquarks).

Durch den Schnitt $p < 70 \text{ GeV}$ werden ca. 3% der Spuren in Ereignissen vom Typ $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ verworfen. Da der Anteil von hochenergetischen Spuren ($p > 40 \text{ GeV}$) in Leptoquarkereignissen bei höchstens 3% liegt, ist die Reduktion der Effizienz durch diesen Schnitt vernachlässigbar.

Die Effizienz kann sich durch eine zweite Spur im selben Sektor der Jetkammer aufgrund der dann möglichen gegenseitigen Beeinflussung der Ionisationspulse leicht verringern. Nicht isolierte Spuren aus $\tau^+ \tau^-$ -Ereignissen, die wegen des kleinen Öffnungswinkels in Tau-Zerfällen einen Extremfall darstellen, zeigen eine um etwa 6% geringere Spurselektionseffizienz gegenüber den isolierten Spuren in diesen Ereignissen. Der Anteil der isolierten Spuren aus Leptoquarkzerfällen z.B., die eine weitere Spur im selben Sektor der Jetkammer aufweisen ist mit ca. 2% allerdings gering. Damit ist der Effekt aufgrund des möglichen Spurüberlapps vernachlässigbar.

4.2 Isolationskriterium

Bei top-Quarks geht das geladene Lepton aus dem semileptonischen Zerfall $t \rightarrow b l \bar{\nu}_l$ hervor, es hat also typischerweise einen Impuls von einem Drittel der Strahlenergie, 15 GeV . Leptoquarks zerfallen in ein Quark und ein geladenes oder neutrales (ν) Lepton, was einen typischen Leptonimpuls von mehr als 20 GeV zur Folge hat. In beiden Fällen sind die Leptonen also sehr energiereich. Die Quarks werden als eng kollimierte Jets sichtbar. Wegen der zu erwartenden großen Masse der Mutterteilchen findet der Zerfall fast in Ruhe statt, die Zerfallsprodukte Lepton und Jets sind über große Raumwinkelbereiche verteilt. Das Lepton ist damit räumlich isoliert von den Jets im Ereignis.

Beide Eigenschaften lassen sich zusammenfassen in einer Variable ρ , definiert durch

$$\rho = \min_{j \in \{j_{\text{ets}}\}} [E_l (1 - \cos \Theta_{l,j})]^{1/2}. \quad (4.1)$$

Sie enthält die Leptonenergie E_l und den Separationswinkel $\Theta_{l,j}$ zwischen Lepton l und Jet j , wobei natürlich der nächstliegende Jet zu wählen ist.

Zur Bestimmung der Jetkonfiguration in einem Ereignis sind sogenannte Jetalgorithmen entwickelt worden, die anhand eines Abstandsmaßes entscheiden, ob Teilchen oder Teilchengruppen, sogenannte Cluster, zusammengefaßt werden dürfen, also zu einem Jet gehören. Hier wurde der von der LUND-Gruppe entwickelte Algorithmus LUCLUS [LUND89] verwendet. Er benutzt das Abstandsmaß

$$d^2(p_i, p_j) = \left(\frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|} \right)^2 (1 - \cos \Theta_{i,j}),$$

gebildet aus den Impulsen \vec{p}_i, \vec{p}_j zweier Teilchen oder Cluster. Überschreitet der Abstand $d(p_i, p_j)$ zwischen *allen* Clustern (eventuell nur aus einem Teilchen bestehend) einen Grenzwert d_{join} (hier 2.5 GeV), werden diese als endgültige Jetkonfiguration angesehen.

Bei der Anwendung des Jetalgoritmus auf die ρ -Bestimmung werden aus Spuren und Clustern² im elektromagnetischen Kalorimeter Jets gebildet. Dadurch erhält man ein besseres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis als bei alleiniger Verwendung von Zentraldetektorspuren, da durch Wegfall der neutralen Komponente eines multihadronischen Ereignisses (der Untergrund) isolierte Spuren vorgetäuscht werden können. Elektronen und Myonen aus Signalereignissen (Leptoquark, top) sind aber gegenüber allen Teilchen im Ereignis isoliert.

Weiterhin ist der Spurkandidat, dessen Isolation auszurechnen ist, von der Jetbildung auszuschließen. Andernfalls würde er entweder die Richtung des benachbarten Jets verfälschen oder sogar Hauptbestandteil eines Jets bilden. Der ρ -Wert würde zu klein sein oder verschwinden.

² von Bleiglasblöcken, nicht zu verwechseln mit Teilchenclustern

Aus dem gleichen Grunde ist zu fordern, daß die von dem Teilchen, insbesondere Elektronen, im elektromagnetischen Kalorimeter produzierten Cluster ebenfalls von der Jetbildung auszuschließen sind. Deshalb werden alle Cluster, die näher als 15 mrad im Azimuth- und 80 mrad im Polarwinkel zur extrapolierten Position der Spur am elektromagnetischen Kalorimeter sind, von der Jetbildung ausgeschlossen. Die Effizienz dieser Selektion wird im Zusammenhang mit der Leptonidentifizierung besprochen.

Da Jetalgorithmen Rechenzeit aufwendig sind, werden nur Spuren mit einem Impuls $p > 4 \text{ GeV}$ betrachtet. Für die Spuren, die den obigen Qualitätsschnitten genügen, ergibt sich die in Abb. 4.2 dargestellte ρ -Verteilung aller selektierten Spuren in den Daten sowie in simulierten multihadronischen Ereignissen. Zum Vergleich dazu ist die auf eins normierte ρ -Verteilung für Spuren aus Leptoquarkereignissen ($m_\chi = 40 \text{ GeV}$) dargestellt. Sie zeigt einen großen Anteil isolierter Spuren

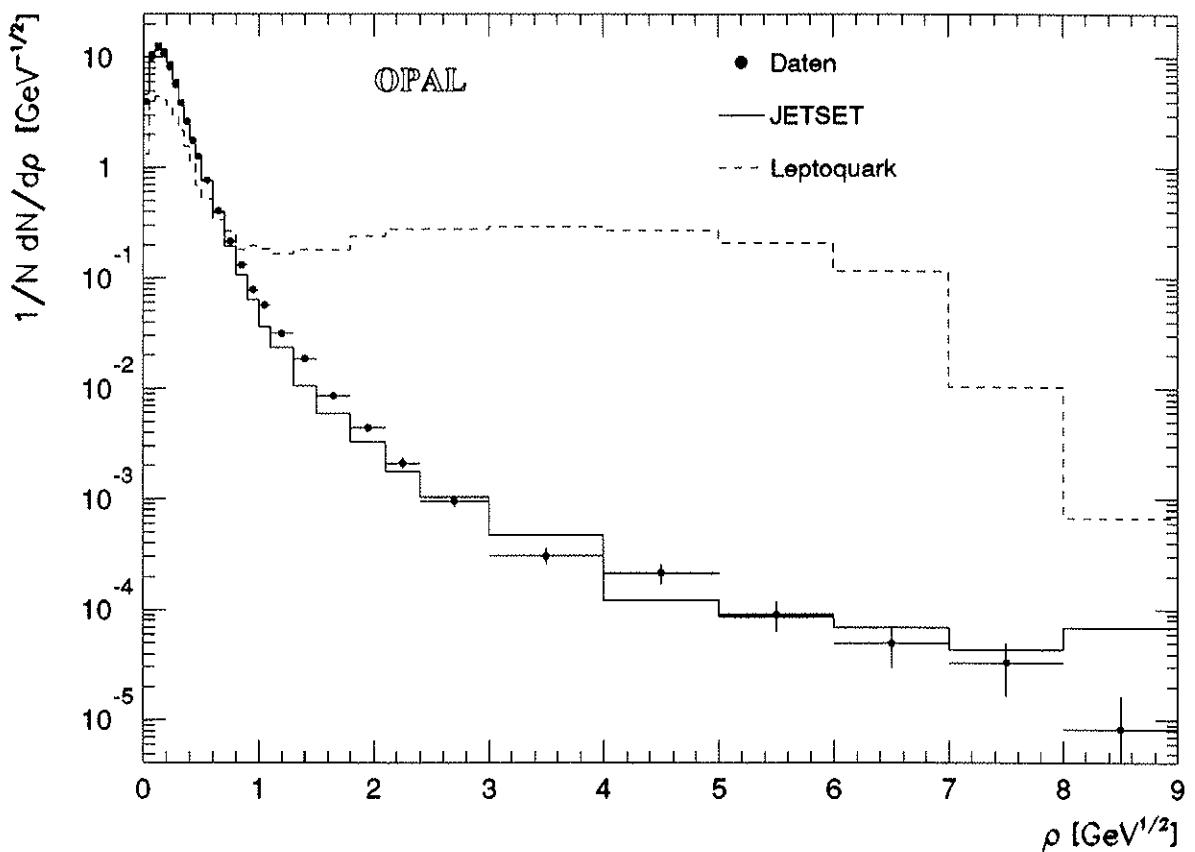


Abbildung 4.2: Inklusive ρ -Verteilung aller Spuren, die den Qualitätsschnitten genügen, normiert auf die Zahl der selektierten Ereignisse (mehrere Einträge pro Ereignis) für OPAL-Daten, simulierte multihadronische Ereignisse sowie für Leptoquarkereignisse.

(große ρ -Werte), im Gegensatz zu multihadronischen Ereignissen. Hier fällt die Verteilung steil mit wachsendem ρ ab und flacht für große ρ -Werte ab, aufgrund von Jets, die aus nur einer Spur bestehen (siehe dazu Kap. 6.4). Der Vergleich zwischen simulierten und realen Daten zeigt, daß dieses Verhalten bei großen ρ -Werten gut von der Simulation wiedergegeben wird. Allerdings zeigt sich für ρ -Werte im Intervall $1 - 2 \text{ GeV}^{1/2}$ eine deutliche Überhöhung der Daten gegenüber der Simulation. Weniger gut sichtbar ist die entsprechend verringerte Zahl an Spuren in den Daten bei niedrigeren ρ -Werten. Der Überschuß ist auf die erwähnten Probleme bei der Polarwinkelmessung der Spuren zurückzuführen. Durch Meßfehler fällt die Richtung der Spur nicht mehr mit der Jet-achse zusammen, die Spur erscheint isoliert. Analysiert man die Isolation von Spuren nur in der

$r\phi$ -Ebene, ist der Effekt nicht zu beobachten. Vergleicht man den Überschuß von etwa 775 Spuren im Bereich $1 < \rho < 2 \text{ GeV}^{1/2}$ mit der Zahl von etwa 390 000 Spuren mit $\rho < 2$, so erhält man einen Anteil von 0.2% der Spuren, die eventuell durch Meßfehler verfälscht sind. Die Migration in andere ρ -Bereiche durch Fehlmessung ist also gering. Außerdem wird eine breite Verteilung, wie sie die Signalereignisse aufweisen, durch diesen Effekt weniger gestört.

Mit dem voreingestellten Wert von d_{join} werden in multihadronischen Ereignissen 35.9% Vier- und 30.1% Fünf-Jetereignisse gefunden. Wegen der großen Zahl von Jets treten im Mittel kleinere Separationswinkel zwischen der betrachteten Spur und dem nächsten Jet und damit auch kleinere ρ -Werte auf. Eine Verdopplung von d_{join} auf 5 GeV bewirkt, daß weniger Jets gefunden werden, so daß sich in multihadronischen Ereignissen die Zahl der Spuren, die $\rho > 1.8 \text{ GeV}^{1/2}$ erfüllen verdoppelt. Dagegen ändert sich in Leptoquarkereignissen der Anteil dieser Spuren nur minimal von 43.5% auf 44%. Durch einen kleinen Wert von $d_{join} = 2.5 \text{ GeV}$ läßt sich also die Zahl der isolierten Spuren in multihadronischen Ereignissen verringern, ohne die Selektionseffizienz für Leptoquarkereignisse nennenswert zu verschlechtern.

Schließlich soll untersucht werden, wie sich ρ mit anderen Isolationsvariablen vergleicht. Die Gegenüberstellung von ρ und einer Variablen, die nur die räumliche Isolation bewertet, ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Bei dieser Variablen handelt es sich um den Winkel $\vartheta_{1 \text{ GeV}}$ zur nächsten Spur oder zum nächsten Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter, die einen Impuls bzw. eine Energie von mehr als 1 GeV aufweisen. In Leptoquarkereignissen erkennt man eine deutliche Korrelation zwischen den beiden Isolationsvariablen. Daran lassen sich die Werte für die Schnitte auf die beiden Variablen ablesen, die zu etwa der gleichen Selektionseffizienz führen (z. B. $\rho > 4 \text{ GeV}^{1/2}$ und $\vartheta_{1 \text{ GeV}} > 70^\circ$). Dagegen ist in simulierten multihadronischen Ereignissen diese Korrelation kaum sichtbar. Man erkennt, daß die Zahl der Ereignisse mit großem ρ und kleinem $\vartheta_{1 \text{ GeV}}$ (Quadrant III) deutlich kleiner ist, als die in der komplementären Ereignisklasse (Quadrant I). Die Variable ρ führt also zu einer deutlich besseren Untergrundunterdrückung als die rein räumliche Isolationsgröße $\vartheta_{1 \text{ GeV}}$.

4.3 Leptonidentifizierung

Unter den, mit Hilfe der ρ -Variable ausgewählten, isolierten Spuren werden nun Leptonkandidaten gesucht. Da diese isoliert sind, ist es möglich mit Hilfe der Daten, anhand von $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ oder $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen, die Effizienz der Leptonidentifikation zu bestimmen.

Elektronidentifikation

Elektronen produzieren eine geladene Spur im Zentraldetektor und deponieren fast ihre gesamte Energie im elektromagnetischen Kalorimeter. Das Verhältnis E/p von Impuls p im Zentraldetektor und Energie E im elektromagnetischen Kalorimeter ist um eins verteilt, gemäß der Auflösung der beiden Detektorkomponenten.

Ein Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter wird einer Spur zugeordnet, wenn der durch Extrapolation ermittelte Eintrittsort der Spur am Kalorimeter näher als 15 mrad in ϕ und 80 mrad in θ zur Clusterposition liegt. Abbildung 4.4 motiviert die Wahl des Assoziationsfensters. Bei mehreren Assoziationen wird der höchstenergetische Cluster gewählt.

Abbildung 4.5 a) zeigt die E/p -Verteilung für isolierte Spuren ($\rho > 1.8 \text{ GeV}^{1/2}$) in den Daten sowie in simulierten multihadronischen Ereignissen. In beiden Fällen besitzt der Großteil der Spuren übereinstimmend ein $E/p < 0.75$. Der Beitrag von Elektronen in den simulierten Ereignissen, der vornehmlich aus dem semileptonischen Zerfall von B-Hadronen stammt, ist durch die schraffierte Fläche dargestellt. Trägt ein weiteres neutrales Teilchen (π^0 's) zu der Energie des elektromagnetischen Clusters bei und wird nicht aufgelöst, so sind Werte von $E/p > 1$ für isolierte

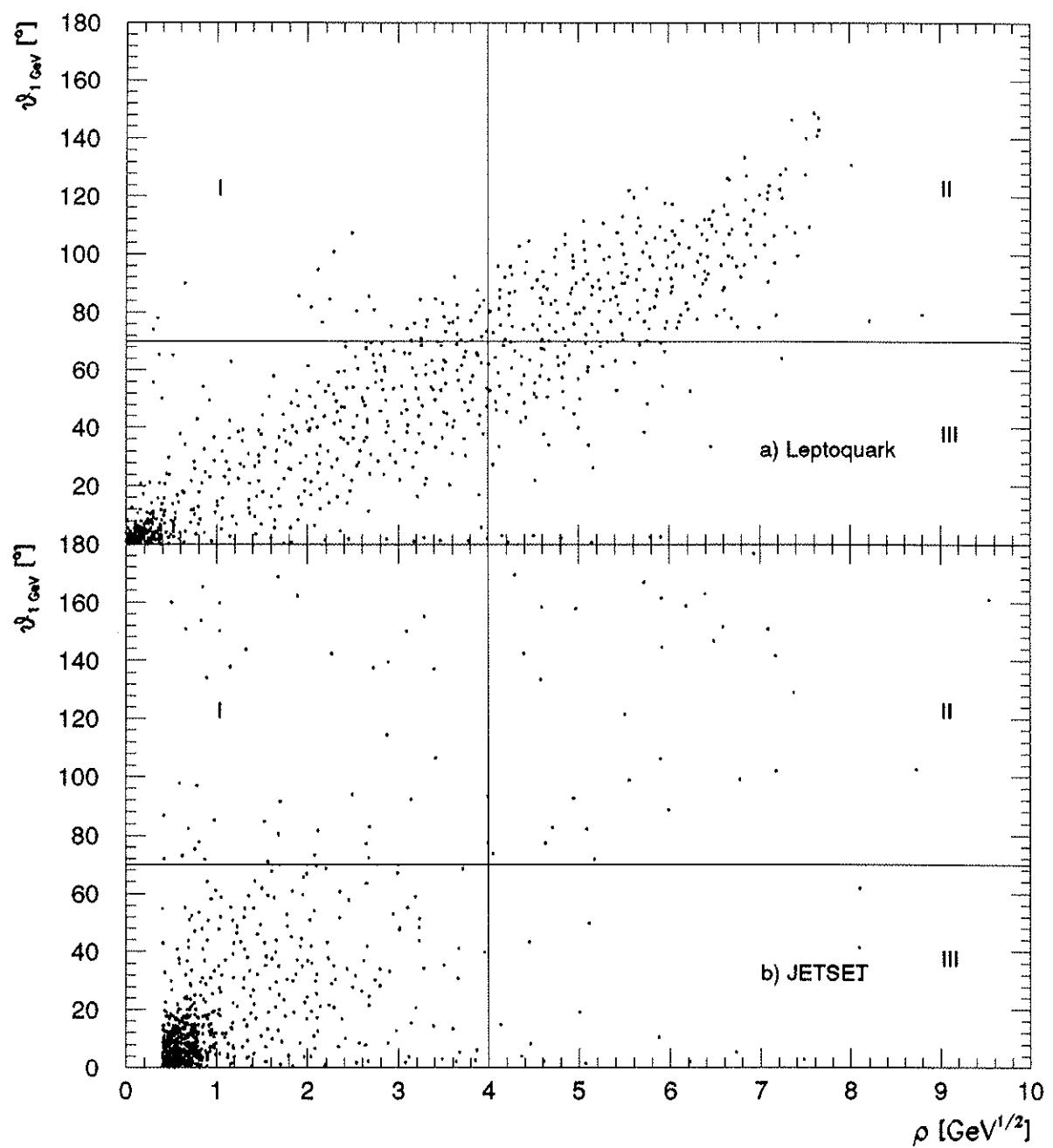


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen ρ und Winkel $\vartheta_{1, \text{GeV}}$ zum nächsten Teilchen (Spur, elektromagnetischer Cluster mit $p > 1 \text{ GeV}$)

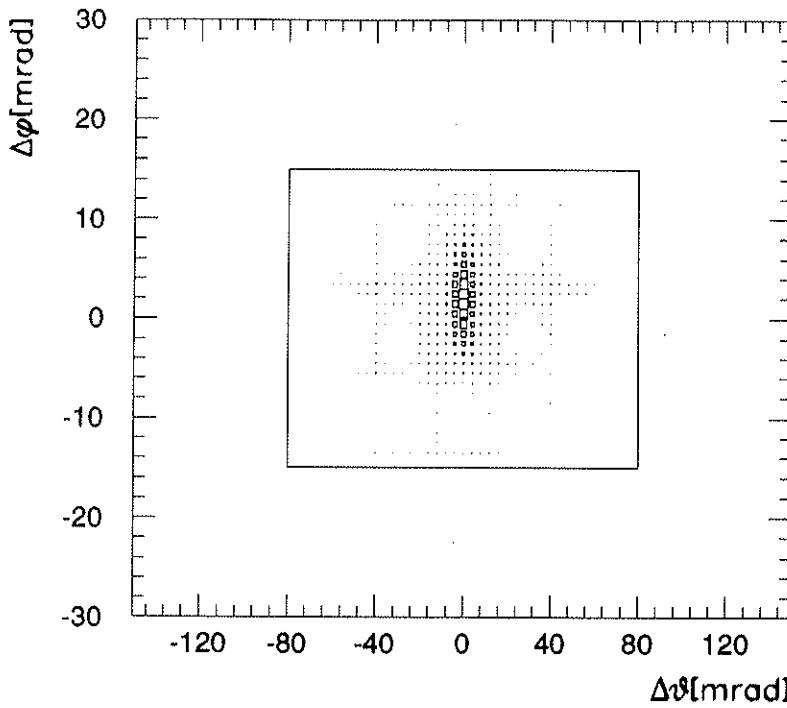


Abbildung 4.4: Winkeldifferenz zwischen elektromagnetischem Cluster und extrapolierte Spurposition in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen.

Spuren möglich, die keine Elektronen sind. Durch die Forderung $0.75 < E/p < 2$ werden im weiteren Elektronkandidaten selektiert.

Die Effizienz dieser Selektion wurde mit Ereignissen bestimmt, die genau zwei Spuren und zwei Cluster aufweisen. Die Cluster müssen in der $r\phi$ -Ebene in einem Winkel von $180 \pm 1^\circ$ zueinander liegen. Dadurch werden $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse verworfen, andererseits lässt die Wahl des Azimuthwinkels Anfangsbremsstrahlung und die Benutzung der Winkel der Cluster Bremsstrahlung der produzierten Elektronen zu. Die noch verbleibenden $\mu^+\mu^-$ -Ereignisse werden durch die Forderung nach einer Gesamtenergie im elektromagnetischen Kalorimeter von mehr als $0.85\sqrt{s}$ eliminiert. Die E/p -Werte in diesen Ereignissen (Abb. 4.5 b) sind um eins verteilt. Außerdem erkennt man eine verbreiterte rechte Flanke, die durch Bremsstrahlung der Elektronen verursacht wird. Dadurch verringert sich der im Zentraldetektor gemessene Impuls, das Photon und das Elektron werden dagegen im elektromagnetischen Kalorimeter nicht getrennt nachgewiesen.

In diesen Ereignissen passieren 89.5% aller Spuren, die den Spurqualitätskriterien genügen, die Elektronselektion. Bei der Spurselection ist der Schnitt $p < 70 \text{ GeV}$ diesmal nicht enthalten, da sonst die E/p -Verteilung verfälscht würde.

Die Impulsabhängigkeit der Selektion wurde mit simulierten Elektronen untersucht. Studien der Arbeitsgruppe zur Identifizierung von Elektronen in multihadronischen Ereignissen zeigen, daß diese Variation von der Simulation korrekt wiedergeben wird, nicht aber der absolute Wert der Effizienz [ROL 90]. Es ergibt sich eine Variation von $\pm 3\%$ im Impulsbereich zwischen 10 GeV und 45 GeV , die zum systematischen Fehler der Elektronselektion gezählt wird.

Da nur Elektronen hochenergetische Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter produzieren, ist nur für sie das Problem des Ausschlusses von Clustern bei der ρ -Bestimmung relevant. Da aber bei der ρ -Bestimmung und Elektronidentifikation identische Assoziationskriterien verwendet werden, werden alle Elektronen mit zugehörigem Cluster außerhalb des Assoziationsfensters nicht als Elektron erkannt und wahrscheinlich mit zu niedrigem ρ -Wert belegt. Die Verluste durch den ρ -Schnitt aufgrund nicht erfolgter Assoziation werden also durch die Ineffizienz der Elektronidentifikation mitberücksichtigt.

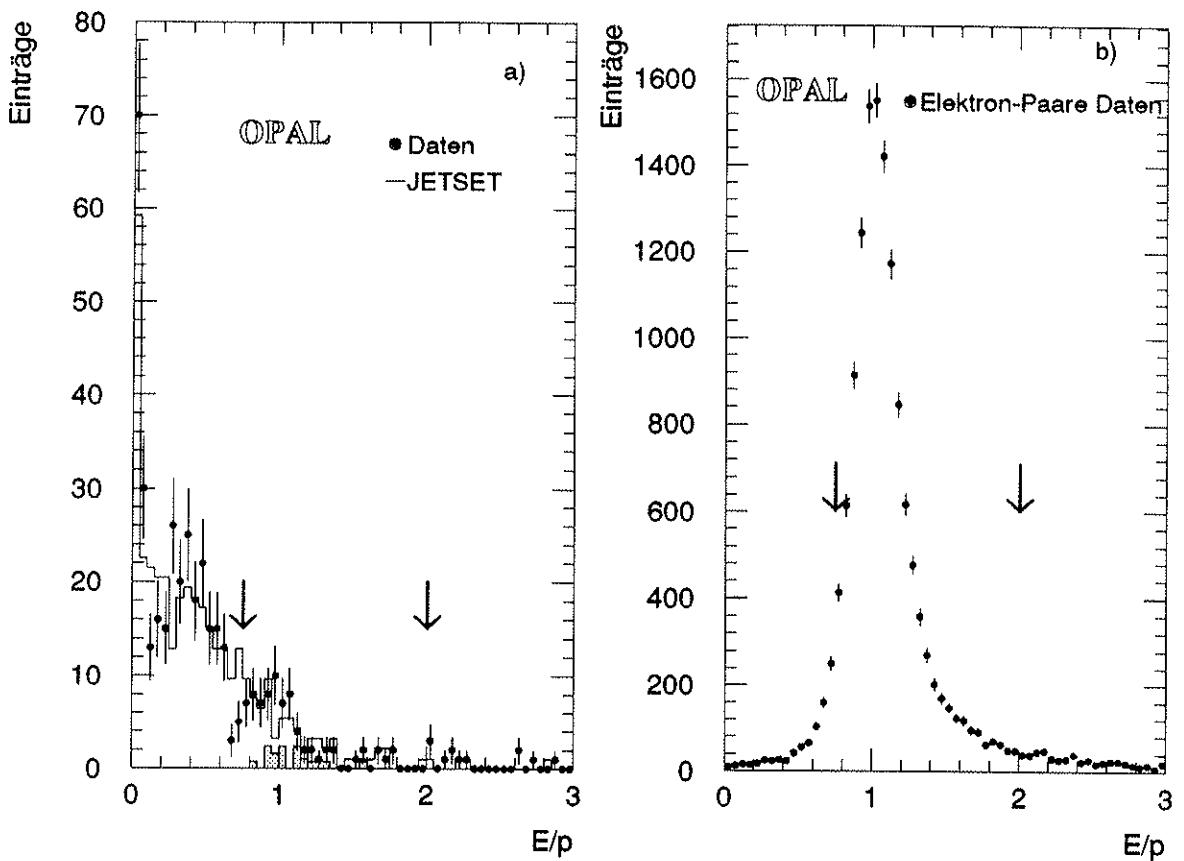


Abbildung 4.5: E/p -Verteilung isolierter Spuren in multihadronischen und in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ -Ereignissen

Myonidentifikation

Als Myonkandidaten gelten Spuren mit einem assoziiertem Signal im Myonnachweissystem, da fast nur Myonen ohne nennenswerte Wechselwirkung große Schichten von Materie (elektromagnetisches Kalorimeter, Eisenplatten des Hadronkalorimeters) durchdringen. Das Myonsignal können Treffer im Hadronkalorimeter, die verträglich mit dem Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens sind, oder Treffer in den Myonkammern oder eine Kombination der beiden sein. Eine Spur wird assoziiert, wenn die extrapolierte Spurposition am Myondetektor mit der Position des Myonsignals innerhalb von 100 mrad im Azimuth übereinstimmt. Die Differenz dieser beiden Winkel ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Auch hier wurde die Effizienz der Selektion direkt mit den Daten bestimmt. Dazu wurden Ereignisse mit genau 2 Spuren und 2 Clustern selektiert. Die skalare Impulssumme muß $0.5\sqrt{s}$ übersteigen, die elektromagnetische Energie kleiner als 10 GeV sein und die Cluster haben einen Winkel von $180 \pm 5^\circ$ einzuschließen. Die mit diesen Ereignissen bestimmte Myonselektionseffizienz ergibt sich zu 86.2%. Die anhand von simulierten Myonspuren untersuchte Impulsabhängigkeit der Selektion zeigt eine Variation von $\pm 3\%$, die wiederum als systematischer Fehler der Selektion gewertet wird.

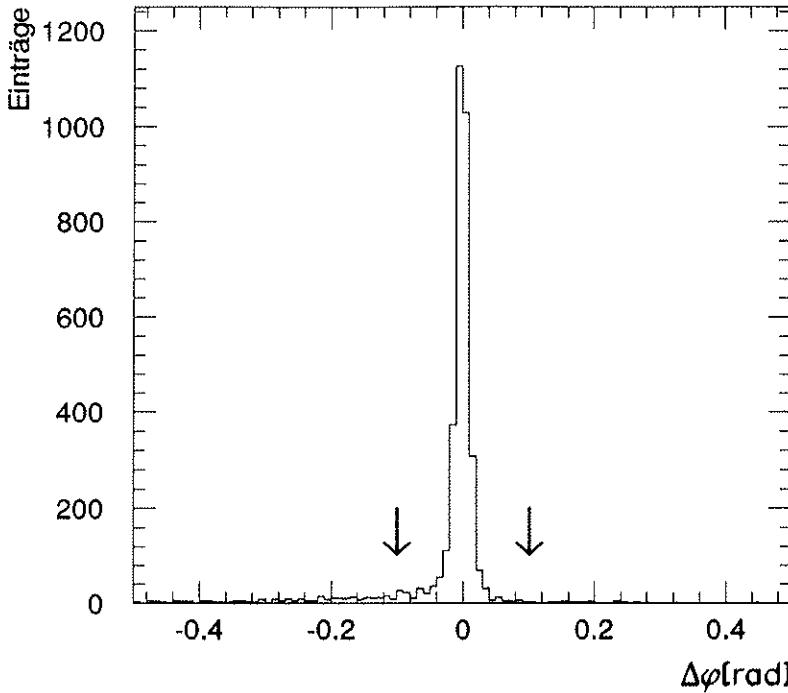


Abbildung 4.6: Winkeldifferenz zwischen Myonsignal und extrapoliertem Spurposition in $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ -Ereignissen.

4.4 Isolierter fehlender Impuls

Die Nachweisfähigkeit aller Detektorkomponenten über fast den gesamten Raumwinkelbereich erlaubt eine gute Messung der Impuls- und Energiebilanz. Deshalb können Fehlbeträge in den Summen

$$\sum_i \vec{p}_i =: -\vec{p}_{miss}$$

und

$$E_{cm} - \sum_i E_i =: E_{miss} ,$$

die alle nachgewiesenen Teilchen einschließen und als fehlender Impuls bzw. als fehlende Energie bezeichnet werden, mit Impuls und Energie von hier nicht nachweisbaren Teilchen wie Neutrinos identifiziert werden.

Allerdings ist zu gewährleisten, daß ein Teilchen nur einmal in der Impuls- und Energiesumme berücksichtigt wird. Im Gegensatz zu neutralen Teilchen produzieren geladene Teilchen sowohl im Zentraldetektor als auch in den Kalorimetern ein Signal. Zur Vermeidung dieses Mehrfachnachweises ist in der OPAL Kollaboration von der Arbeitsgruppe zur Suche nach dem Higgs-Boson ein Algorithmus entwickelt worden, der dieses Problem auf eine globale Weise angeht [OPAL90s].

Für jede Spur im Zentraldetektor wird unter der Annahme, daß es sich um ein Pion handelt, die von diesem Teilchen und dem jeweiligen Impuls zu erwartende Energiedeposition in den beiden Kalorimetern ausgerechnet. Die im wesentlichen lineare Impulsabhängigkeit der Kalorimeterkorrektur wurde mit Simulationsrechnungen gewonnen. Danach deponierten Pionen 32% ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter und 19% im Hadronkalorimeter. Hinzukommen noch kleine quadratische Korrekturen.

Diese Beträge werden dann von der Energie- und Impulssumme in den Kalorimetern wieder abgezogen. Die so korrigierten Größen Gesamtenergie und Gesamtimpuls in den Kalorimetern bilden mit den entsprechenden Größen im Zentraldetektor aller Spuren die Energie- bzw. Impulssumme eines Ereignisses. Abbildung 4.7 zeigt die auf die Schwerpunktsenergie normierte Energiesumme

in multihadronischen Ereignissen, einmal ohne Verwendung des Hadronkalorimeterbeitrags (nur Zentraldetektor und elektromagnetisches Kalorimeter) und einmal mit Hadronkalorimeter. Die Verteilung hat eine gaußförmige Gestalt, wie die entsprechende Anpassung zeigt. Während die sich daraus ergebende mittlere sichtbare Energie bei Hinzunahme des Hadronkalimeters von 87.7% auf 92.5% leicht steigt, bleibt die Breite der Verteilung mit 11.3% konstant. Die mäßige Energieauflösung des Hadronkalimeters verhindert hier eine Verbesserung.

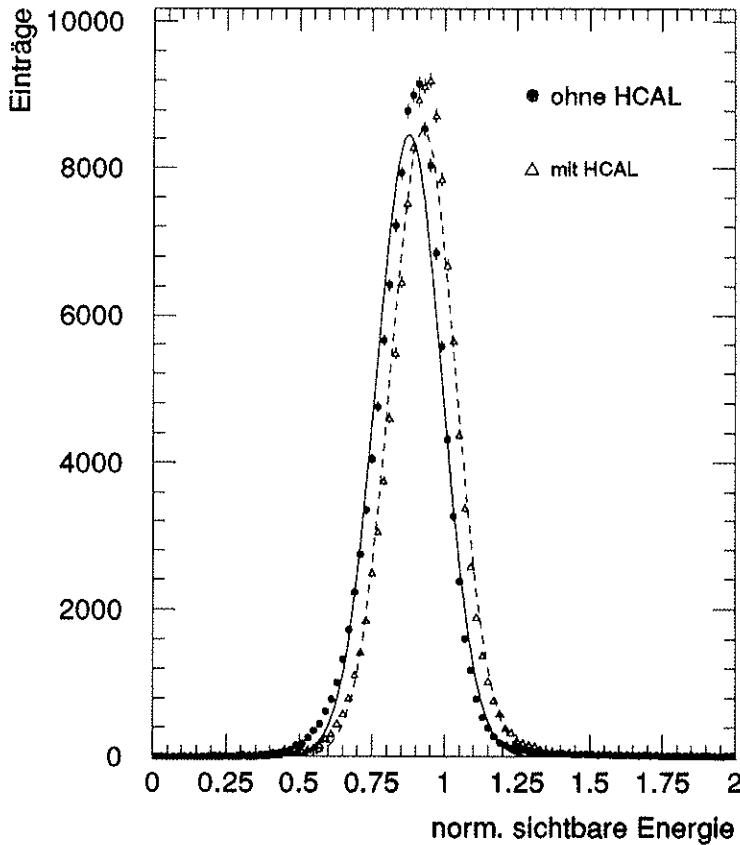


Abbildung 4.7: Normierte sichtbare Energie E_{vis}/E_{cm} in multihadronischen Ereignissen, berechnet nur mit Zentraldetektor und elektromagnetischen Kalorimeter sowie zusätzlich mit Hadronkalorimeter (HCAL); weiterhin sind die angepaßten Gaußkurven eingezeichnet.

Zur Messung des fehlenden Impulses ist weiterhin sicherzustellen, daß nicht durch in die unvermeidlichen Akzeptanzlücken aufgrund des Strahlrohrs entweichende Teilchen fehlender Impuls vorgetäuscht wird. Dies kann z.B. in multihadronischen Ereignissen mit mehr als 2 Jets durch einen in Strahlachse weisenden Jet geschehen. In sogenannten Zwei-Photon-Reaktionen strahlen die einlaufenden Elektronen und Positronen je ein Photon ab, die dann wechselwirken. Sie verschwinden dann im Strahlrohr oder werden eventuell im Vorwärtendetektor nachgewiesen. Die Analysen, die den fehlenden Impuls verwenden, erfordern deshalb eine spezielle Ereignisselektion. Sie folgt der für die Suche nach dem Higgs-Boson entwickelten Selektion [OPAL90s].

Ein Teil der Schnitte dient zur Elimination von Ereignissen mit in Strahlrohrrichtung weisender Aktivität:

- I** Die im Vorwärtendetektor deponierte Energie E_{FDET} darf 2 GeV nicht überschreiten.
- II** Im durch $|\cos \theta| > 0.90$ definierten Raumwinkelbereich darf die im elektromagnetischen Kalorimeter gemessene Energie nicht größer als 35% der gesamten dort deponierten Energie sein.
- III** Der Vektor des fehlenden Impulses darf nicht in den Vorwärtsbereich ($|\cos \theta| > 0.90$) zeigen.

Weitere Schnitte dienen der Abtrennung von Ereignissen, die ebenfalls zu fehlendem Impuls führen. Außerdem führen sie zu einer Anreicherung potentieller Signalereignisse.

IV $\tau^+\tau^-$ -Ereignisse, die wegen der tau-Neutrinos ebenfalls fehlenden Impuls aufweisen, werden durch die Forderung nach sphärischer Ereignisform, d.h. $\text{thrust} < 0.95$, eliminiert. Dies wird nur auf Ereignisse mit einer niedrigeren Multiplizität als 9 Spuren im Zentraldetektor angewendet.

V Ereignisse aus Zwei-Photon-Reaktionen, die vor allem keine ausgeglichene Impulsbilanz für die Komponente entlang der Strahlachse aufweisen, werden durch die Forderung an die Summe der Transversalimpulse $p_T^{\text{vis}} = p_T^{\text{miss}} > 6 \text{ GeV}$ abgetrennt. Diese Forderung reduziert außerdem den hadronischen Untergrund.

VI Schließlich hat in dem Ereignis auch eine verringerte sichtbare Energie vorzuliegen, also $E_{\text{cm}} - E_{\text{vis}} = E_{\text{miss}} > 0$. Nur dann ist ρ für den fehlenden Impuls sinnvoll definiert (s.u.).

Tabelle 4.2 gibt die Zahl der Ereignisse in den Daten sowie in der Simulation nach jedem der Schnitte an.

Der Effekt der Schnitte auf Daten und simulierte Ereignisse ist, bis auf die letzten beiden, gleich. Diese führen zu einem etwa 8%igem Überschuß in den Daten, insbesondere der p_T^{vis} -Schnitt, der auch am stärksten zur Reduktion der Zahl der selektierten Ereignisse beiträgt.

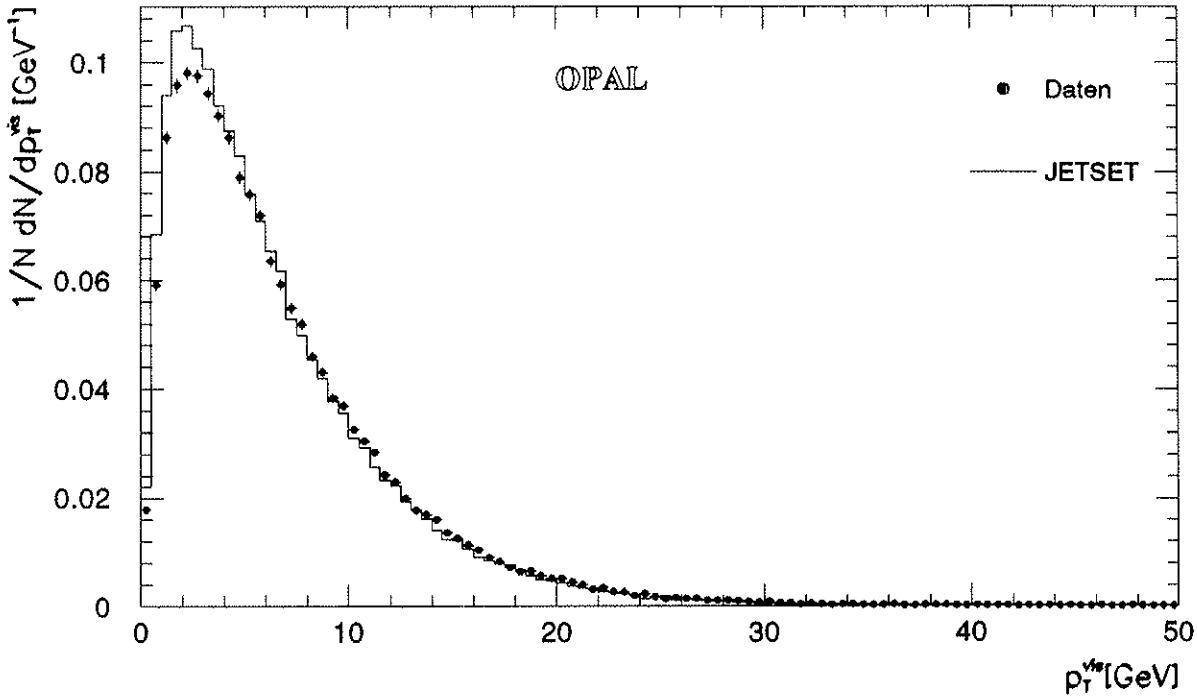


Abbildung 4.8: p_T^{vis} -Verteilung für OPAL-Daten und simulierte multihadronische Ereignisse, normiert auf die Zahl der Datenereignisse vor Schnitten

In Abbildung 4.8 wird die p_T^{vis} -Verteilung in den Daten und den simulierten Ereignissen verglichen. Es zeigt sich, daß die Simulation eine schmalere Verteilung mit kleineren p_T^{vis} -Werten vorhersagt, also eine bessere Kompensation in der Impulssumme annimmt. Dies erklärt den Überschuß der Datenereignisse. Die Signaleffizienzen werden dadurch unterschätzt, die Berechnung ist

Schnitt	Ereignisse in Daten	JETSET Vorhersage
Vorselektion	124 459	
I: $E_{FDET} < 2 \text{ GeV}$	121 860	$122\ 931 \pm 400$
II: $\sum_{ \cos\theta >0.9} E_{ECAL} < 0.35 \sum E_{ECAL}$	118 660	$119\ 438 \pm 390$
III: $ \cos\theta_{pmiss} < 0.9$	108 519	$109\ 956 \pm 374$
IV: $Thr < 0.95$ für $n_{gel} < 9$	107 092	$108\ 626 \pm 371$
V: $p_{\perp}^{miss} > 6 \text{ GeV}$	47 841	$45\ 903 \pm 241$
VI: $E_{miss} > 0$	37 158	$34\ 468 \pm 186$

Tabelle 4.2: *Effekt der Schnitte zur Vorselektion von Ereignissen mit fehlendem Impuls, die JETSET Vorhersage ist auf die Zahl der selektierten Daten normiert*

konservativ.

Für die so selektierten Ereignisse wird nun der ρ -Parameter des fehlenden Impulses berechnet. Abbildung 4.9 zeigt dessen Verteilung in OPAL-Ereignissen sowie in simulierten multihadronischen Ereignissen. Bis auf den Überschuß in den Daten aufgrund der Unterschiede in der Vorselektion zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Die ρ -Verteilung in multihadronischen Ereignissen fällt steil mit wachsendem ρ ab, während simulierte Leptoquarkereignisse, die genau ein hochenergetisches Neutrino aufweisen, eine breite ρ -Verteilung für den fehlenden Impuls zeigen.

Von Interesse ist nun die Auflösung des ρ -Parameters für den fehlenden Impuls, insbesondere in den realen Ereignissen. Dies läßt sich mit multihadronischen Ereignissen untersuchen, die isolierte Photonen aufgrund von Bremsstrahlung der Quarks enthalten. Die Selektion der Photonen ist in [OPAL90d] beschrieben. Wichtig für das weitere ist, daß sich innerhalb eines Winkelbereichs von $\pm 20^\circ$ um das Photon herum keine weitere Aktivität zeigt, die restliche Energie innerhalb dieses Konusses, ohne das Photon, muß null sein. Schließt man dieses Photon von der Berechnung der Impulsbilanz aus, so sollte der sich dann ergebende fehlende Impuls mit dem Photonimpuls übereinstimmen. Das gleiche gilt für den ρ -Parameter des fehlenden Impulses aufgrund des Photonausschlusses. Die Differenz $\Delta\rho_{miss} = \rho_{miss}^{\text{wahr}} - \rho_{miss}$ läßt sich damit berechnen, in dem man für $\rho_{miss}^{\text{wahr}}$ den ρ -Parameter des Photons setzt. Die auf $\rho_{miss}^{\text{wahr}}$ normierte Differenz ist in Abbildung 4.10 a) dargestellt. Der fehlende Impuls und dessen ρ -Parameter wurde sowohl unter Verwendung von nur Zentraldetektor und elektromagnetischem Kalorimeter (offenes Histogramm) als auch mit zusätzlicher Benutzung des Hadronkalorimeter berechnet (schräffiertes Histogramm). In beiden Fällen ergibt sich eine um null zentrierte Verteilung mit einer Breite von etwa 30% (aus Gaußkurvenanpassung). Die Überprüfung der Auflösung von ρ_{miss} in simulierten Ereignissen ist aufgrund der Kenntnis des Neutrinoimpulses, der den fehlenden Impuls verursacht, unmittelbar möglich. Verwendet wurden Ereignisse, bei denen genau ein Leptoquark in ein Neutrino (+Quark) zerfällt. Die so gewonnene Verteilung von $\Delta\rho_{miss}/\rho_{miss}^{\text{wahr}}$ ist in Abbildung 4.10 b) dargestellt. Sie zeigt eine ähnliche Breite wie in den Daten, der Mittelwert ist etwas zu positiven Werten verschoben ($\approx 20\%$). Der ρ -Parameter des fehlenden Impulses wird in der Simulation also eventuell unterschätzt, nicht aber in den Daten. Für die Berechnung der Signaleffizienzen aus der Simulation ist dies also wiederum der ungünstige, konservative Fall.

Der Vergleich der Rekonstruktion des fehlenden Impulses mit bzw. ohne Hadronkalorimeter zeigt keinen signifikanten Unterschied, die Auflösung der sichtbaren Energie und von ρ_{miss} ändert sich nicht. Deshalb wird im weiteren die Energie- und Impulsbilanz parallel mit und ohne Ha-

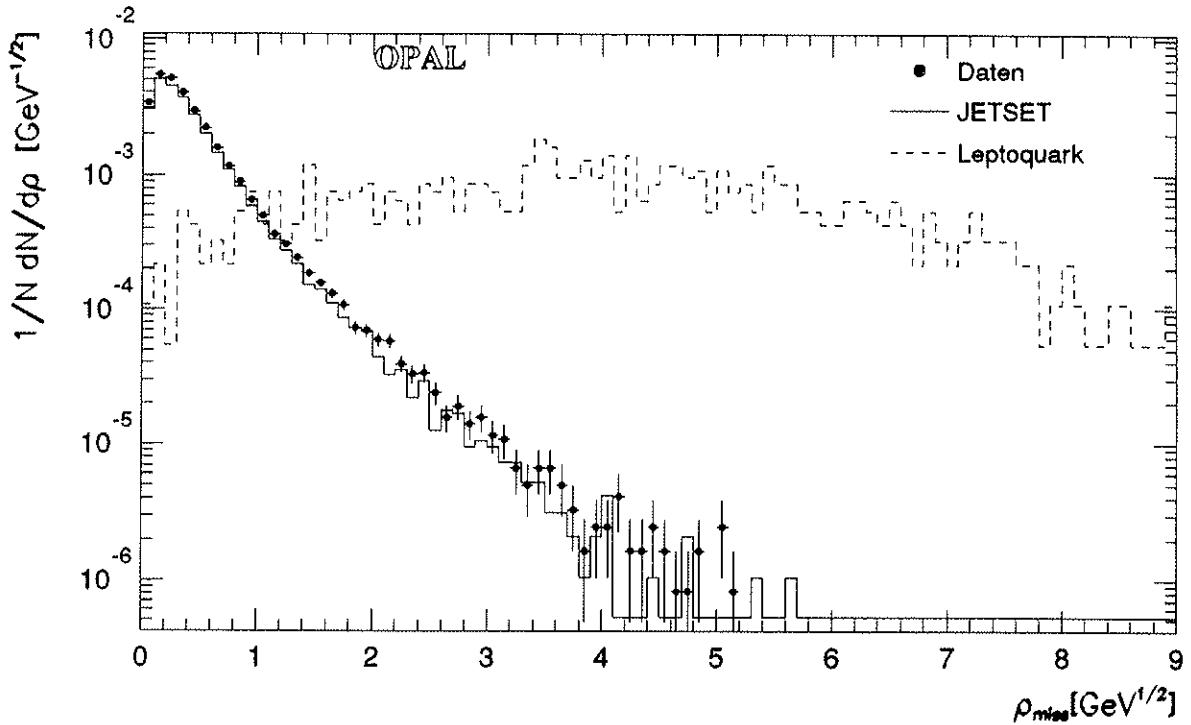


Abbildung 4.9: ρ -Verteilung des fehlenden Impulses für Ereignisse, die die strengere Selektion passieren, normiert auf die Zahl der vorselektierten 124 459 Ereignisse, für OPAL-Daten, simulierte multihadronische Ereignisse sowie für Leptoquarkereignisse. Die Verteilung der Leptoquarkereignisse ist willkürlich normiert.

dronkalorimeter berechnet. Bei Schnitten auf Variablen, die aus Energie- und Impulssummen gebildet werden, werden diese mit beiden Methoden berechnet. Es reicht dann, daß einer der beiden so bestimmten Variablen den Schnitt nicht passiert, um das Ereignis zu verwerfen. Diese Parallelität einerseits die gute Impuls- und Energieauflösung von Zentraldetektor und elektromagnetischem Kalorimeter, erfaßt aber andererseits Ereignisse mit einem großem Anteil neutraler hadronischer Energie.

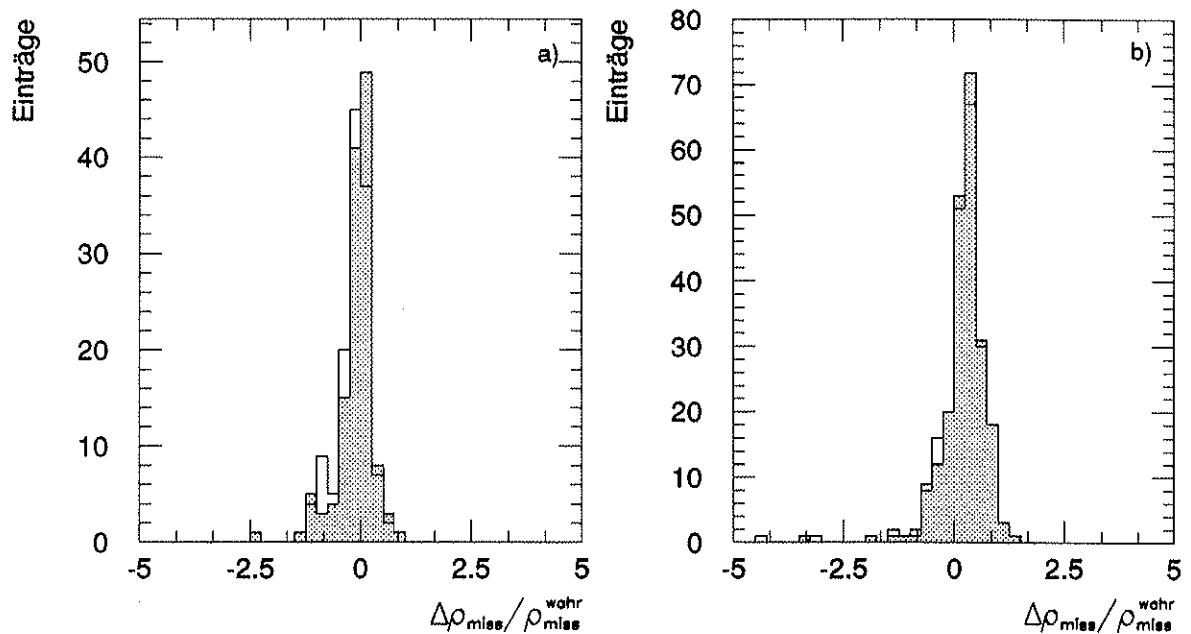


Abbildung 4.10: Auflösung des fehlenden Impulses a) in den Daten aus Ereignissen mit einem isolierten Photon, b) in simulierten Leptoquarkereignissen mit genau einem Neutrino. Schraffiertes Histogramm mit, offenes ohne Hadronkalorimeter bei der Impulssummenbildung.

KAPITEL 5

Suche nach schweren Quarks

Die im vorigen Kapitel vorgestellten Mittel zum Nachweis isolierter Leptonen sollen zuerst zu Suche nach top- und b'-Quarks verwendet werden. Dies ist eine gegenüber der Sphärizitätsanalyse unabhängige Methode. Die Untersuchung von shape-Variablen, die die ausgeprägte sphärische Gestalt von top- oder b'-Quark Ereignissen ausnutzt, ist in [OPAL89b] bereits in einem Frühstadium der Datennahme des OPAL-Detektors durchgeführt worden. Die Methode sowie die mit einer vergrößerten Statistik erzielten Ergebnisse [SIM 90] sollen nun zuerst vorgestellt werden. Im Fall des b'-Quarks wird angenommen, daß es leichter als das top-Quark ist. Es wird also nach dem Auftreten *einer* neuen Quarksorte gesucht. Im folgenden ist mit dem top-Quark auch immer das b'-Quark impliziert.

Die Experimente am e^+e^- -Kollider PETRA suchten sowohl nach Abweichung des Wirkungsquerschnitts aufgrund von Toponium-Resonanzen als auch nach den eben erwähnten Signaturen. Dabei wurden Massengrenzen von $m_{top} > 23.4 \text{ GeV}$ und $m_{b'} > 22.7 \text{ GeV}$ erreicht [PET 86]. Aufgrund der Suche der AMY-Kollaboration am e^+e^- -Kollider TRISTAN nach Ereignissen mit isolierten Leptonen können top-Quarks leichter als 29.9 GeV ausgeschlossen werden. Die Sphärizitätsanalyse dieser Kollaboration führt zu Massengrenzen für top-Quarks von $m_{top} > 25.9 \text{ GeV}$ bzw. $m_{b'} > 27.2 \text{ GeV}$ für b'-Quarks [TRI 89].

Der Proton-Antiproton-Kollider TEVATRON erzielt eine Schwerpunktsenergie im $p\bar{p}$ -System von 1.8 TeV und ermöglicht damit die Suche in einem gegenüber LEP deutlich größeren Massenbereich. Die bis jetzt beste Grenze von $m_{top} > 89 \text{ GeV}$ erzielte die CDF-Kollaboration mit einer Suche nach isolierten Leptonen [CDF 91]. Dies ist allerdings die einzige Signatur für top-Quarks, die sich in $p\bar{p}$ -Kollisionen verwenden lässt, da auch aus "gewöhnlichen" QCD -Prozessen, ohne top-Quark-Beteiligung, Ereignisse mit vielen Jets entstehen, mit einem Wirkungsquerschnitt, der mehrere Größenordnungen höher liegt. Außerdem gibt es aufgrund von QCD -Korrekturen große theoretische Unsicherheiten ($\approx 50\%$) [CDF 91] in der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Produktion von top-Quarks.

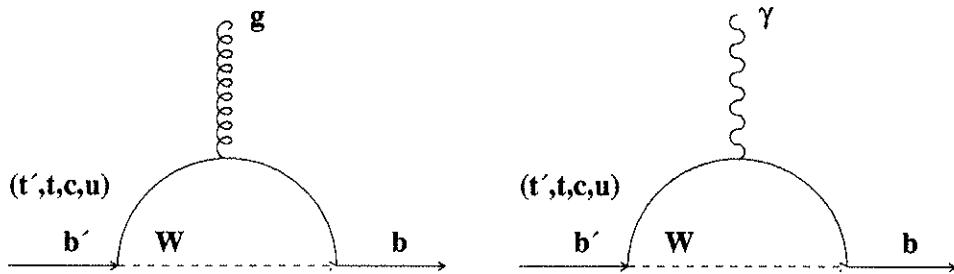
5.1 Sphärizitätsanalyse

Der Nachweis mit Hilfe von shape-Variablen zeichnet sich durch Einfachheit und große Allgemeingültigkeit aus. Nachteilig ist eine größere Sensitivität für Unsicherheiten in der Fragmentationsmodellierung als im Nachweis isolierter Leptonen.

Die Allgemeingültigkeit der Analyse stammt von der Vielzahl der Modelle, die top- und b'-Zerfälle mit z.T. ausschließlich hadronischen Zerfallsmoden vorhersagen. Diese treten z.B. in Erweiterungen des Standardmodells mit einem vergrößerten Higgssektor auf, der zusätzliche geladene Higgsbosonen H^\pm enthält. Wegen der zur Masse proportionalen Kopplung von Higgsbosonen an Fermionen ist der Zerfall $t \rightarrow bH^+, H^+ \rightarrow c\bar{s}$, falls kinematisch erlaubt, möglicherweise dominant. Weiterhin ist im Fall einer vierten Generation von Fermionen, mit einem down Quark b', das

leichter als das top-Quark ist, mit vorwiegend hadronischen Zerfallsmoden zu rechnen. Bei diesen Massenverhältnissen muß das b' in ein charm-Quark zerfallen.

Die beobachtete Struktur der CKM-Matrix zeigt, daß Übergänge über mehrere Generationen hinweg unterdrückt sind. Es ist also zu erwarten, daß das in den Zerfall eingehende Mischungselement $V_{cb'}$ sehr klein ist. Daher können die dargestellten elektroschwachen Prozesse zweiter



Ordnung $b' \rightarrow b\gamma$ und $b' \rightarrow bg$ zu einem konkurrierenden oder sogar dominanten Zerfallsmodus des b' werden [BAR 86]. Da sich bei diesem Prozeß die Ladung der Quarks vor und nach dem Zerfall nicht unterscheiden, wohl aber die Quarkflavor, spricht man auch hier von einer "flavor changing neutral current"- (FCNC-) Reaktion. Für das Verzweigungsverhältnis $\Gamma(b\gamma)/[\Gamma(bg) + \Gamma(b\gamma)]$ wird ein Wert von etwa 10% für die bei LEP zugänglichen Quarkmassen erwartet [BAR 86]. Da in diesem Zerfallsmodus das W -Boson in der Schleife wieder an den hadronischen Strom koppelt, gibt es keine Kopplung an den leptonischen Strom, somit keine semileptonischen Zerfälle. Daher führt dieser Zerfall eines schweren Quarks, ebenso wie der vorher diskutierte, nicht zu isolierten Leptonen. Für diese Zerfallskanäle gelten daher die Massengrenzen für top- und b' -Quarks von $p\bar{p}$ -Experimenten nicht. Der Sphärizitätsanalyse an e^+e^- -Kollidern kommt daher eine besondere Bedeutung zu.

Als besonders geeignete Variable zum Nachweis der sphärischen Ereignisstruktur über den gesamten zu betrachtenden Massenbereich von $25 - 45 \text{ GeV}$, stellte sich die Akoplanarität heraus, definiert [RUJ 78] als

$$A = 4 \min \left(\sum |\vec{p}_{i,\perp}| / \sum |\vec{p}_i| \right)^2 .$$

Hierbei ist $\vec{p}_{i,\perp}$ die Impulskomponente senkrecht zu der Ebene, die den Ausdruck in der Klammer minimiert. Eine gute Diskriminierung zwischen Ereignissen mit top-Quark-Produktion und gewöhnlichen multihadronischen Ereignissen wird durch die Forderung $A > 0.25$ erreicht.

In der in [OPAL89b] durchgeführten Analyse wurden nur die Informationen des elektromagnetischen Kalorimeters verwendet. Zur Selektion multihadronischer Ereignisse wurden deshalb nur die Schnitte aus der in Kapitel 4.1 vorgestellten Ereignisselektion benutzt, die sich auf das elektromagnetische Kalorimeter beziehen: $N_{\text{cluster}} \geq 8$, $\sum E_{\text{ECAL}} > 10 \text{ GeV}$, $|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.96$. Dadurch werden in den 1989 genommenen Daten 14491 Ereignisse bei Schwerpunktenergien von 91.28 GeV und 91.54 GeV selektiert. Die sich darin ergebende Verteilung der Akoplanarität ist in Abb. 5.1 gezeigt, zusammen mit der Akoplanaritätsverteilung in simulierten multihadronischen Ereignissen, die 5 bzw. 6 Quarkflavor enthalten. Letztere Ereignisklasse enthält den Anteil eines 35 GeV schweren top-Quarks. Man erkennt deutlich, daß die Daten gut mit der Vorhersage aufgrund von 5 Quarkflavors übereinstimmt.

Durch den Schnitt $A > 0.25$ werden 107 Ereignisse selektiert, in guter Übereinstimmung mit der im Fall von 5 Quarkflavors erwarteten Zahl von 92 Ereignissen. Top-Quarks mit einer Masse von 44 GeV und Standard-Zerfallsmodus werden mit einer Effizienz von 41.0% selektiert, so daß hiervon 150 Ereignissen zu erwarten wären.

Allerdings ist die Vorhersage der erwarteten Ereignisse von der Wahl der Fragmentationsmodelle abhängig. Die Zahl der 125 von dem Clusterfragmentationsmodell HERWIG vorhergesagten ($u-b$)-

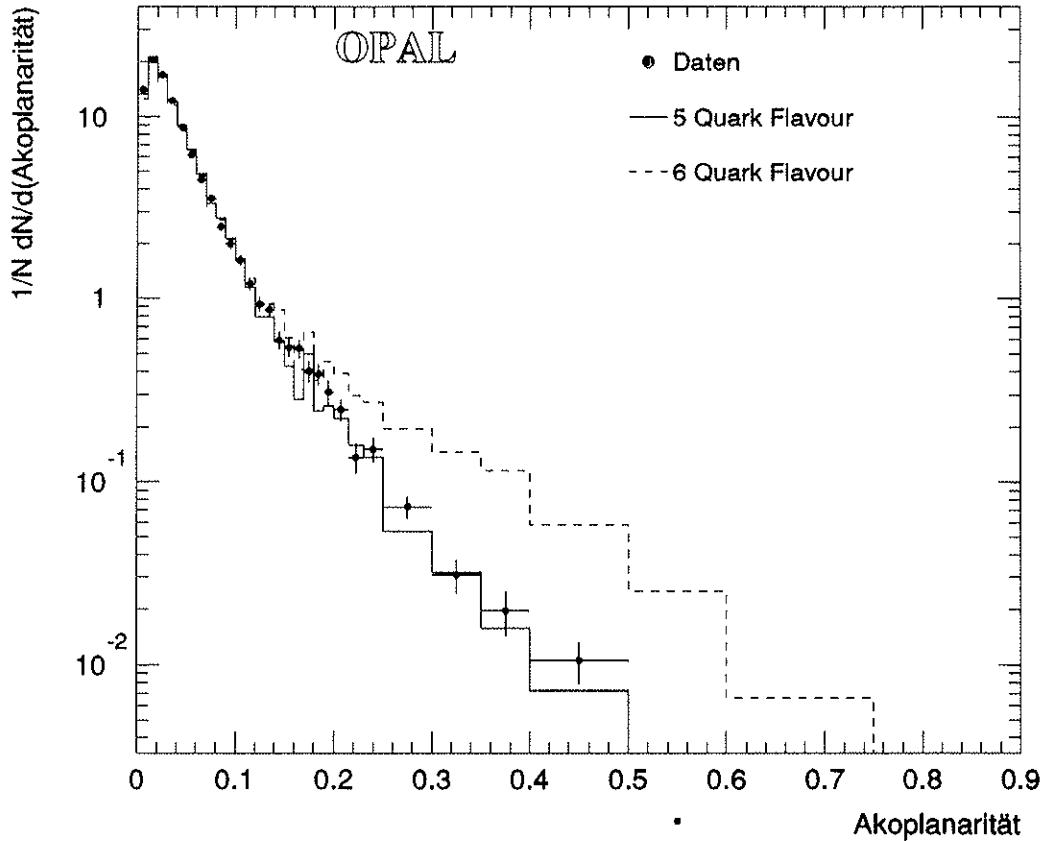


Abbildung 5.1: Akoplanaritätsverteilung in den OPAL Daten sowie simulierten Ereignissen mit 5 bzw. 6 (top, $m = 35 \text{ GeV}$) Quark Flavor.

Ereignisse ist deutlich höher als die JETSET Vorhersage. Dies trifft aber auch auf Ereignisse mit top-Quarkproduktion zu, für die eine knapp 40% größere Selektionseffizienz vorhergesagt wird. Man erhält eine konservative Vorhersage für die Zahl der erwarteten Ereignisse, wenn man für beide Ereignisklassen die JETSET Vorhersage wählt. Die Zahl der Signaleereignisse wird nicht überschätzt und man zieht in der Untergrundkorrektur zur Bestimmung der einem möglichen Signal zuzuschreibenden Ereignisse nicht zuviel ab. Zusätzlich wird die Hälfte dieser Differenz (18%) der Signaleffizienzen als systematische Unsicherheit der Selektion angesehen.

5.2 Semileptonischer Zerfallskanal

Für das Verzweigungsverhältnis des semileptonischen Zerfalls $t \rightarrow b l \bar{\nu}_l$ von top-Quarks in die Leptonen $l = e$ und $l = \mu$ erwartet man jeweils 10.7% [PaL 86]. Da sich tau-Leptonen nur mit geringer Effizienz nachweisen lassen (siehe 6.4) und dieser Kanal ebenfalls ein Verzweigungsverhältnis von etwa 10% aufweist, ist eine nennenswerte Effizienzsteigerung für die Suche nach schweren Quarks durch den Nachweis von isolierten tau-Leptonen nicht erreichbar. Es werden also nur isolierte Elektronen und Myonen betrachtet, die mit den in Kapitel 4.3 beschriebenen Methoden nachgewiesen werden. Die Isolation der Leptonen wird durch die ρ -Variable bestimmt.

Es werden im Mittel 0.43 Leptonen pro Ereignis¹ erwartet. Um den Fall zweier Leptonen in einem Ereignis zur Effizienzsteigerung auszunutzen, wird als Signal für die Produktion von top-

¹ $2f^2 + 2f(1-f) = 2f = 0.43$ mit $f = 2 \cdot 0.107$ dem Verzweigungsverhältnis in Elektronen und Myonen

Quarks die Zahl der isolierten Leptonen genommen und nicht die Zahl der Ereignisse mit isolierten Leptonen.

Die Verteilung der ρ -Variable für alle selektierten Spuren (siehe Abb. 4.2) zeigt ab $\rho \approx 2 \text{ GeV}^{1/2}$ eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und simulierten multihadronischen Ereignissen. Die entsprechende Verteilung für top-Quark-Ereignisse (siehe Abb. 5.2) wird ab $\rho \approx 2 \text{ GeV}^{1/2}$ fast aus-

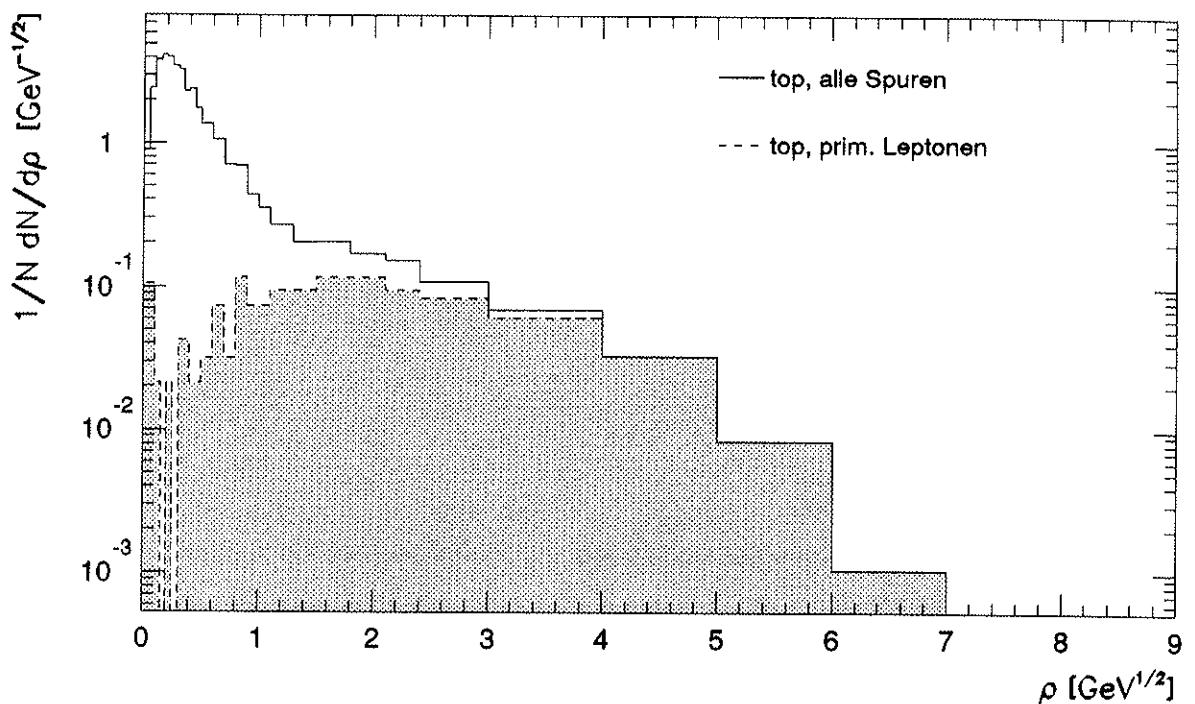


Abbildung 5.2: ρ -Verteilung für Spuren in Ereignissen mit top-Quark-Produktion ($m_{top} = 40 \text{ GeV}$), sowie für Leptonen, die direkt vom Zerfall des top-Quarks stammen (primäre Leptonen)

schließlich von primären Leptonen, d.h. Leptonen aus dem semileptonischen Zerfall des top-Quarks, bestimmt. Ein einfaches Kriterium zur Optimierung von Schnitten ist in [SIM 88] angegeben. Ein optimaler Schnitt liegt vor, wenn für die Signal- und Untergrundeffizienz² ϵ_s und ϵ_b das Verhältnis ϵ_s^2/ϵ_b maximal wird. Dieses Kriterium ist allerdings nur für den Fall einer größeren Zahl von selektierten Untergrundereignissen N anwendbar, da sich dann die Fluktuation des Untergrunds mit \sqrt{N} approximieren lässt. In Abbildung 5.3 ist ϵ_s^2/ϵ_b als Funktion des angewendeten ρ -Schnittees aufgetragen. Ein deutliches Maximum ist im Bereich $\rho \approx 1.8 - 2.0 \text{ GeV}^{1/2}$ zu erkennen. Führt man noch zusätzlich die Leptonidentifizierungsschnitte durch, ändert sich die Lage des Maximums nicht, der Wert ist aber etwa dreimal so groß.

Durch die Forderung $\rho > 2.0 \text{ GeV}^{1/2}$ sollen deshalb Ereignisse mit top-Quark Produktion selektiert werden. So selektierte Spuren sind mindestens 24° von der Jet-Achse entfernt, wie aus der Abschätzung

$$2.0^2 < \rho^2 = E(1 - \cos \theta) < \frac{E_{cm}}{2}(1 - \cos \theta) \Rightarrow \cos \theta < 1 - \frac{2.0^2}{(E_{cm}/2)}$$

ersichtlich ist. Es kann deshalb die aus Dileptonereignissen bestimmte Spurselektions- und Leptonidentifizierungseffizienz auf die isolierten Leptonen aus top-Quarkzerfällen angewendet werden.

²also die Wahrscheinlichkeit, ein Untergrundereignis zu selektieren

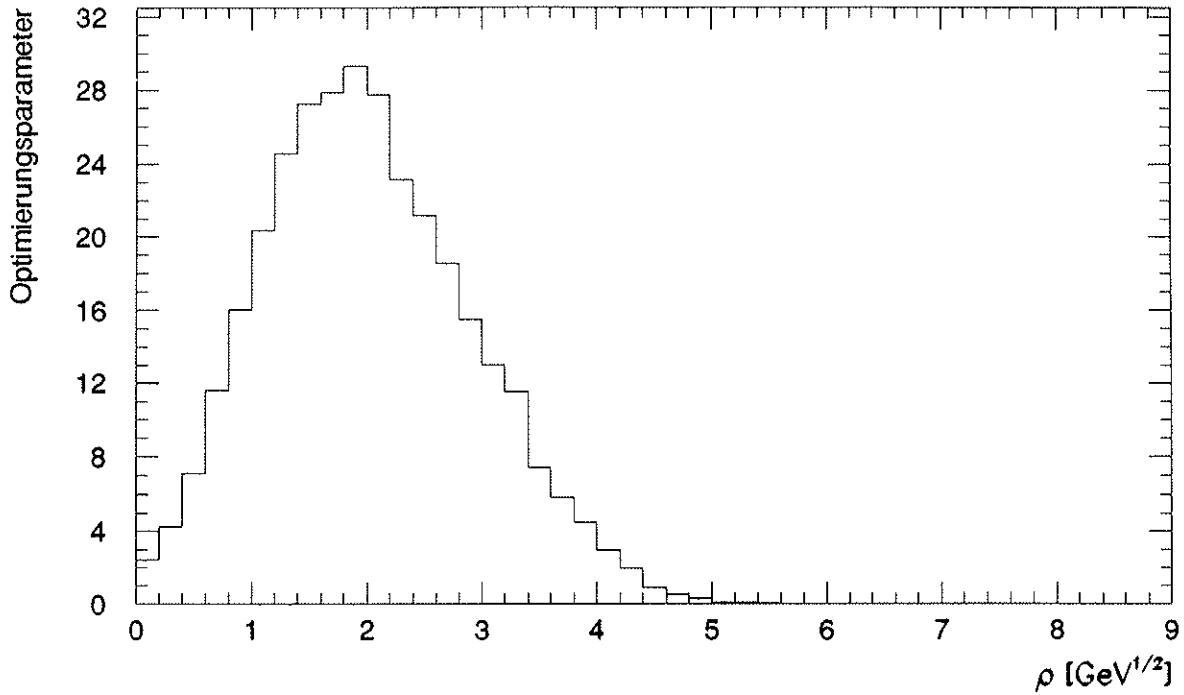


Abbildung 5.3: *Optimierungsparameter ϵ_s^2/ϵ_b als Funktion des ρ -Schnitts*

Die Spurselektionseffizienz beträgt, gemittelt über das Impulsspektrum isolierter Spuren aus top-Quark-Zerfällen, 94.8% mit einer Variation von 3% über das Impulsspektrum.

Zusammen mit der aus der Simulation berechneten Effizienz, Spuren mit $\rho > 2.0 \text{ GeV}^{1/2}$ in top-Quark Ereignissen zu finden, ergibt sich die in Tabelle 5.1 angegebene mittlere Zahl von isolierten Leptonen in top-Quark Ereignissen in Abhängigkeit von der top-Quark Masse. Die Massenabhängigkeit wurde mit dem verkürzten Simulationsverfahren bestimmt, da die durch die unterschiedliche Kinematik bedingte Variation der Ereignisstruktur bereits auf der Ebene der generierten Vierervektoren sichtbar wird. Es ist also nur noch eine einfache Simulation des Detektoreinflusses notwendig. Die so gewonnene Effizienz wurde dann mit dem Verhältnis von Effizienz aus voller Simulation zu Effizienz aus verkürzter Simulation bei einem Massenwert (40 GeV) skaliert, um den Absolutwert der Effizienz zu erhalten. Dieser Skalierungsfaktor liegt bei 1.11 ± 0.08 , so daß dieses Verfahren in der Tat gerechtfertigt ist. Es zeigt sich praktisch keine Massenabhängigkeit.

Massen [GeV]	25	30	35	40	44
top	0.179	0.180	0.180	0.180	0.178
b'	0.253	0.248	0.244	0.242	0.226

Tabelle 5.1: *Mittlere Zahl isolierter ($\rho > 2.0 \text{ GeV}^{1/2}$) Leptonen in top- und b'-Quark-Ereignissen. Der statistische Fehler beträgt 0.6% in der Massenvariation und 1.3% in dem absoluten Wert der Effizienz.*

Für b'-Zerfälle ergibt sich eine um fast 20% (relativ) höhere Effizienz. Da der Zerfall, wie hier angenommen, in ein c-Quark erfolgt, steht dem virtuellen W -Boson eine, gegenüber dem $t \rightarrow b$ Zerfall höhere Energie zur Verfügung. Deshalb ist die mittlere Energie des Leptons aus dem

W -Zerfall etwa 13% größer und damit auch der ρ -Parameter.

Diese Effizienzen sind allerdings möglichen systematischen Fehlern unterworfen. Diese können von Unsicherheiten in der Beschreibung des Fragmentationsprozesses stammen. Da die Leptonen aus dem Zerfall eines top-Hadrons stammen, hängt die mögliche Energie des Leptons von dem Anteil der Energie ab, die das Hadron vom top-Quark übernimmt. Dies wird durch die Fragmentationsfunktion gesteuert. Die gemessene Fragmentationsfunktion von charm- und bottom-Mesonen wird durch die Peterson-Fragmentationsfunktion (siehe Kap. 3.4) besser beschrieben als durch die Lund-Fragmentationsfunktion, die zu hohe Energieanteile vorhersagt. Der Parameter ϵ in der Peterson-Fragmentationsfunktion (siehe Kap. 3.4) ist durch das Quadrat eines Massenverhältnisses $(m_0/m_Q)^2$ gegeben. Dies wird durch die gemessenen Werte von ϵ für charm- ($\epsilon_c = 0.055^{+0.035}_{-0.025}$) und bottom-Mesonen ($\epsilon_b = 0.0055^{+0.0045}_{-0.003}$) bestätigt [CHR 89]. Erste Messungen von ALEPH, $\epsilon_c = 0.047^{+0.018}_{-0.014}$ [ALEP91], und OPAL, $\epsilon_c = 0.038^{+0.016}_{-0.012}$ [BIE 91], ergeben damit verträgliche Werte. Für bottom-Quarks ergibt sich $\epsilon_b = 0.006^{+0.004}_{-0.003}$ [ALEP90b]. Aus dieser Massenabhängigkeit und dem gemessenen ϵ_b ergibt sich für ein 40 GeV schweres top-Quark ein Fragmentationsparameter von $\epsilon_{top} = 8.6 \cdot 10^{-5}$.

Wechselt man in JETSET von der Lund- auf die Peterson-Fragmentationsfunktion für charm-, bottom- und top-Quarks mit obigen ϵ -Werten, ergibt sich allerdings eine nur um $2 \pm 0.6\%$ geringere Anzahl von isolierten Leptonen in top-Quark-Ereignissen.

Die Zahl der selektierten Ereignisse in den Daten und die mit der Simulation berechnete Zahl von zu erwartenden Ereignissen aus multihadronischen Z^0 -Zerfällen mit fünf Quark-Flavors ist in Tabelle 5.2 für jede Schwerpunktsenergie zu finden. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung, also keinen Überschuss an isolierten Leptonen und damit keine Anzeichen für die Produktion einer neuen Quark-Spezies.

$E_{cm}[\text{GeV}]$	88.2	89.2	90.2	91.2	92.2	93.2	94.2
$\rho > 2.0\text{ GeV}^{1/2}$ in Daten erwartet	7.	12.	16.	207	12.	12.	11.
id. Leptonen in Daten erwartet	4.6	11.1	15.0	217	19.8	15.7	9.2

Tabelle 5.2: Effekt der Schnitte zur Selektion isolierter Leptonen in den Daten und für simulierte multihadronische Ereignisse mit fünf Quark-Flavors

5.3 Massengrenzen

Das Ausbleiben eines Signals kann in eine untere Grenze für die Masse eines neuen Quarks übersetzt werden. Ab einer bestimmten Masse ist die Zahl der von einem neuen Quark stammenden isolierten Leptonen aufgrund seines Wirkungsquerschnitts zu klein; die Messung steht nicht im Widerspruch mit der Existenz eines neuen Quarks.

Um einen vorsichtigen, nicht zu weit reichenden Grenzwert für die Masse zu erhalten, sind mögliche statistische Fluktuationen in der Zahl der Signal- und Untergrundereignisse zu berücksichtigen. Ein Verfahren dafür ist, eine Wahrscheinlichkeit CL zu wählen, mit der die Zahl der Signaleereignisse μ_S kleiner ist als eine obere Schranke N_{CL} , bei einer vorgegebenen Zahl von beobachteten Ereignissen n_0 sowie erwarteten Untergrundereignissen μ_B . Die sogenannte Konfidenz-Grenze N_{CL}

ergibt sich aus [PDG 90]

$$CL = 1 - \frac{e^{-(\mu_B + N_{CL})} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{(\mu_B + N_{CL})^n}{n!}}{e^{-\mu_B} \sum_{n=0}^{n_0} \frac{\mu_B^n}{n!}} . \quad (5.1)$$

Eine sehr verbreitete Wahl ist $CL = 95\%$, die hier zum besseren Vergleich ebenfalls gewählt wird. Falls $\mu_B + \mu_S \gg 1$ ist, kann die Poisson-Verteilung durch eine Gauß-Verteilung angenähert werden. Dann ist $\mu_S = n_0 - \mu_B$ und $N_{CL} = \mu_S + f_{CL} \sqrt{n_0}$, wobei $f_{CL} = 1.96$ ist für das 95% Konfidenzni-veau. Durch die Verwendung von $\sqrt{n_0}$ statt $\sqrt{\mu_S}$ werden auch hier Fluktuationen von μ_S und μ_B berücksichtigt.

Da N_{CL} die obere Grenze für die Zahl der Signaleignisse ist, ergibt sich die Massengrenze aus dem Punkt m , für den die Zahl der erwarteten Signaleignisse $N_6(m)$ gleich N_{CL} ist. Dies ist in Abbildung 5.4 für den Fall der semileptonischen Zerfälle dargestellt.

Die Zahl der Ereignisse aufgrund von top-Quark-Produktion ergibt sich aus der integrierten Luminosität $L(E_{cm}^i) = \int \mathcal{L}(E_{cm}^i) dt$, dem Wirkungsquerschnitt σ_{top} und den Selektionseffizienzen $\epsilon_{top}(m)$ zu

$$N_6(E_{cm}^i, m) = L(E_{cm}^i) \sigma_{top}(E_{cm}^i, m) \epsilon_{top}(m) .$$

Im Fall der Sphärizitätsanalyse wurden nur die Energiepunkte auf dem Pol der Z^0 -Resonanz verwendet. In der Suche nach isolierten Leptonen wurde dagegen zur Verbesserung der Statistik und zur Vergrößerung des kinematisch relevanten Bereichs zur top-Quark-Produktion alle Energiepunkte verwendet, bei denen zur Vermessung der Z^0 -Resonanz Ereignisse aufgezeichnet wurden. Um zu einer gegebenen top-Masse m die Zahl der erwarteten Ereignisse $N_6(m)$ aufgrund von top-Quark-Produktion und der $(u - b)$ -Ereignisse $N_5(m)$ zu erhalten, summiert man über alle Energiepunkte auf, die bei dieser Masse zu top-Quarkproduktion führen können:

$$\begin{aligned} N_5(m) &= \sum_{E_{cm}^i > 2m} N_5(E_{cm}^i) \\ N_6(m) &= \sum_{E_{cm}^i > 2m} N_6(E_{cm}^i, m) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Die Zahl der beobachteten Ereignisse zu einer Masse m wird analog zur Zahl der erwarteten Ereignisse (siehe Gl. 5.2) aus der Summe der Beobachtungen bei den zur Produktion beitragenden Energiepunkten gebildet.

Neben den statistischen Fluktuationen sind die systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Zahl der erwarteten Signaleignisse zu berücksichtigen. Da der Wirkungsquerschnitt für top-Quark-Produktion mit zunehmender Masse abnimmt, erhält man einen konservativen Grenzwert, wenn die Vorhersage Zahl um ihren Fehler verringert wird.

Die größte Unsicherheit stammt von der Wirkungsquerschnittberechnung und weist nahe der besonders relevanten kinematischen Grenze Werte von 21% (13%) für top(b')-Quarks auf. Im Fall der Sphärizitätsanalyse stammt der nächst größere Beitrag von den Unsicherheiten in der Fragmentationsbeschreibung. Die Hälfte dieser Differenz zwischen den Vorhersagen der beiden Modelle (18%) wird als systematischer Fehler aufgrund der Fragmentation angesehen. In der Suche nach isolierten Leptonen sind die Unsicherheiten aufgrund der Spurselection und Leptonidentifikation (jeweils 3%) zu berücksichtigen. Die Unsicherheit aufgrund der Fragmentationsmodellierung ist dagegen klein (1%).

Für top-Quarks erhält man eine untere Massengrenze von 46.7 GeV , für ein weiteres drittelzahliges Quark (b') eine Grenze von 47.1 GeV . Zu diesen Massengrenzen trägt nur noch der

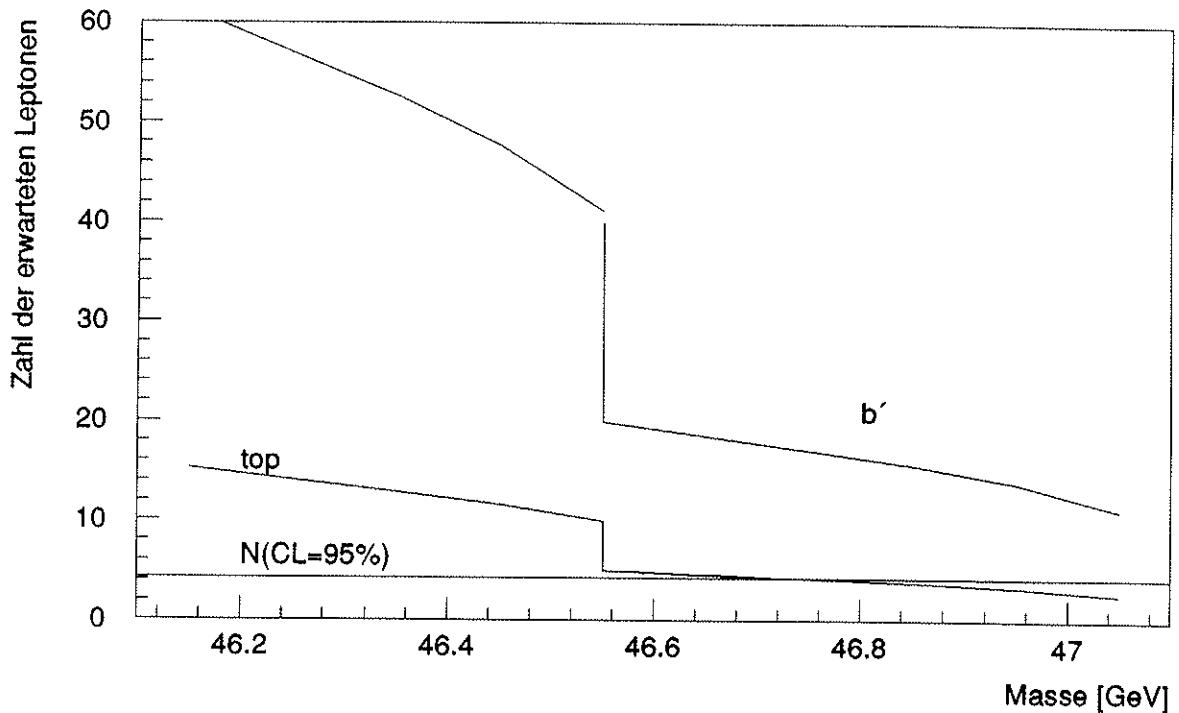


Abbildung 5.4: Zahl der erwarteten isolierten Leptonen (abzüglich der Unsicherheiten in der Vorhersage) als Funktion der Quarkmasse und die obere Grenze für die Zahl der Signalereignisse ($N(CL = 95\%)$). Der jeweilige Schnittpunkt der beiden Linien gibt die Massengrenzen für top- und b' -Quarks.

oberste Energiepunkt bei 94.2 GeV mit 3910 multihadronischen Ereignissen bei. Mit der Sphärizitätsanalyse lassen sich die in Tabelle 5.3 angegebenen Massengrenzen erzielen. Sie liegen für die Standard-Zerfälle über ein W -Boson bei 45.1 GeV und 45.4 GeV für top- bzw. b' -Quarks.

Vergleicht man die Sensitivität der beiden Analysen, können, wegen der unterschiedlichen Schwerpunktsenergien, nur die Differenzen $E_{cm}/2 - m_{lim}$ betrachtet werden. Die für top-Quarks mit der Suche nach isolierten Leptonen erzielte Massengrenze liegt 0.4 GeV unter der maximal möglichen von $E_{cm}/2$, in der Sphärizitätsanalyse sind es mehr als 0.5 GeV . Trotz einer mehr als dreimal so großen Statistik (14491 vs. 3910) in der Sphärizitätsanalyse, wurde sogar eine etwas schlechtere Massengrenze erzielt. Für b' -Quarks wurde in der Analyse der isolierten Leptonen die kinematische Grenze erreicht, die Sphärizitätsanalyse hat sie mit 0.2 GeV knapp verfehlt.

Der FCNC-Zerfall des b' -Quarks lässt sich, neben der Sphärizitätsanalyse, auch über die Suche nach isolierten Photonen nachweisen. Die Analyse der OPAL-Kollaboration von Ereignissen mit isolierten Photonen [OPAL90d] führte zur Bestätigung der Bremsstrahlung von Quarks. Darüber hinaus gehende Beiträge von weiteren Prozessen, die zu isolierten Photonen führen, sind nicht vorhanden. Daher können b' -Quarks, deren Verzweigungsverhältnis $BR(b' \rightarrow b\gamma)$ größer als 10% ist, mit einer Masse kleiner als 45.8 GeV ausgeschlossen werden. Damit sind b' -Quarks mit FCNC-Zerfällen unabhängig vom Verzweigungsverhältnis in Photonen oder Gluonen bis zu einer Masse von 45.4 GeV ausgeschlossen.

Die Suche der ALEPH-Kollaboration [ALEP90a] nach top-Quarks verwendet isolierte geladene Teilchen als Signatur. Unter Verwendung der 1989 gesammelten Daten wird eine Massengrenze von 45.8 GeV erzielt. Wegen der verwendeten Signatur ist dieser Wert höher als der von OPAL erzielte,

Decay channel		upper mass limit [GeV]	
		95% CL	99% CL
$t \rightarrow bW^*$		45.1	45.0
$b' \rightarrow cW^*$		45.4	45.3
$b' \rightarrow bg$	BR=0.00	45.4	45.3
	BR=0.25	45.4	45.3
	BR=0.50	45.1	45.0
	BR=1.00	41.1	40.8
$t \rightarrow bH^+$		45.3	45.2
$b' \rightarrow cH^-$		45.5	45.5

Tabelle 5.3: Massengrenzen für schwere Quarks, ermittelt mit Sphärizitätsanalyse. BR bezeichnet das Verzweigungsverhältnis $BR = \Gamma(b\gamma)/[\Gamma(bg) + \Gamma(b\gamma)]$.

ist deshalb aber auch nur sensitiv auf die Standard-Zerfälle. Nach Zerfällen des top-Quarks über geladene Higgsbosonen wurde nicht gesucht. Wegen der möglichen FCNC-Zerfälle des b'-Quarks wurde außerdem nach Ereignissen mit isolierten Photonen bzw. einer Vier-Jet-Struktur gesucht. Daraus ergibt sich eine Massengrenze von $m_{b'} > 46.0 \text{ GeV}$.

KAPITEL 6

Suche nach Leptoquarks

Das Ziel dieser Analyse ist es, für alle möglichen Zerfallstopologien der Leptoquarks sensitiv zu sein. Die Verzweigungsverhältnisse für die beiden möglichen Zerfälle der Leptoquarks in entweder ein geladenes Lepton und Quark oder in ein Neutrino und Quark hängen von der Ladung des Leptoquarks sowie von speziellen Annahmen für die Kopplung des Leptoquarks an links- und rechtshändige Teilchen ab (siehe Kap. 2.3.3).

Über die Häufigkeit der drei möglichen Ereignistopologien in dem Zerfall eines Leptoquarkpaars in

- $l q \bar{l} \bar{q}$ mit der Signatur zweier isolierter (geladener) Leptonen,
- $l q_1 \nu_l \bar{q}_2$ mit der Signatur eines isolierten Leptons und isoliertem fehlendem Impuls und
- $\nu q \bar{\nu} \bar{q}$ mit der Signatur zweier akolinearer Jets und großem fehlendem Impuls,

kann also keine eindeutige theoretische Vorhersage gemacht werden. Zudem kann das geladene Lepton aus jeder Generation stammen: $l = e, \mu$ oder τ .

Um sensitiv für jedes Verzweigungsverhältnis zu sein, wurde für jede Topologie und für jede Leptonsorte eine spezielle Selektion entwickelt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für jede der Topologien kann dann zu einer Gesamteffizienz kombiniert werden. Beschränkt man sich, wie z. B. im Fall familiendiagonaler Kopplungen (siehe Diskussion in Kap. 2.3.3), auf eine Sorte von geladenen Leptonen, in die das Leptoquark mit Verzweigungsverhältnis f_c zerfällt, ist die Gesamteffizienz $\epsilon(m, f_c, f_n)$ gegeben durch

$$\epsilon(m, f_c, f_n) = f_c^2 \epsilon_{cc} + 2 f_c f_n \epsilon_{cn} + f_n^2 \epsilon_{nn} .$$

Hierbei ist f_n das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in ein Neutrino und ϵ_{cc} , ϵ_{cn} und ϵ_{nn} sind die entsprechenden Nachweiseffizienzen für die drei oben erwähnten Ereignistopologien. Für familiendiagonale Zerfälle ist $f_c = 1 - f_n$.

Verallgemeinert man den Ausdruck auf N Zerfallskanäle mit Verzweigungsverhältnissen f_1, \dots, f_N , so lautet die kombinierte Effizienz

$$\epsilon(m, f_1, \dots, f_N) = \sum_{i,j=1}^N f_i f_j \epsilon_{i,j} , \quad (6.1)$$

wobei $\epsilon_{i,j} = \epsilon_{j,i}$ die Effizienz für die Selektion von Ereignissen ist, bei denen ein Leptoquark in Kanal i und eins in Kanal j zerfällt.

Die Suche nach Ereignissen mit isolierten Elektronen oder Myonen unterscheidet sich nur in der Identifizierung der Leptonen (siehe Kap. 4.3), sie kann also einheitlich behandelt werden. Ereignisse mit isolierten Taus sind dagegen deutlich schwieriger zu identifizieren. Zwar zerfallen Taus zu 86.2% [PDG 90] in nur ein geladenes Teilchen, aber ein Teil der Energie des Taus entgeht durch

den Zerfall in mindestens ein Neutrino dem Nachweis. Zudem können neutrale Hadronen — im wesentlichen π^0 's — entstehen, die dazu führen, daß diese Spur weniger isoliert ist. Wegen der vorwiegend hadronischen Zerfallsmoden ist außerdem eine weitere Untergrundreduktion wie bei Elektronen und Myonen nicht möglich. Die Suche nach Ereignissen mit Leptoquarkzerfällen in Taus wird daher gesondert behandelt.

Während es zur Suche nach top-Quark-Zerfällen zweckmäßig war, Ereignisse mit einem und mehreren Leptonen zusammenzufassen und nur nach der Zahl der isolierten Leptonen zu fragen, ist es hier zur Unterscheidung der verschiedenen Ereignistopologien wichtig, eine genaue Zuordnung zwischen dem Ereignis und dem oder den isolierten Leptonen zu haben. Dazu werden die Spuren in einem Ereignis gemäß ihrem Isolationsparameter ρ sortiert, die isolierteste Spur ist dann die mit dem größten ρ , im folgenden als ρ_1 bezeichnet.

6.1 Simulation von Leptoquarkereignissen

Zur Bestimmung der Selektionseffizienzen ϵ_{cc} , ϵ_{cn} und ϵ_{nn} für Leptoquarkereignisse wurden deren Produktion und Nachweis im OPAL Detektor simuliert. Diese Ereignisse wurden dann mit den gleichen Programmen wie die Daten rekonstruiert.

Die Simulation der Produktion von Leptoquarks geschieht im Rahmen von JETSET. Dies beinhaltet sowohl die Berücksichtigung von Anfangsbremsstrahlung als auch von Gluonabstrahlung der hochenergetischen Quarks, die aus dem Leptoquarkzerfall hervorgehen¹.

Da in dieser Analyse skalare Leptoquarks untersucht werden, folgt die Winkelverteilung der Leptoquarks einer $\sin^2 \theta$ -Verteilung für Teilchen mit Spin null. Aus dem gleichen Grund wird für die Zerfallsprodukte der Leptoquarks eine isotrope Winkelverteilung generiert. Nach dem Zerfall der Leptoquarks ist auf die richtige Behandlung der dann entstehenden Quarks zu achten. Wegen der Farbladung der beiden Quarks entsteht zwischen diesen ein Farbfeld. Die phänomenologische Behandlung geschieht im LUND-Schema durch ein zwischen den Quarks gespannten String. Dieses so verknüpfte Quark-Antiquark-Paar wird dann an den Parton-Schauer-Algorithmus zur Simulation der Gluonabstrahlung übergeben, die bei den hier vorhandenen Quarkenergien einen wichtigen Beitrag zur Ereignisform liefern kann. Durch Gluonabstrahlung können zusätzliche Jets entstehen, die die räumliche Separation der Leptonen reduzieren.

Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in ein Neutrino ist frei wählbar. Damit sind die zur Bestimmung obiger Effizienzen nötigen Fälle zweier geladener Leptonen oder neutraler Leptonen einfach zu realisieren. Weiterhin können Ereignisse mit genau einem Neutrino und einem geladenen Lepton erzwungen werden. Da für Leptoquarks familiendiagonale Zerfälle am wahrscheinlichsten sind, wurde die Quarkflavor so gewählt, daß sie aus der Generation der erzeugten Leptonen stammt, z. B. charm- oder strange-Quarks, falls ein Myon aus dem Zerfall hervorgeht. In der folgenden Analyse wird keine Identifizierung von Quark-Jets vorgenommen, so daß die Wahl der Quarksorte nicht wesentlich ist.

Die Simulation des Detektoreinflußes und die anschließende Rekonstruktion erfolgt dann vollkommen analog zu den simulierten multihadronischen Ereignissen.

¹Die Routine LQEEVT, die die Simulation der Leptoquarkproduktion steuert, basiert auf der analogen Routine LUEEVT zur $q\bar{q}$ -Produktion im JETSET-Programmpaket.

6.2 Ereignisse mit zwei isolierten Elektronen oder Myonen

Diese Selektion dient zum Nachweis von Ereignissen, bei denen beide Leptoquarks in geladene Leptonen zerfallen. Für den Fall der theoretisch favorisierten familiendiagonalen Zerfälle (siehe Kap. 2.3) entstehen Ereignisse mit einem e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$ -Paar und zwei Jets. Der Nachweis von Ereignissen mit $\tau^+\tau^-$ -Paaren muß, wie schon erwähnt, gesondert behandelt werden. Um größere Allgemeinheit zu erlangen, soll weiter untersucht werden, ob familien-nicht-diagonale Zerfälle ebenfalls mit ausreichender Effizienz nachgewiesen werden können.

Die Signatur für diese Ereignistopologie sind in jedem der Fälle zwei isolierte Spuren im Zentraldetektor mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen. Diese beiden Spuren sollten die isoliertesten Spuren im Ereignis sein. Deshalb werden die Spurpaare in Ereignissen gesucht, die bereits eine isolierte Spur mit $\rho_1 > 1.8 \text{ GeV}^{1/2}$ aufweisen. Diese Vorselektion führt zu einer beträchtlichen Reduktion des multihadronischen Untergrundes von 124 459 auf 401 Ereignisse, in guter Übereinstimmung mit der aus der Simulation multihadronischer Ereignisse erwarteten Zahl von 380 ± 19 Ereignissen. In diesen Ereignissen wird die Spur mit nächst grösster Isolation und zur ersten Spur entgegengesetzter Ladung gewählt. Auch diese Spur hat die Qualitätskriterien für isolierte Spuren (siehe Kap. 4.1) zu erfüllen, insbesondere einen Mindestimpuls von 4 GeV . Zusätzlich wird verlangt, daß innerhalb eines Winkelbereichs von $\pm 5^\circ$ um diese Spur keine weitere Spur mit einem Impuls grösser als 1 GeV liegt².

Dadurch werden 187 Spurpaare (im weiteren auch so bezeichnet) selektiert. Aus multihadronischen Ereignissen werden 192 ± 14 Spurpaare erwartet. Hingegen ist der Anteil von Leptoquarkereignissen mit solch einem Spurpaar von 75.5% recht hoch. Betrachtet man nur den Effekt der Spurpaarselektion und bezieht sich auf die Zahl der vorselektierten Ereignisse, sind es sogar 85%. Die Signaleffizienz ist bereits auf die Effizienz der Spurselektion korrigiert, die je Spur bei 96.7% liegt, für das Spurpaar also 93.5%.

Auf die isolierteste Spur (und nur auf diese) werden die Leptonidentifikationskriterien aus Kapitel 4.3 angewendet. Dadurch reduziert sich die Zahl der Ereignisse in den Daten auf 54, wiederum gut von der Simulation mit 58 ± 8 erwarteten Ereignissen repräsentiert. Betrachtet man exemplarisch die E/p -Verteilung isolierter Spuren in simulierten multihadronischen Ereignissen in Abbildung 4.5 a), erkennt man, daß nur wenige der Elektronenkandidaten wirklich Elektronen sind. Diese wiederum stammen hauptsächlich aus b-Quark-Zerfällen.

Betrachtet man nun die Isolationsvariable ρ_2 der am zweitstärksten isolierten Spur — im weiteren als zweit-isolierteste Spur bezeichnet — in den Daten, in simulierten multihadronischen Ereignissen und in potentiellen Leptoquarkereignissen (siehe Abb. 6.1), so erkennt man, daß durch den Schnitt $\rho_2 > 1 \text{ GeV}^{1/2}$ der multihadronische Untergrund und ebenso alle Ereignisse in den Daten absepariert werden. Für Leptoquarkereignisse erstreckt sich ρ_2 bis zu Werten von etwa $6 \text{ GeV}^{1/2}$. Sie werden also durch diesen Schnitt mit hoher Effizienz ($\approx 60\%$) selektiert. Es ist nicht notwendig, die Leptonidentifikation auch auf die zweite Spur anzuwenden, was zu einer Reduktion der Selektionseffizienz führen würde. Zusammenfassend stellt Tabelle 6.1 die Zahl der Ereignisse in den Daten und in simulierten multihadronischen Ereignissen nach jedem der Schnitte zusammen und gibt die zugehörige Selektionseffizienz für Leptoquarkereignisse an.

Da keine Leptonidentifikation für die zweite Spur verlangt wird, lässt sich die Selektion auch auf die familien-nicht-diagonalen Leptoquarkzerfälle anwenden, bei denen nur eines der Leptonen ein Elektron oder Myon ist, also Mischungen wie $e + \mu$ oder auch $e + \tau$ und $\mu + \tau$. Zur späteren Berechnung der Gesamteffizienz reicht es aus, wie in der Einleitung zu diesem Kapitel ausgeführt,

²Dieser Schnitt wurde abweichend von der in [OPAL91d] dargestellten Analyse zusätzlich eingeführt. Die Signaleffizienzen werden dadurch nicht geändert, die Untergrundreduktion wird jedoch robuster, da Spuren mit artifiziell hohem Impuls und geringer räumlicher Isolation eliminiert werden.

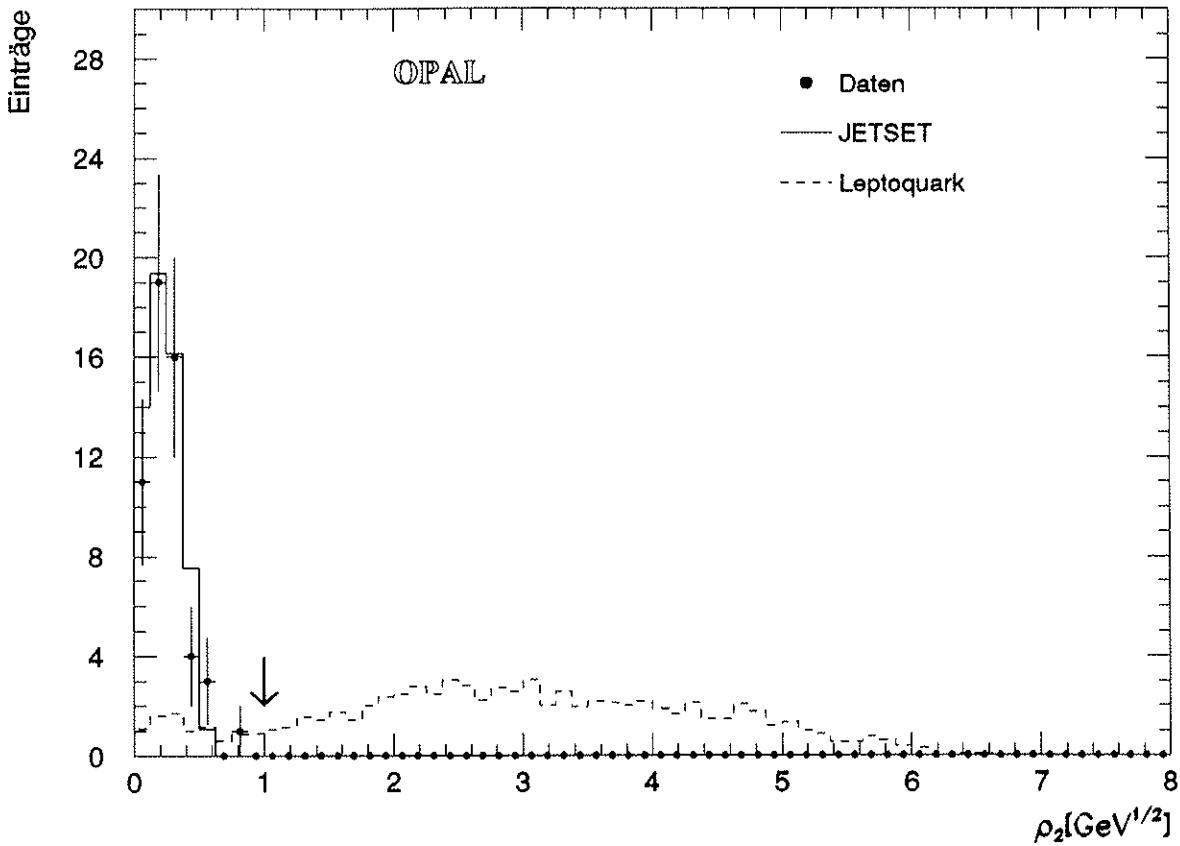


Abbildung 6.1: *Isolationsvariable ρ_2 der zweit-isoliertesten Spur in Daten, simulierten multihadronischen Ereignissen und für Leptoquarkereignisse, normiert auf 30 pb Wirkungsquerschnitt*

die Effizienz für den Ereignistyp mit gemischter Zusammensetzung zu bestimmen.

Die topologischen Schnitte wirken sich für Leptoquarkzerfälle in Elektronen und Myonen gleich aus. Unterschiede treten durch die etwas geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen gegenüber Elektronen auf.

Die Selektionseffizienz für Ereignisse, bei denen *eines* der Leptonen ein Tau ist, ist dagegen explizit mit simulierten Ereignissen zu bestimmen. Sie ist für jeden der Schnitte in Tabelle 6.1 angegeben und beträgt nach dem letzten Schnitt 20.6%. Diese geringere Effizienz ist auf den Schnitt $\rho_2 > 1 \text{ GeV}^{1/2}$ zurückzuführen. Das Elektron bzw. Myon im Ereignis ermöglicht noch die sehr effektive Selektion durch ρ_1 , wie die gegenüber dem Fall ohne Taus fast gleich großen Effizienzen des Schnitts $\rho > 1.8 \text{ GeV}^{1/2}$ anzeigen. Die zweit-isolierteste Spur im Ereignis stammt vom Tau und ist daher niederenergetischer, so daß bereits nicht immer die zweite Spur für das Spurpaar selektiert wird. Da nur aus knapp der Hälfte der Tauzerfälle genau eine Spur ohne zusätzliche neutrale Teilchen hervorgeht, die daher isoliert ist, wird die um ein Drittel niedrigere Effizienz aufgrund des ρ_2 -Schnitte verständlich. Abbildung 6.2 vergleicht die ρ_2 -Verteilung für die beiden betrachteten Leptoquark-Ereignisklassen. Deutlich wird der in Tauzerfällen auftretende Anteil nicht isolierter Spuren mit ρ_2 -Werten unter $1 \text{ GeV}^{1/2}$, analog zu multihadronischen Ereignissen, sichtbar. Auch reicht die Verteilung nicht zu so hohen ρ_2 -Werten herauf.

Auch für Zerfälle mit einem Tau sind die Werte in der Tabelle auf die Effizienz der Spurselection und die Leptonidentifikation korrigiert worden. Um einen einheitlichen Wert für die Effizienz der Selektion in diesem Kanal zu erhalten, wurde die geringere Wahrscheinlichkeit des Myonnachweises verwendet. Ereignisse mit einem Elektron werden dann mit mindestens dieser Effizienz nachgewie-

Schnitt	Ereignisse in Daten	JETSET Vorhersage	Effizienz [%] für 40 GeV/c^2 Leptoquark		
			Elektron	Myon	Tau+e oder μ
Vorselektion	124 459		89.1		93.0
$\rho_1 > 1.8 GeV^{1/2}$	401	380 ± 19	80.4		78.4
Spurpaar	187	192 ± 14	75.5		60.3
ident. Lepton	54	58 ± 8	67.5	65.1	52.0
$\rho_2 > 1.0 GeV^{1/2}$	0	0	59.6	57.4 ± 1.0	20.6 ± 1.8

Tabelle 6.1: Einfluß der Schnitte zur Selektion zweier isolierter Leptonen. Die Zahl der von JETSET vorhergesagten Ereignisse ist auf die Zahl der vorselektierten 124 459 Ereignisse bezogen.

sen.

Die Massenabhängigkeit der Selektion wurde, wie in Kapitel 5 dargelegt, mit dem schnellen Simulationsmodus bestimmt. Der Unterschied der Selektionseffizienzen, die mit vollem und mit schnellen Simulationsmodus bei einer Masse von $40 GeV$ bestimmt wurden, liegt bei etwa 3–4%, so daß eine verlässliche Extrapolation der Massenabhängigkeit gewährleistet ist. In Tabelle 6.2 ist für verschiedene Leptoquarkmassen die Zahl der nach jedem Schnitt selektierten Ereignisse auf die entsprechende Zahl bei einer Masse von $40 GeV$ normiert worden.

Masse [GeV]	25	30	35	40	45
$\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)q\bar{q}$					
Ereignisselektion	1.022	1.012	1.017	1.000	0.990
Spurpaar	1.067	1.039	1.035	1.000	0.946
$\rho_2 > 1.0 GeV^{1/2}$	1.080	1.057	1.058	1.000	0.969
$\chi\bar{\chi} \rightarrow \tau e(\mu)q_1\bar{q}_2$					
Ereignisselektion	1.028	1.025	1.009	1.000	0.998
Spurpaar	1.018	1.047	0.983	1.000	1.015
$\rho_2 > 1.0 GeV^{1/2}$	0.992	0.997	0.956	1.000	1.013

Tabelle 6.2: Massenabhängigkeit der Selektion zweier isolierter Leptonen. Angegeben ist die Variation der Effizienz bezogen auf ein $40 GeV$ schweres Leptoquark. Der statistische Fehler ist $\approx 2.8\%$, für die Selektion von Taus 5.7%

Für Leptoquarkzerfälle in Leptonen einer Generation erkennt man eine Abnahme der Effizienz mit steigender Masse von insgesamt 11% über den hier betrachteten Massenbereich. Sie wird im wesentlichen durch die Selektion der Spurpaare, die eine isolierte Spur mit $\rho_1 > 1.8 GeV$ verlangt, verursacht. Mit zunehmender Masse des Leptoquarks verringern sich die kinematischen Unterschiede zwischen dem Ruhesystem des Leptoquarks und dem Laborsystem. Deshalb sind auch im Laborsystem die beiden Zerfallsprodukte des Leptoquarks längs einer Geraden ausgerichtet³. Die beiden so definierten Geraden in einem Leptoquarkereignis spannen also eine Ebene auf, in der die Zerfallsprodukte des Leptoquarkpaars liegen. Dadurch verringert sich der mögliche Abstand der Leptonen von den Jets und damit der Isolationsparameter.

³ $m \rightarrow \sqrt{s}/2 \Rightarrow \beta \rightarrow 0 \Rightarrow CMS(\chi) \rightarrow \text{Laborsystem}$

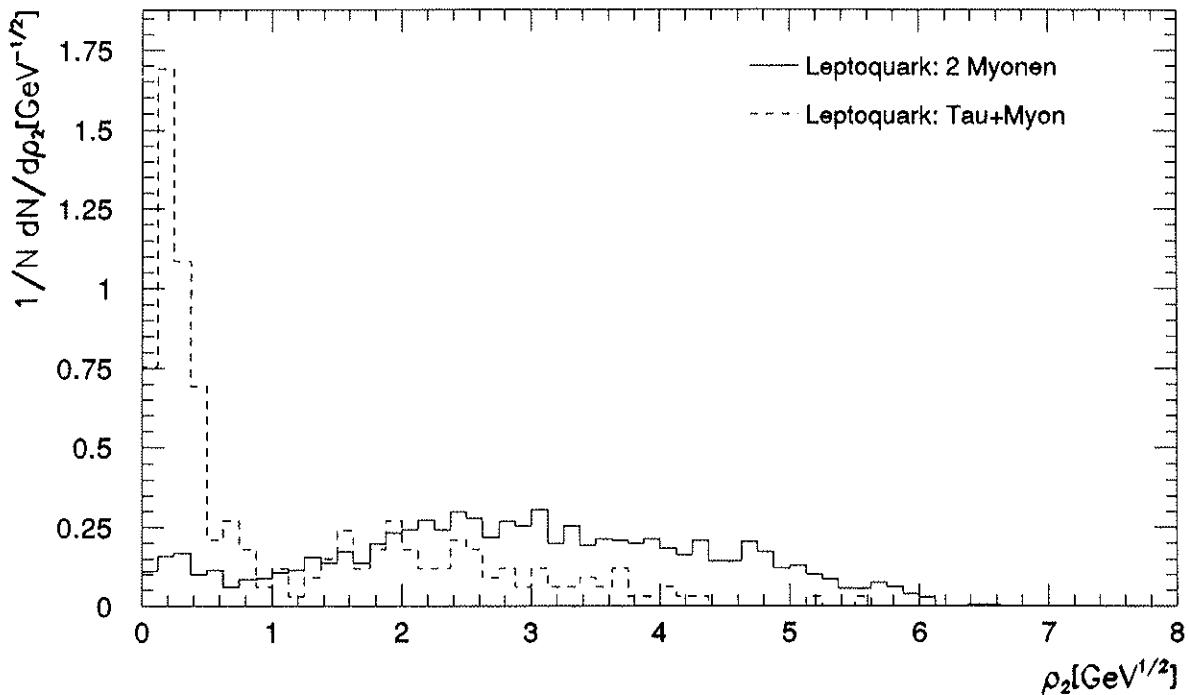


Abbildung 6.2: *Isolationsvariable ρ_2 der zweit-isoliertesten Spur in Leptoquarkereignissen für Zerfälle in 2 Elektronen (Myonen) und für Zerfällen in Tau und Elektron (Myon).*

Ist in Leptoquarkzerfällen ein Tau beteiligt, zeigt sich innerhalb des durch den statistischen Fehler gegebenen Bereichs keine signifikante Massenabhängigkeit.

Zum systematischen Fehler der Ereignisselektion tragen mögliche Unsicherheiten in der Spurselektion und im Leptonnachweis bei. Da deren Effizienz nur global und nicht impulsabhängig korrigiert wurde, ist die Variation dieser Effizienzen über den Impulsbereich als systematischer Fehler dieser Selektion anzusehen. Die Effizienz der Spurselektion variiert um $\pm 1.8\%$, die der Leptonselektion um $\pm 3\%$. Addiert man diese Beiträge quadratisch auf, erhält man insgesamt einen systematischen Fehler von 4% .

Zusammenfassend lässt sich sagen: Es wurde bei der Suche nach Ereignissen mit zwei isolierten Leptonen kein Kandidat gefunden. Potentielle Leptoquarkereignisse werden mit einer Effizienz von etwa 60% selektiert für den Fall zweier Elektronen oder Myonen und mit ca. 20% für den Fall, daß eines der Leptonen ein Tau ist.

6.3 Ereignisse mit Neutrino und isoliertem Elektron oder Myon

Mit der im folgenden beschriebenen Selektion sollen Ereignisse nachgewiesen werden, bei denen das eine Leptoquark in ein geladenes Lepton (Elektron oder Myon), das andere Leptoquark in ein Neutrino zerfällt. Die Signatur solcher Ereignisse ist also genau ein isoliertes Elektron oder Myon und eine verringerte sichtbare Energie aufgrund des Neutrinos. Deshalb ist auch der Vektor des fehlenden Impulses von den übrigen Teilchen im Ereignis isoliert. Dies steht im Unterschied zu Ereignissen, bei denen der Fehlbetrag in der Impulssumme von nicht nachgewiesenen Teilchen stammt. Diese liegen im allgemeinen innerhalb eines Jets, so daß der fehlende Impuls nicht isoliert ist.

Zur Suche nach diesen Leptoquarkereignissen wird in einem ersten Schritt die in Kapitel 4.1 dargestellte strengere Ereignisselektion angewendet. Die Schnitte, die sicherstellen, daß der fehlende Impuls im Akzeptanzbereich des Detektors liegt, führen zu keiner nennenswerten Reduktion des multihadronischen Untergrundes. Dies geschieht durch die Schnitte auf p_{\perp}^{vis} und E_{vis} , die die unterschiedliche Topologie zwischen Signal- und Untergrundereignissen nutzen. Aufgrund des Neutrinos ist die vektorielle Summe p_{\perp}^{vis} der Transversalimpulse nicht ausgeglichen. Dies ist deutlich in den in Abbildung 6.3 dargestellten Verteilungen dieser Variable für Leptoquarkereignisse sichtbar. Es treten große Werte für p_{\perp}^{vis} auf, das Maximum der breiten Verteilung liegt bei etwa 20 GeV , im Gegensatz zu multihadronischen Ereignissen, bei denen das Maximum bei 2.5 GeV liegt (siehe Abbildung 4.8). Durch den Schnitt $p_{\perp}^{vis} > 6\text{ GeV}$ werden nur wenige Signalereignisse verworfen. Außerdem erkennt man, daß in Leptoquarkereignissen, bei denen das geladene Lepton ein Elektron ist, p_{\perp}^{vis} größer ist als in Ereignissen mit einem Myon. Dies ist auf den Algorithmus zur Berechnung der Impuls- und Energiesumme zurückzuführen, der den Mehrfachnachweis von Teilchen nur global korrigiert. Inbesondere wird nicht zwischen Elektronen und Myonen unterschieden, so daß das Signal der Elektronen im elektromagnetischen Kalorimeter einen zusätzlichen Beitrag in der Impulssumme gibt.

In Abbildung 6.4 erkennt man die schon erwähnte verringerte sichtbare Energie in Ereignissen mit Leptoquarkproduktion gegenüber multihadronischen Ereignissen. Außerdem ist der Unterschied zwischen Ereignissen mit einem hochenergetischen Elektron und Myon sichtbar. Die Differenz der Maximalwerte entspricht in etwa der mittleren Energie, die das Elektron aus dem Leptoquarkzerfall aufweist. Dadurch, daß hier $E_{vis}/E_{cm} < 1$ gefordert wird, heben sich, zusammen mit dem vorherigen Schnitt auf p_{\perp}^{vis} , die Unterschiede zwischen Ereignissen mit einem Elektron und einem Myon in etwa auf. Die Effizienz der Vorselektion für Leptoquarkereignisse beträgt für Zerfälle in Elektronen 70.3%, in Myonen 69.8%.

Durch die Forderung $\rho_1 > 1.8\text{ GeV}^{1/2}$ und die Anwendung der Leptonidentifikation werden wiederum die isolierten Elektron- und Myonkandidaten selektiert. Nach diesen Schnitten verbleiben 38 Ereignisse in den Daten, in guter Übereinstimmung mit der in multihadronischen Ereignissen zu erwartenden Zahl von 32 ± 5.7 Ereignissen. Ohne Leptonidentifikation werden 111 Ereignisse (105 ± 10 in der Simulation) selektiert. Die Signaleffizienz beträgt etwa 53%.

Die räumliche Isolation und der große Betrag des fehlenden Impulses wird nun mit der in Kapitel 4.4 diskutierten Isolationsvariable ρ_{miss} des fehlenden Impulses ausgenutzt. Leptoquarkereignisse sollten sowohl große ρ_1 -Werte aufgrund des geladenen Leptons als auch große ρ_{miss} -Werte aufgrund des Neutrinos aufzeigen. Abbildung 6.5 zeigt die Korrelation dieser beiden Werte in Leptoquarkereignissen sowie in den verbleibenden gemessenen und in den simulierten multihadronischen Ereignissen. In den Signalereignissen treten große Werte von ρ_1 und ρ_{miss} auf. Jedoch gibt es einen nicht zu vernachlässigenden Anteil von Ereignissen, bei denen nur eine der Variablen groß ist. Dagegen zeigen simulierte multihadronische Ereignisse vorzugsweise kleine Werte von ρ_1 und ρ_{miss} , in manchen Ereignissen ist jedoch nur eine der Variablen groß. Durch einen alleinigen Schnitt auf die Isolationsvariable des zweiten Leptons, hier also ρ_{miss} , läßt sich der multihadro-

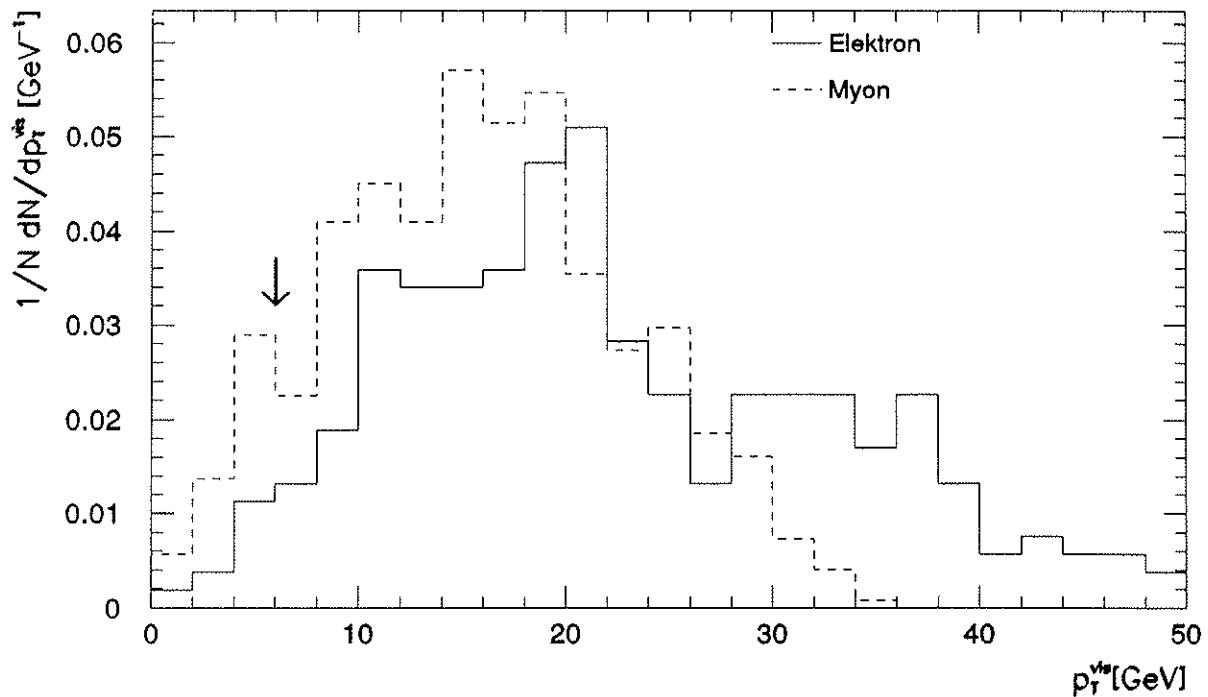


Abbildung 6.3: p_T^{vis} -Verteilung in Leptoquarkereignissen mit einem Elektron bzw. Myon.

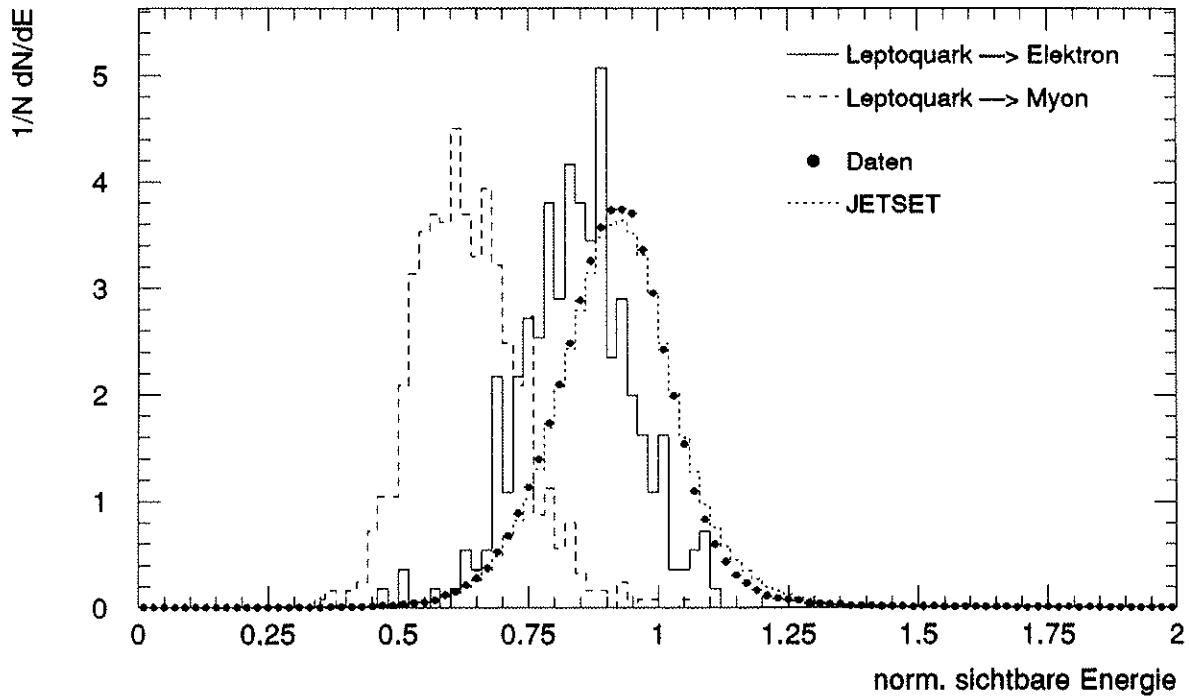


Abbildung 6.4: E_{vis}/E_{cm} -Verteilung in Leptoquarkereignissen mit einem Elektron bzw. Myon. Zusätzlich ist die erwartete und gemessene Verteilung in multihadronischen Ereignissen dargestellt.

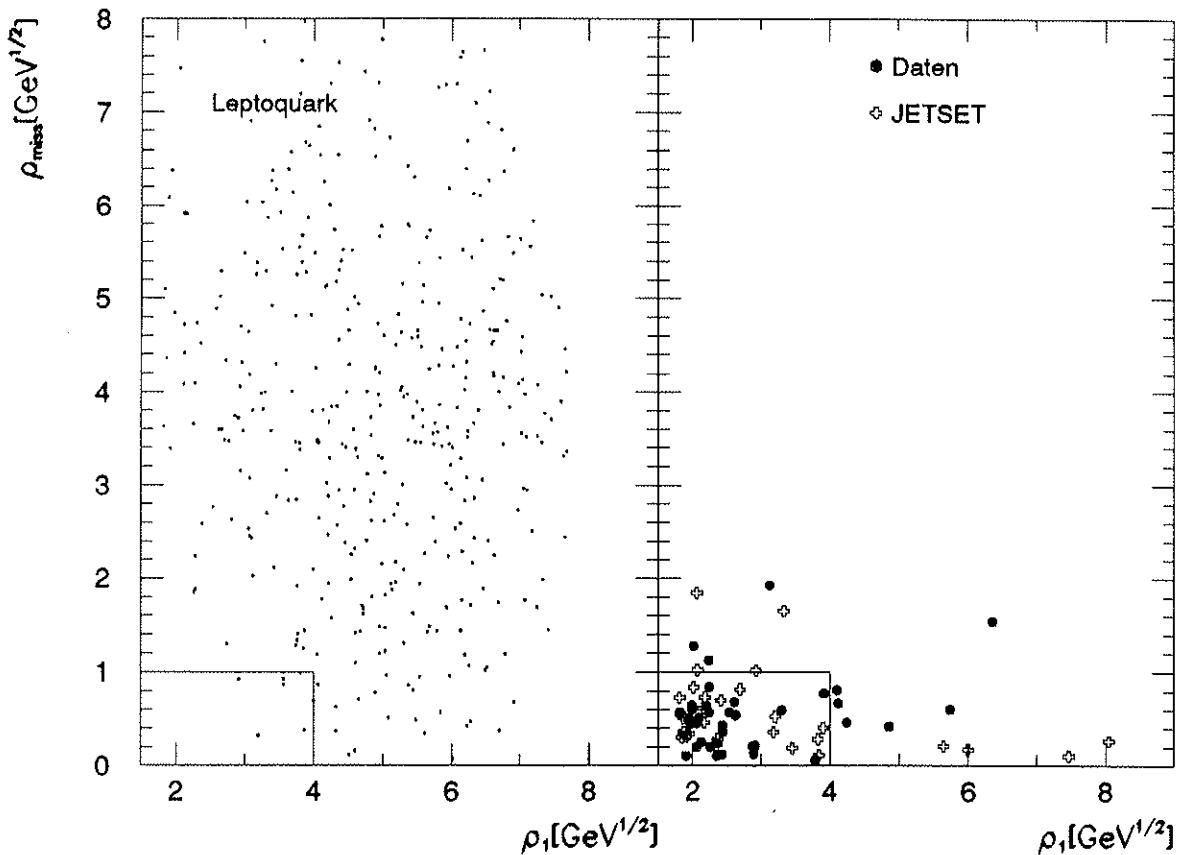


Abbildung 6.5: Korrelation zwischen ρ_{miss} und ρ_1 : links in Leptoquarkereignissen mit einem Neutrino und einem geladenen Lepton, rechts in multihadronischen Ereignissen und den Daten.

nische Untergrund nicht abtrennen, ohne die Signaleffizienz stark zu verringern. Dies ist auf die schlechtere Auflösung von ρ_{miss} zurückzuführen.

Ein Großteil des Untergrundes wird durch die Forderung $\rho_{\text{miss}} > 1 \text{ GeV}^{1/2}$ oder $\rho_1 > 4 \text{ GeV}^{1/2}$ beseitigt, während sich die Signaleffizienz um weniger als ein Prozentpunkt verringert.

Für ein 40 GeV schweres Leptoquark macht sich ein Unterschied in der ρ_{miss} -Verteilung zwischen Ereignissen mit einem Elektron oder einem Myon aufgrund des zusätzlichen elektromagnetischen Clusters in der Effizienz nicht nennenswert bemerkbar. Nahe der kinematischen Grenze ($m_\chi \approx 45 \text{ GeV}$) ist ρ_{miss} aufgrund der geringeren räumlichen Isolation im Mittel kleiner. Wird dann noch der Betrag der fehlenden Energie durch den Bleiglascluster verringert, ergibt sich eine etwa 15%ige Abnahme der Effizienz. Für Ereignisse mit einem Myon ist sie in etwa konstant. Deshalb wurde bei der Berechnung von ρ_{miss} in Ereignissen mit einem Elektronkandidaten der Betrag der fehlenden Energie noch um die Energie des elektromagnetischen Clusters korrigiert. In diesem Fall verringert sich die Effizienz nur um etwa 9%.

Die nicht ausgeglichene Impulsbilanz aufgrund des Neutrinos zeigt sich auch in einer akollineareren Ereignisstruktur. Dies bedeutet, daß der Winkel α zwischen den Summenvektoren der Impulse in den beiden Ereignishemisphären ungleich 180° ist. Die Ereignishemisphären entstehen durch Unterteilung des Ereignisses mit einer Ebene senkrecht zur Thrustachse. Zur Thrustberechnung wurden Spuren und Cluster verwendet⁴. In Abbildung 6.6 ist der Akollinearitätswinkel θ_{acol} ,

⁴ Ist die Energie in einer der Hemisphären kleiner als 3 GeV , wird das Ereignis als extrem akollinear angesehen und $\alpha = 0$ gesetzt. In dieser Ereigniskategorie tritt dies aber nur in ca. 0.3% der Ereignisse auf.

definiert durch

$$\theta_{acol} = 180 - \alpha$$

für die nach den obigen Schnitten verbleibenden 9 Ereignissen in den Daten (8.6 ± 2.9 in der Simulation) dargestellt. Die Daten zeigen, analog der ebenfalls dargestellten Verteilung simulierter multihadronischer Ereignisse, eine kollineare Ereignisstruktur. Durch die Forderung $\theta_{acol} > 15^\circ$

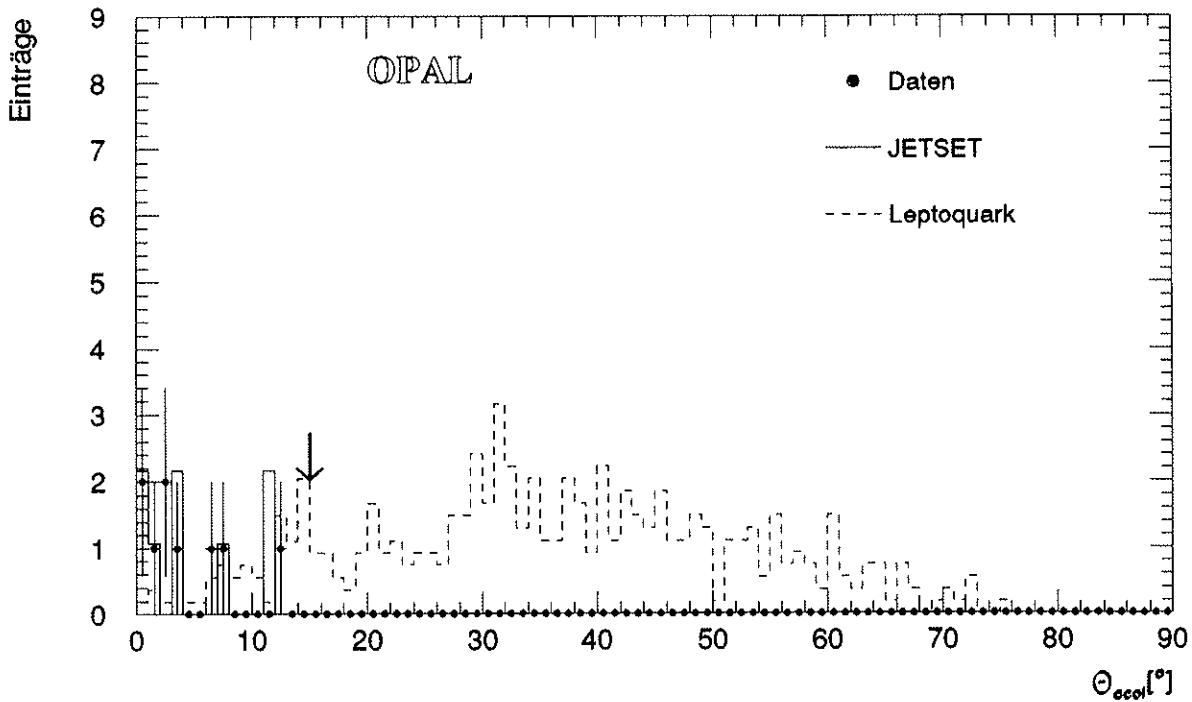


Abbildung 6.6: Akollinearitätswinkel θ_{acol} in Leptoquarkereignissen und multihadronischen Ereignissen (Daten und Simulation)

Schnitt	Ereignisse in Daten	JETSET Vorhersage	Effizienz [%] für Leptoquarks			
			40 GeV/c^2 Elektron	45 GeV/c^2 Myon	40 GeV/c^2 Elektron	45 GeV/c^2 Myon
streng Vorselektion	37 158	$34\ 468 \pm 186$	70.8	69.8	66.0	72.0
$\rho_1 > 1.8 GeV^{1/2}$	111	105 ± 10	59.6	61.1	55.6	61.5
ident. Lepton	38	32 ± 6	53.3	52.7	49.8	53.0
$\rho_{miss} > 1.0 GeV^{1/2}$						
oder $\rho_1 > 4.0 GeV^{1/2}$	9	8.6 ± 2.9	53.1	51.3	48.3	52.8
$\theta_{acol} > 15^\circ$	0	0	48.5	45.5	43.6	46.4

Tabelle 6.3: Selektion von Ereignissen mit einem isolierten Lepton und fehlendem Impuls. Die Zahl der von JETSET vorhergesagten Ereignisse ist auf die Zahl der vorselektierten 124 549 Ereignisse normiert. Der statistische Fehler in der Selektionseffizienz beträgt 2 Prozentpunkte.

lassen sich diese Ereignisse eliminieren. Die Effizienz der Leptoquarkselektion bleibt mit knapp 50% recht hoch. Die genauen Zahlen sind in Tabelle 6.3 angegeben, unterschieden nach der Leptonsorte (Elektron oder Myon), für die Massenwerte 40 und 45 GeV .

Dabei wurde bei beiden Massenwerten die detaillierte Simulation verwendet, da sich zeigte, daß die schnelle Simulation die Möglichkeit spezieller Korrekturen im Hadronkalorimeter zur Vermeidung des Mehrfachnachweises nicht gestattet. Bei der gesammelten Luminosität, dem Leptoquark-Wirkungsquerschnitt und den vorliegenden Effizienzen ist eine Massengrenze im Bereich von $40 - 45 \text{ GeV}$ zu erwarten. Um für kleinere Massen ($< 40 \text{ GeV}$) die Selektionseffizienz in etwa zu bestimmen, wurde das Hadronkalorimeter in der Analyse nicht verwendet. Hierbei ändert sich in vollständig simulierten Ereignissen die Effizienz kaum. In diesem Fall wird aber von der schnellen Simulation die Nachweiseffizienz für ein 40 GeV bzw. 45 GeV schweres Leptoquark in etwa ($\pm 10\%$) wiedergegeben. Diese Genauigkeit ist ausreichend, da der Leptoquark-Wirkungsquerschnitt mit abnehmender Masse schnell zunimmt. In erster Linie ist also die Sensitivität der Selektion sicherzustellen. Damit ergeben sich die in Tabelle 6.4 angegebenen Variationsfaktoren der Effizienz.

Massen [GeV]	25	30	35
Ereignisselektion	0.91	0.93	0.96
$\rho_{miss} > 1 \text{ GeV}^{1/2}$ oder $\rho_1 > 4.0 \text{ GeV}^{1/2}$	0.91	0.93	0.96
$\theta_{acol} > 15^\circ$	0.94	0.98	0.99

Tabelle 6.4: *Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit einem isolierter Lepton und fehlendem Impuls. Angegeben ist die Variation der Effizienz, bezogen auf ein 40 GeV schweres Leptoquark. Der statistische Fehler ist $\approx 2.8\%$*

Der systematische Fehler dieser Selektion besteht, neben den Unsicherheiten in den Spur- und Leptonselektionseffizienzen, in der Verwendung von ρ_{miss} . Erhöht man den Schnitt auf ρ_{miss} um 30%, entsprechend der Auflösung, verringert sich die Signaleffizienz um 4% für Ereignisse mit Elektronen, nahe der kinematischen Grenze. Insgesamt ergibt dies einen systematischen Fehler von 5.4%.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß in den OPAL Daten kein Ereignis mit einem isolierten Elektron oder Myon und mit fehlendem Impuls gefunden wurde. Die entsprechenden Leptoquarkereignisse würden mit einer knapp 50%igen Wahrscheinlichkeit selektiert.

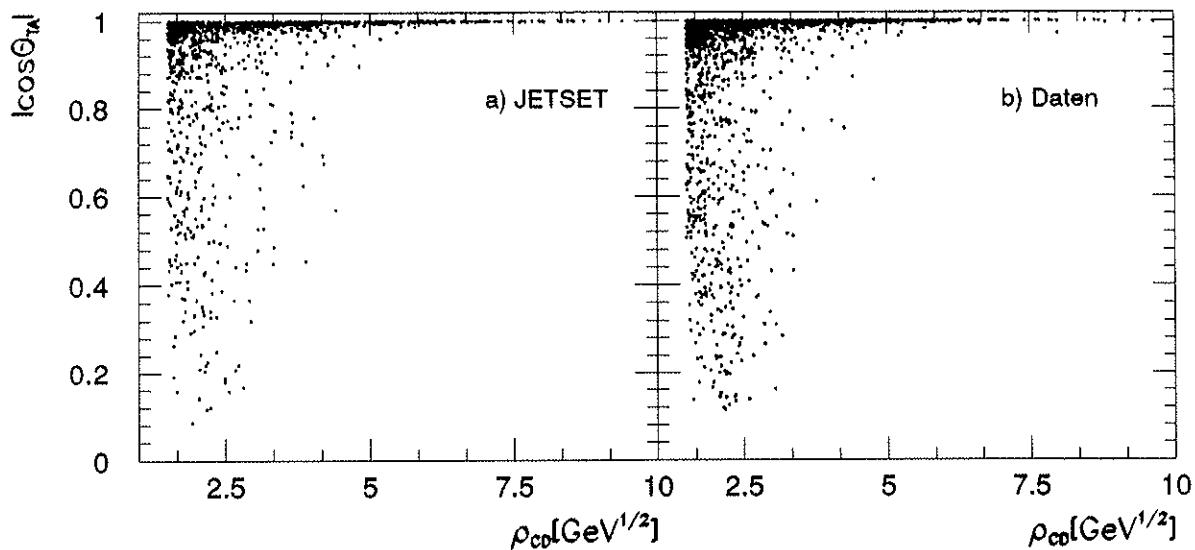


Abbildung 6.8: Korrelation zwischen ρ_{CD} und dem Winkel θ_{TA} zur Ereignisachse. Wegen der Vorselektion $\rho_{CD} > 1.5 \text{ GeV}^{1/2}$ ist der Nullpunkt unterdrückt.

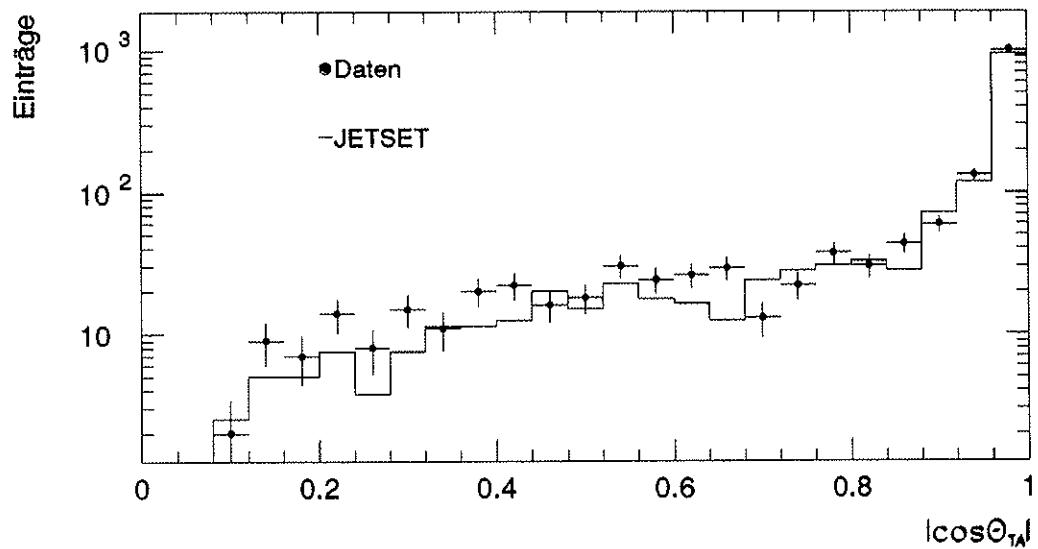


Abbildung 6.9: Vergleich der $\cos \theta_{TA}$ -Verteilung zwischen Daten und Simulation für Spuren mit $\rho_{CD} > 1.5 \text{ GeV}^{1/2}$

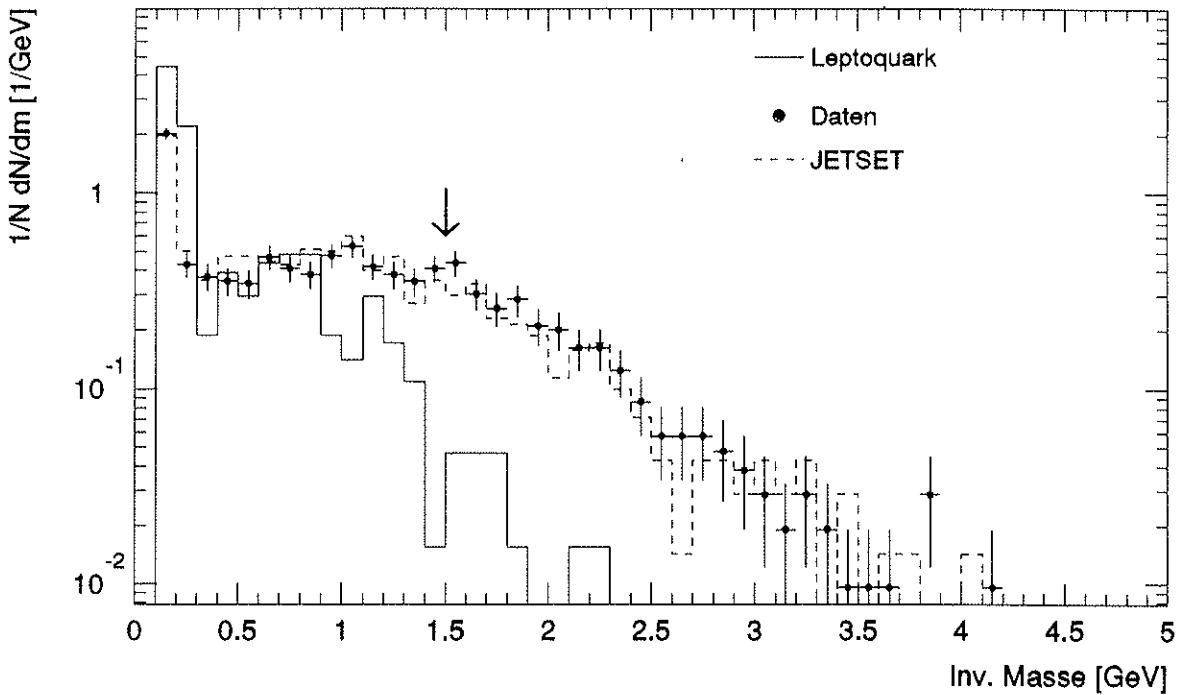


Abbildung 6.10: Invariante Masse m_T zur Selektion von Taukandidaten. Die Verteilungen sind auf den gleichen Flächeninhalt normiert.

und $m_T < 1.5 \text{ GeV}$ — erfüllen, werden im weiteren als Taukandidaten bezeichnet.

Der Vergleich des Isolationsparameter ρ_T der Taukandidaten mit ρ_{CD} des darin enthaltenen geladenen Teilchens ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Das Verhältnis ρ_T/ρ_{CD} in Ereignissen mit Leptoquarkproduktion ist zu einem großen Teil nahe eins, aufgrund der Tauzerfälle ohne neutrale Hadronen. Ein weiteres Maximum der Verteilung bei ≈ 1.3 ist durch Tauzerfälle in Elektronen bedingt. Werden für Elektronen Spurimpuls und Clusterenergie zur Energie des Pseudoteilchens zusammengefaßt, liefert der Algorithmus zur Kompensation des Mehrfachnachweises die ca. 1.7fache Energie des Elektrons⁶. Da in der ρ -Berechnung die Quadratwurzel der Energie eingeht, liegt das Verhältnis ρ_T/ρ_{CD} bei $\sqrt{1.7} \approx 1.3$. In multihadronischen Ereignissen dagegen verringert sich ρ_T zu einem beträchtlichen Teil aufgrund der zusätzlichen Verwendung der elektromagnetischen Cluster bei der Jetrekonstruktion. Die von OPAL gemessenen Daten zeigen ebenfalls dieses Verhalten.

6.4.1 Ereignisse mit zwei isolierten Taus

Zur Selektion von Ereignissen, bei denen beide Leptoquarks in ein Tau und ein Quark zerfallen, werden Paare von Taukandidaten mit unterschiedlichem Vorzeichen des geladenen Teilchens gebildet, analog dem Vorgehen in Kapitel 6.2. Es wird jeweils das Paar mit den beiden größten Isolationsparametern $\rho_1^T > \rho_2^T$ und unterschiedlicher Ladung gewählt. In den Daten werden 25 solcher Paare gefunden, die Simulation sagt 15 ± 4 voraus. In 13.7% der entsprechenden Leptoquarkereignisse werden Paare von Taukandidaten erwartet.

Zusätzlich zu zwei isolierten Taukandidaten zeigen Leptoquarkereignisse aufgrund der zwei τ -Neutrinos eine akollinare Ereignisstruktur. Die Korrelation zwischen dem Akollinearitätswinkel θ_{acol} und ρ_2^T ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Während in Leptoquarkereignissen große Akollinearitätswinkel und große Isolationsparameter auftreten, sind die verbleibenden Ereignisse in den

⁶ $\rho_{CD} + E_{ECAL} - 0.3\rho_{CD} \approx 1.7\rho_{CD}$

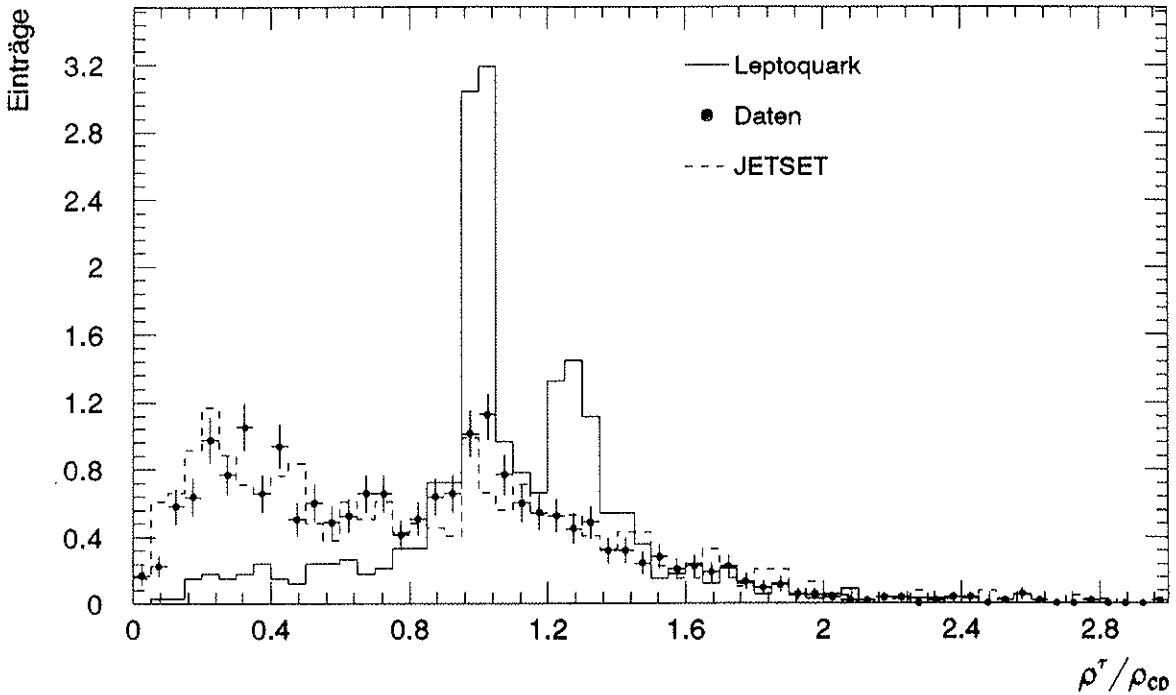


Abbildung 6.11: Vergleich der Isolationsparameter ρ^τ und ρ_{CD} für Taukandidaten. Die Verteilungen sind auf die gleiche Fläche normiert.

Daten, wie die simulierten multihadronischen Ereignisse, in einem Bereich kleiner θ_{acol} und ρ_2^τ konzentriert. Der Großteil des multihadronischen Untergrundes wird durch die Forderung $\theta_{acol} > 18^\circ$ oder $\rho_2^\tau > 1.5 \text{ GeV}^{1/2}$ verworfen. Nach diesem Schnitt sind 2.4 ± 1.4 Untergrundereignisse zu erwarten, in den Daten findet sich kein Ereignis. Außerhalb dieses in der Abbildung angedeuteten Bereichs verbleiben 11.3% der Leptoquarkereignisse. Der Effekt der Schnitte auf die Daten und die Simulation von multihadronischen bzw. Leptoquarkereignissen ist in Tabelle 6.5 zusammengefaßt.

Die Effizienzen wurden mit dem detaillierten Simulationsmodus bestimmt, um die Unsicherheiten in der Berechnung der Gesamtenergie bei Verwendung des schnellen Simulationsmodus zu verringern. Wie in Kapitel 6.3 wurde für kleinere Massen als 40 GeV die Effizienz mit dem schnellen Simulationsmodus ermittelt. Für ein 25 GeV schweres Leptoquark ist die Nachweiseffizienz fast 50% geringer, bedingt durch die Forderung nach einem Paar von Taukandidaten. Der Schnitt auf den Winkel zur Ereignisachse in der Selektion der Taukandidaten trägt dabei den dominanten Anteil. Da mit abnehmender Leptoquarkmasse eine zunehmende Ausrichtung der produzierten Teilchen entlang der Ereignisachse stattfindet, ist dieses Verhalten verständlich.

Der systematische Fehler dieser Selektion ist im wesentlichen gegeben durch die Unsicherheit in der Spurselektionseffizienz von 1.8% je Spur. Für die übrigen Schnitte zeigt der Vergleich zwischen den Daten und der JETSET-Vorhersage, daß die Simulation die Zahl der durch die Schnitte selektierten Ereignisse unterschätzt. Für die Leptoquarkselektion liefert die Simulation also zu geringe, konservative Effizienzen. Eine weitere Berücksichtigung von systematischen Fehlern aufgrund dieses Effektes ist also nicht notwendig. Da der Schnitt auf die invariante Masse des Pseudoteilchens nur wenige Taus abtrennt und sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten zeigt, ist die mögliche systematische Unsicherheit aufgrund dieses Schnittes zu vernachlässigen. Für Massenwerte kleiner als 40 GeV wird zusätzlich eine Unsicherheit von 10% für den Unterschied zwischen vollständiger und verkürzter, schneller Simulation angesetzt.

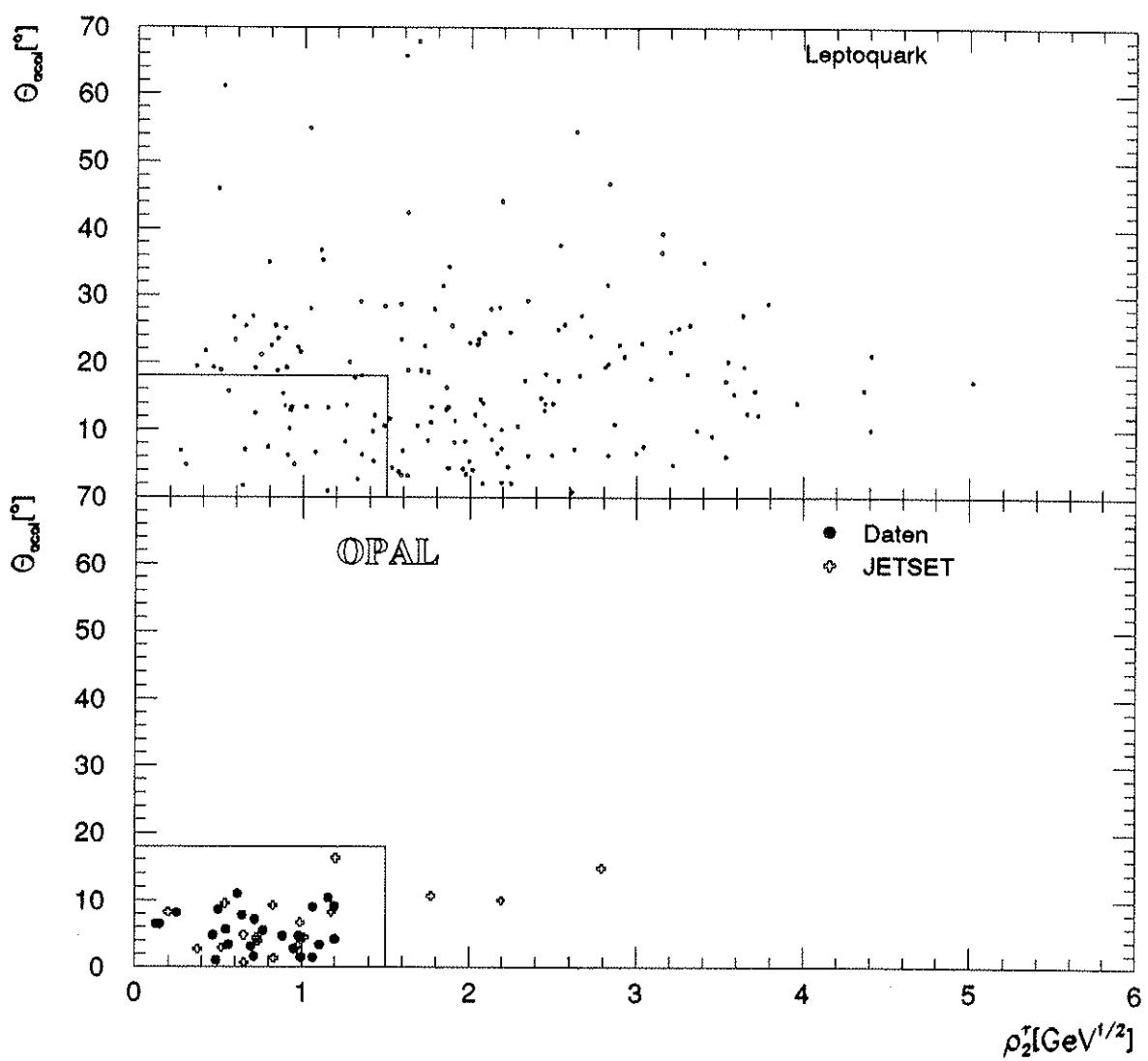


Abbildung 6.12: Korrelation zwischen Akollinearitätswinkel θ_{acol} und ρ_2^τ

Schnitt	Ereignisse in Daten	JETSET Vorhersage	Effizienz [%] für Leptoquark 40 GeV 45 GeV	
strenge Vorselektion $\rho_{CD} > 1.5 \text{ GeV}^{1/2}$ Winkel zur nächsten Spur $> 15^\circ$ $ \cos \theta_{T,1} < 0.98$ τ Kandidaten	37158	34468 ± 186	60.6	58.8
	1772	1561 ± 36	40.4	
	1140	967 ± 28	39.0	
	541	432 ± 19	36.5	
	465	384 ± 18	35.8	
τ Paar $\theta_{acol} > 18^\circ$ oder $\rho_2^\tau > 1.5 \text{ GeV}^{1/2}$	25	15 ± 4	13.7	13.4
	0	2.5 ± 1.4	11.3 ± 0.8	10.3 ± 1.2

Tabelle 6.5: Effekt der Schnitte zur Suche nach Ereignissen mit zwei isolierten Taus.

Massen [GeV]	25	30	35
Ereignisselektion	0.955	0.990	0.994
Taupaare	0.661	0.773	0.764
$\rho_2^\tau > 1.5 \text{ GeV}$ oder $\theta_{acol} > 18^\circ$	0.608	0.753	0.801

Tabelle 6.6: Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Taus. Angegeben ist die Variation der Effizienz bezogen auf ein 40 GeV schweres Leptoquark. Der statistische Fehler der Werte der letzten Zeile ist $\approx 8.5\%$

6.4.2 Ereignisse mit einem isolierten Tau und Neutrino

Ereignisse, bei denen ein Leptoquark in ein Tau, das andere in ein Neutrino und je ein Quark aus der dritten Generation von Fermionen zerfällt, erfordern wegen der unterschiedlichen Leptonladung für eines der Leptoquarks den Zerfall in ein top-Quark. Wie in Kapitel 5 gezeigt, ist die Masse des top-Quarks größer als 46.6 GeV, so daß für die hier zu betrachtenden Massen der Leptoquarks von weniger als 46 GeV dieser Zerfallskanal kinematisch nicht möglich ist. Das 2/3-ladige Quark muß also aus einer anderen Familie als die Leptonen stammen. Die dazu notwendigen familien-nicht-diagonalen Kopplungen $\lambda_{\tau q}$, $\lambda_{\nu_{\tau} q}$ sind durch bisherige Experimente kaum eingeschränkt, im Gegensatz zu den Fermionen der ersten beiden Generationen. Eine mögliche Abhängigkeit der Leptoquarkkopplung von der Masse der an das Leptoquark koppelnden Fermionen könnte zu solchen familien-nicht-diagonalen Kopplungen führen (siehe Kap. 2.3).

Deshalb soll auch nach dieser Zerfallstopologie gesucht werden. Dazu werden, ausgehend von den 465 Ereignissen mit (mindestens) einem Taukandidaten, solche gesucht, die durch eine ausgeprägte akollinare Ereignisstruktur und isolierten fehlenden Impuls auf die Anwesenheit eines hochenergetischen Neutrinos deuten. Abbildung 6.13 zeigt die Korrelation zwischen dem Isolationsparameter ρ_{miss} des fehlenden Impulses und dem Akollinearitätswinkel θ_{acol} für simulierte Leptoquarkereignisse sowie für multihadronische Ereignisse. Die letztere Ereignisklasse zeigt hauptsächlich kleine Werte für beide Variablen, in manchen Fällen ist jedoch eine der beiden Variablen groß. Dagegen ist in Leptoquarkereignissen eine deutliche Korrelation zwischen den beiden Größen festzustellen. Durch die Forderung $\rho_{miss} > 3.5 \text{ GeV}$ und $\theta_{acol} > 26^\circ$ läßt sich der multihadronische Untergrund abtrennen, wie die Simulation dieser Ereignisse zeigt. In den Daten findet sich ebenfalls kein Ereignis, das diese Forderung erfüllt. Leptoquarkereignisse werden mit einer Effizienz von 17.2% nachgewiesen. Tabelle 6.7 faßt die Selektionseffizienz für ein 40 und 45 GeV schweres Leptoquark zusammen. Zur kinematischen Schwelle hin ändert sich die Effizienz inner-

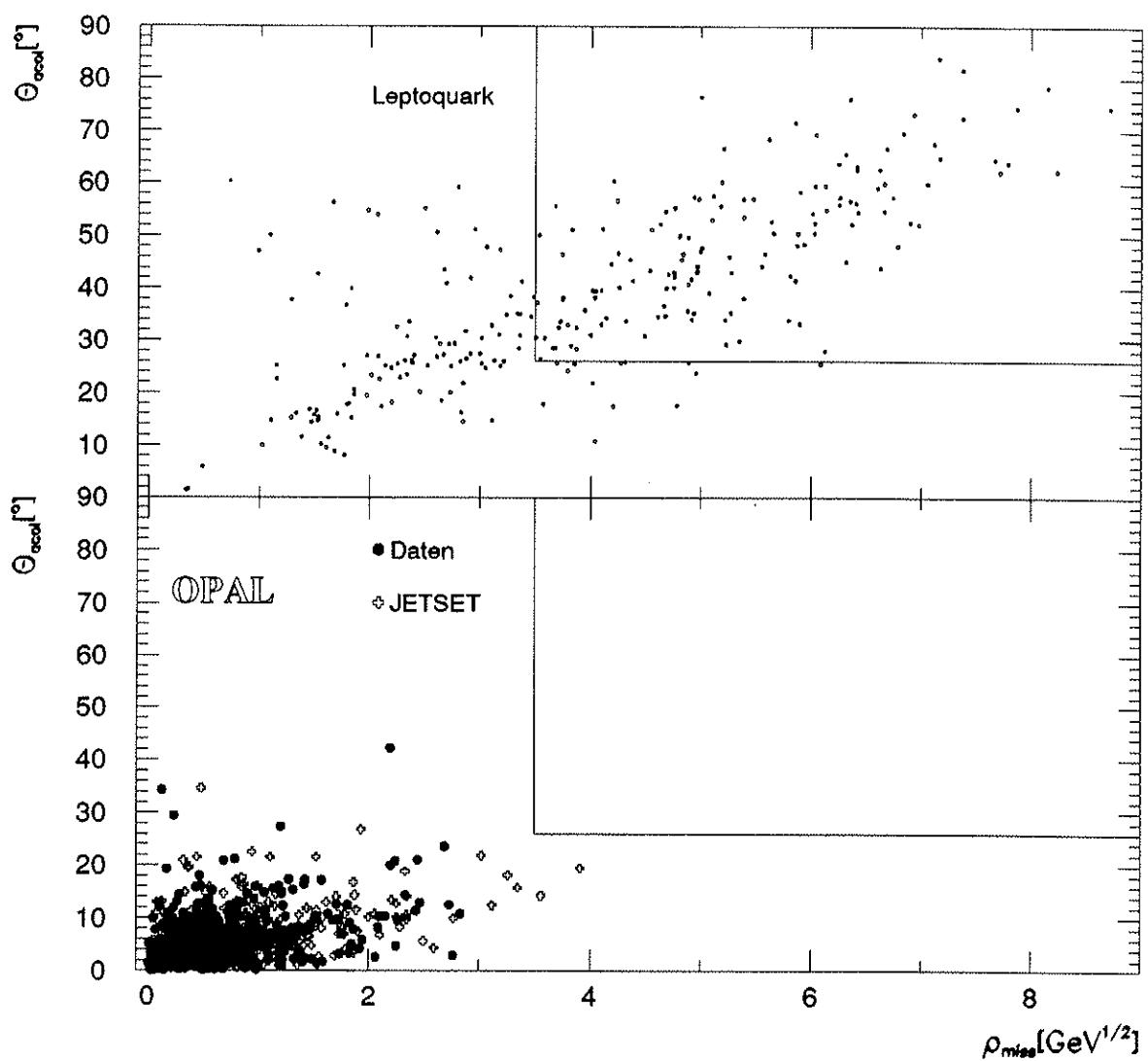


Abbildung 6.13: Korrelation zwischen θ_{acol} und ρ_{miss} in Ereignissen mit einem Taukandidaten

halb der Fehler nicht. Der Effekt der Selektionsschritte auf die Daten ist bereits in Tabelle 6.5 angegeben.

Schnitt Masse [GeV]	$\epsilon(m)/\epsilon(40)$			Effizienz [%] für Leptoquarks	
	25	30	35	40	45
Ereignisselektion	1.00	1.00	0.99	75.5	76.3
Taukandidaten	0.94	1.06	1.02	31.3	31.2
$\rho_{miss} > 3.5 \text{ GeV}$ und $\theta_{acol} > 26^\circ$	0.99	1.19	1.06	17.2 ± 1.4	20.3 ± 2.3

Tabelle 6.7: *Effekt der Schnitte zur Selektion von Ereignissen mit einem isolierten Tau und fehlendem Impuls sowie Variation der Effizienz im Massenbereich 25 – 35 GeV.*

Die sich aus der schnellen Simulation wie in den vorhergehenden Kapiteln ergebende Massenabhängigkeit für Leptoquarks mit einer Masse unterhalb von 40 GeV ist dort ebenfalls angegeben. Es zeigt sich keine ausgeprägte Variation mit der Leptoquarkmasse.

Der systematische Fehler in der Selektion ist zum einen durch den üblichen systematischen Fehler in der Spurselection von 1.8% gegeben. Wie in Kapitel 6.3 wird für die Unsicherheit in der Benutzung des fehlenden Impulses ein systematischer Fehler von 4% angesetzt.

6.5 Ereignisse mit zwei Neutrinos

Ereignisse, bei denen beide Leptoquarks in ein Neutrino und ein Quark zerfallen, haben eine ähnliche Topologie wie solche, die aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H^0, H^0 \rightarrow q\bar{q}$ zur Produktion von Higgsbosonen H^0 hervorgehen. Für Massenwerte der Leptoquarks und Higgsbosonen oberhalb von etwa 25 GeV weisen die Ereignisse in beiden Fällen ein Paar akollinearer Jets und eine stark verringerte sichtbare Energie auf.

Wegen der Ähnlichkeit der Ereignistopologien folgt die Suche nach Leptoquarks in diesem Zerfallskanal der entsprechenden Analyse der Arbeitsgruppe innerhalb der OPAL-Kollaboration zur Suche nach Higgsbosonen.

Ein Teil der in [OPAL90s] verwendeten Schnitte ist bereits in der strengereren Ereignisselektion enthalten. Die Forderung $E_{vis} < E_{cm}$ wird allerdings nicht verwendet.

Zur Selektion akollinärer Ereignisse wird neben dem bereits eingeführten Akollinearitätswinkel θ_{acol} , der unter Verwendung aller Impulskomponenten berechnet wird, ein analoger Winkel θ_{acop} benutzt, der die Akollinearität in der $r\phi$ -Ebene misst. Die Beschränkung auf die Impulskomponenten transversal zur Strahlachse minimiert die Fehler aufgrund der verschlechterten Polarwinkelmessung im Zentraldetektor. Außerdem werden dadurch akollinäre multihadronische Ereignisse aufgrund von Anfangsbremssstrahlung mit nicht nachgewiesenem Photon verworfen. Eine Akollinearität, durch einen Fehlbetrag des Impulses in z-Richtung bedingt, ist in der $r\phi$ -Ebene nicht sichtbar.

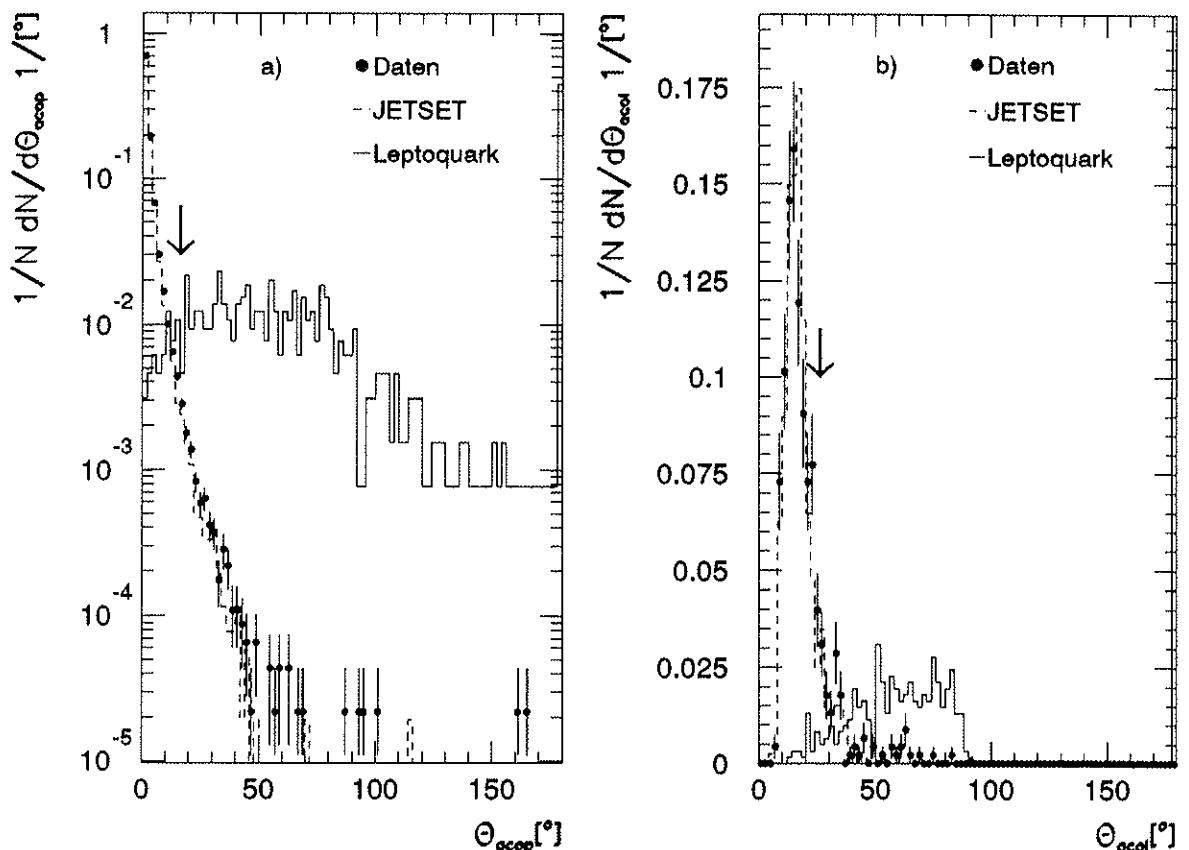


Abbildung 6.14: Akollinearitätsverteilungen: a) in der $r\phi$ -Ebene, b) unter Benutzung aller Impulskoordinaten, nach dem Schnitt $\theta_{acop} > 16^\circ$. Einträge bei 180° stehen für Ereignisse mit Monojet-Topologie.

Schnitt	Ereignisse in Daten	JETSET Vorhersage	Effizienz [%] für Leptoquarks	
			40 GeV/c^2	45 GeV/c^2
strenge Vorselektion $\theta_{acop} > 16^\circ$ und $\theta_{acol} > 26^\circ$	47841	45903 ± 241	70.5	69.0
$E_{\text{Konus}} < 2 GeV$	71	40 ± 6	64.4	64.5
$(M_{hem1} + M_{hem2})/2 < 12.5 GeV$	21	6.7 ± 2.6	64.3	64.5
oder $E_{hem2} < 3 GeV$	0	0	62.7 ± 1.6	63.7 ± 2.4

Tabelle 6.8: *Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Neutrinos. Die Zahl der von JETSET vorhergesagten Ereignisse ist auf die Zahl der vorselektierten 124 549 Ereignisse normiert.*

Massen [GeV]	25	30	35
Ereignisselektion	0.97	1.00	0.99
$\theta_{acop} > 16^\circ$ und $\theta_{acol} > 26^\circ$	0.83	0.89	0.97
$(M_{hem1} + M_{hem2})/2 < 12.5 GeV$ oder $E_{hem2} < 3 GeV$	0.80	0.88	0.95

Tabelle 6.9: *Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Tau Neutrinos. Angegeben ist die Variation der Effizienz bezogen auf ein 40 GeV schweres Leptoquark. Der statistische Fehler der Werte der letzten Zeile ist $\approx 2.3\%$*

Abhängigkeit von der Fragmentationsbeschreibung eingeführt.

Die zu beobachtende Abweichung zwischen vorhergesagten und nachgewiesenen multihadronischen Ereignissen deutet auf Unzulänglichkeiten in der Simulation dieser Ereignisse hin. Ähnlich wie bei der Selektion isolierter Spuren, ist der Effekt aber so, daß, wenn überhaupt, die mit der Simulation bestimmten Signaleffizienzen unterschätzt würden.

Auch Ereignisse, die zwei hochenergetische, isolierte Neutrinos enthalten, so läßt sich zusammenfassend sagen, sind in den OPAL Ereignissen nicht gefunden worden. Entsprechende Leptoquarkereignisse würden mit einer Effizienz von mehr als 60% nachgewiesen.

6.6 Grenzen für Leptoquarkproduktion

In keiner der untersuchten Zerfallstopologien ist ein Signal für Leptoquarkproduktion gesehen worden. Daraus ergeben sich Grenzen an den Wirkungsquerschnitt für Leptoquarkproduktion. Macht man Annahmen über den Wirkungsquerschnitt der Leptoquarks, folgen aus den Grenzen für den Wirkungsquerschnitt untere Grenzen für die Masse der Leptoquarks.

Die obere Grenze σ_{lim} für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Forderung, daß die Zahl der erwarteten Ereignisse N_χ kleiner ist als die obere Konfidenz-Grenze N_{CL} ,

$$N_\chi = \sigma \cdot L(E_{cm}) \cdot \epsilon(m_\chi, f_1, \dots, f_N) < N_{CL}$$

und damit

$$\sigma < \sigma_{lim} = \frac{N_{CL}}{L(E_{cm}) \cdot \epsilon(m_\chi, f_1, \dots, f_N)} .$$

Da kein Ereignis gefunden wurde, ist $N_{CL} = 3$, unabhängig von der Zahl der erwarteten Untergrundereignisse. $\epsilon(m_\chi, f_1, \dots, f_N)$ ist die aus der Kombination der einzelnen Zerfallstopologien hervorgehende Gesamteffizienz (siehe Gl. 6.1) und $L(E_{cm})$ die integrierte Luminosität. Da an dieser Stelle keine Annahmen über den Wirkungsquerschnitt gemacht werden sollen, können die Grenzen nur für eine feste Schwerpunktenergie E_{cm} gemacht werden. Da die meiste Luminosität auf dem Pol der Z^0 -Resonanz gesammelt wurde ($3.51 pb^{-1}$, siehe Tab. 4.1), wird dieser Wert für $L(E_{cm})$ gewählt.

Zur Berechnung der Massengrenzen können dagegen alle Energiepunkte verwendet werden, da sich mit Hilfe des in Gleichung 2.5 angegebenen Wirkungsquerschnitts $\sigma_\chi(E_{cm}^i, m_\chi)$ für Leptoquarkproduktion der Beitrag jeder Energie zu der Zahl der erwarteten Signaleereignisse berechnen läßt:

$$N_\chi(m_\chi, f_1, \dots, f_N) = \sum_{E_{cm}^i > 2m} L(E_{cm}^i) \sigma_\chi(E_{cm}^i, m_\chi) \epsilon_\chi(m_\chi, f_1, \dots, f_N) .$$

Neben den in den vorhergehenden Kapiteln diskutierten Unsicherheiten in den Selektionseffizienzen, ist zusätzlich der Fehler von 1.6% in der Luminositätsmessung zu berücksichtigen. Wie in Kapitel 5 diskutiert, wird die Zahl der erwarteten Ereignisse, oder äquivalent die Effizienz, um die Unsicherheit in der Vorhersage vermindert.

Die Grenzen für den Wirkungsquerschnitt und die Leptoquarkmassen hängen über die Effizienz noch von den Verzweigungsverhältnissen f_1, \dots, f_N in die möglichen Zerfallskanäle ab. Betrachtet man den favorisierten Fall der familien-diagonalen Kopplungen (siehe Kap. 2.3.1), vereinfacht sich die Diskussion auf den Fall zweier Zerfallskanäle mit $f_c + f_n = 1$ und damit auf nur noch ein freies Verzweigungsverhältnis. Dies soll im folgenden diskutiert werden. Mit Hilfe der dort erzielten Resultate ist es dann möglich, den Fall familien-nicht-diagonaler Zerfälle auf einfache Art darzustellen.

Familien-diagonale Zerfälle

In Abbildung 6.16 ist die obere Schranke für den Wirkungsquerschnitt als Funktion der Leptoquarkmasse und des Verzweigungsverhältnisses in das geladene Lepton dargestellt. Für Leptoquarks der ersten Generation — hier ist das geladene Lepton ein Elektron — liegt die obere Grenze zwischen 1.4 und $1.8 pb$. Wegen der etwas geringeren Effizienz bei einem Verzweigungsverhältnis von 50% ist die Grenze für diesen Fall höher, also schwächer. Sind die geladenen Leptonen Myonen, ergibt sich wegen der nur geringfügig verschiedenen Effizienz fast das gleiche Bild. Für Zerfälle der Leptoquarks in Taus (rechte Abbildung), ist die Grenze aufgrund der geringeren Effizienz mit bis zu $14 pb$ deutlich schwächer.

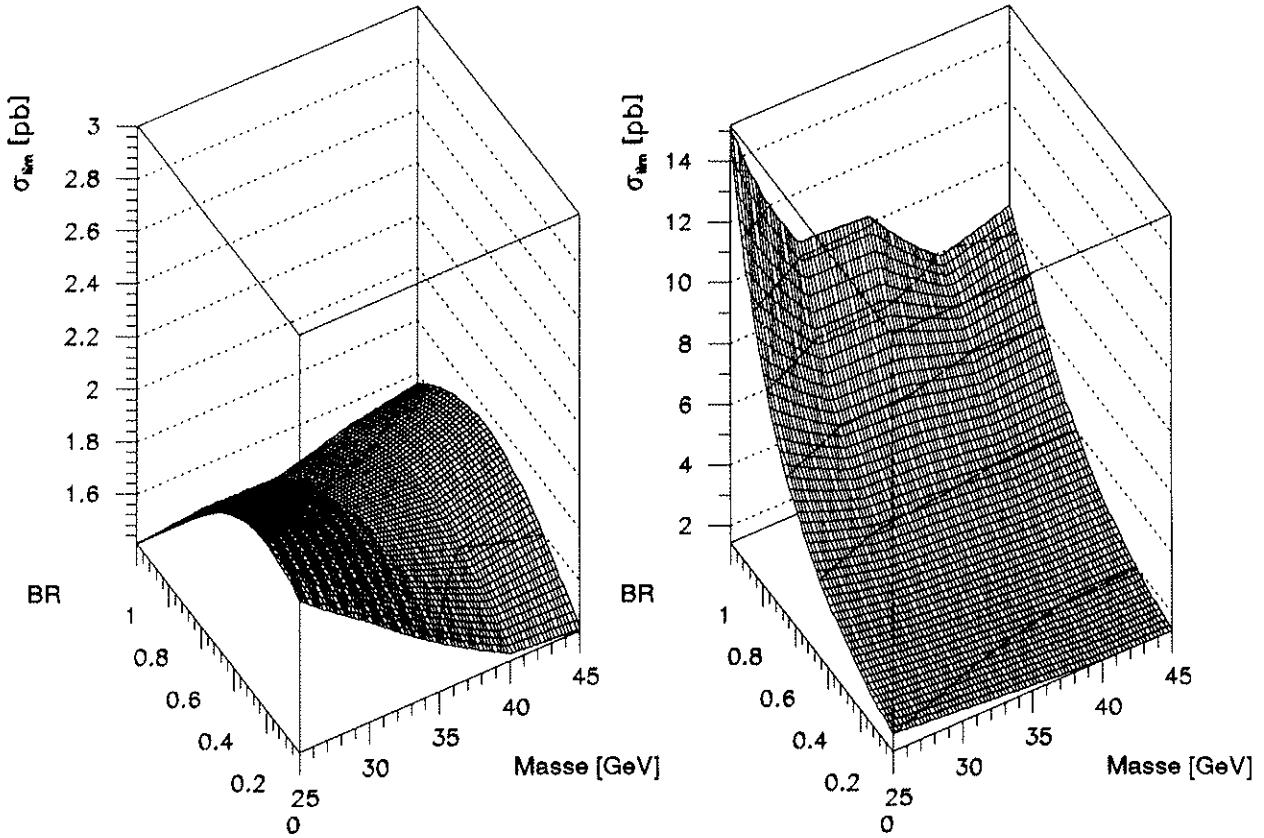


Abbildung 6.16: Obere Grenze σ_{lim} für den Leptoquarkwirkungsquerschnitt als Funktion der Leptoquarkmasse und des Verzweigungsverhältnisses (BR) in geladene Leptonen, links Elektronen, rechts Taus. Der Nullpunkt ist unterdrückt.

Zur Berechnung der Massengrenzen als Funktion des Verzweigungsverhältnisses soll zuerst von der in Kapitel 2.3 gemachten Annahme $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invarianter Kopplungen c_χ der Leptoquarks an das Z^0 ausgegangen werden. In diesem Schema erhält man die kleinste Kopplung für den Fall einer Ladung $q_\chi = 1/3$ und schwachem Isospin $T_3 = 0$ und damit $c_\chi = 2 \cdot 1/3 \sin^2 \theta_W$. Daraus folgt die in Abbildung 6.17 dargestellte Abhängigkeit der Massengrenze von dem Verzweigungsverhältnis in geladene Leptonen. Sind diese Elektronen oder Myonen ist die Abhängigkeit praktisch identisch, da, wegen des steilen Abfalls des Wirkungsquerschnittes mit zunehmender Masse, kleine Unterschiede in der Effizienz zu fast den gleichen Massengrenzen führen. Dies führt außerdem dazu, daß die Variation mit dem Verzweigungsverhältnis sehr gering ist. Eine 10%ige Änderung der Effizienz führt nur zu einer Änderung von 80 MeV in der Massengrenze. Für Leptoquarks der ersten beiden Generationen läßt sich daher eine vom Verzweigungsverhältnis unabhängige untere Massengrenze von 44.2 GeV bei 95% Konfidenz-Niveau angeben.

Für Leptoquarks der dritten Generation, für die die Einschränkung der Familiendiagonalität bereits hier nicht gemacht werden soll, ergibt sich eine deutlich stärkere Variation mit dem Verzweigungsverhältnis. Zerfällt das Leptoquark ausschließlich in Taus, beträgt die untere Massengrenze 41.4 GeV.

Die Massengrenzen für die übrigen, unter der Annahme der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Invarianz möglichen Leptoquarks, sind in Tabelle 6.10 angegeben. Für Leptoquarks der ersten beiden Generationen kann, wegen der minimalen Unterschiede, eine einheitliche, von dem Verzweigungsverhältnis un-

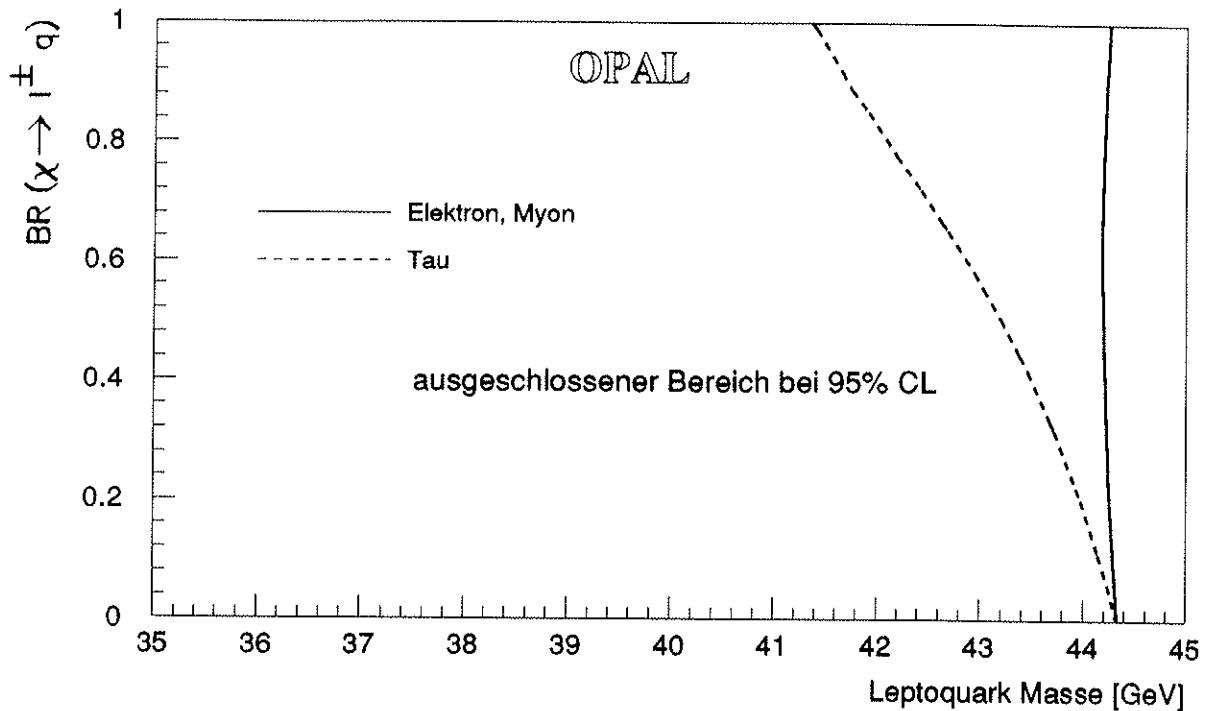


Abbildung 6.17: Massengrenze für Leptoquarks als Funktion des Verzweigungsverhältnisses in geladene Leptonen

abhängige Massengrenze angegeben werden. Hierbei wurde die sich für $f_c = 50\%$ ergebende geringste Effizienz zur Berechnung der Massengrenze verwendet.

Stammt das Leptoquark aus der dritten Generation, sind die Grenzen für den Fall $f_c = 50\%$ und $f_c = 100\%$ angeben worden. Beschränkt man sich auch in der dritten Generation auf familiendiagonale Zerfälle, sind nur die Leptoquarkladungen $|q_\chi| = 2/3$ und $4/3$ sowie die Verzweigungsverhältnisse $f_c = 0\%$ oder 100% möglich. In diesem Fall ist, wegen der mindestens viermal so großen Kopplung, die Massengrenze mit 45.0 GeV deutlich höher.

Schließlich kann man sich von dem Schema der $SU(2) \times U(1)$ invarianten Kopplungen lösen, indem man die Kopplung der Leptoquarks an das Z^0 stetig um den Wert der minimalen Kopplung $c_\chi = 2 \cdot 1/3 \sin^2 \theta_W$ variiert.

Die sich so ergebende Massengrenze als Funktion der Kopplungskonstante ist in Abbildung 6.18 dargestellt für ein Verzweigungsverhältnis $f_c = 50\%$ für den Zerfall in ein Elektron, Myon oder Tau. Man erkennt deutlich, daß mit zunehmender Kopplungsstärke die, aufgrund des bei $E_{cm} = 91.2\text{ GeV}$ vorliegenden Hauptanteils der Luminosität und des dort maximalen Wirkungsquerschnitts, kinematisch bedingte Grenze von 45.5 GeV schnell erreicht wird. Steigt die Kopplung noch weiter an, tragen auch die Daten oberhalb des Z^0 -Pols zur Massengrenze bei. Nimmt die Kopplung an das Z^0 ab, fällt die Massengrenze schnell auf Werte, die bereits durch frühere Untersuchungen anderer Experimente ausgeschlossen sind.

Familien-diagonale Zerfälle

Unterscheidet man die drei Neutrinospezies nicht voneinander, stehen dem Leptoquark noch 4 unterschiedliche Zerfallskanäle offen: e, μ, τ und ν (+Quark jeweils). Neben den 4 dazugehörigen Verzweigungsverhältnissen, davon 3 unabhängig, hängt die Gesamteffizienz von der Nachweiseffizienz in den 10 unterschiedlichen Zerfallstopologien ab. Da aus Abbildung 6.17 hervorgeht, daß

Schwacher Isospin	T_3	Q_{em}	Massengrenze [GeV]		
			$\chi \rightarrow e, \mu$ alle BR	$BR(\chi \rightarrow \tau) = 100\%$	$BR(\chi \rightarrow \tau) = 50\%$
0	0	-1/3	44.2	41.4	43.2
0	0	-4/3	45.5	45.0	43.3
1	+1	2/3	46.4	45.8	46.1
	0	-1/3	44.2	41.4	43.2
	-1	-4/3	46.3	45.5	46.0
1/2	+1/2	-2/3	46.2	45.5	45.9
	-1/2	-5/3	45.1	44.0	44.8
1/2	+1/2	1/3	45.9	45.3	45.5
	-1/2	-2/3	45.7	45.1	45.4

Tabelle 6.10: Untere Massengrenzen für alle der möglichen Ladungs- und schwachen Isospinzuordnungen für Leptoquarks mit effektiver $SU(2) \times U(1)$ invarianter Kopplung

alle Zerfälle, die für beide Leptoquarks zu Elektron, Myon oder Neutrino führen, so nachgewiesen werden, daß sich eine praktisch einheitliche Massengrenze ergibt, können diese Zerfallskanäle zusammengefaßt werden. Es sind demnach nur noch die Zerfälle zu unterscheiden, bei denen Taus entstehen. Für den Zerfall $\chi\bar{\chi} \rightarrow \tau e(\mu) q\bar{q}$ beträgt die Nachweiseffizienz 20.6%, für den Zerfall $\chi\bar{\chi} \rightarrow \tau \nu q\bar{q}$ sind es 17.2%. Da diese Effizienzen nicht stark voneinander abweichen, können, unter Verwendung der geringeren Effizienz, diese beiden Kanäle ebenfalls zusammengefaßt werden. Dadurch hängt die Nachweiseffizienz für familien-nicht-diagonale Zerfälle nur noch von dem Verzweigungsverhältnis f_c in Taus ab. $1 - f_c$ faßt dann die Zerfälle in Elektron, Myon und Neutrino zusammen. Die sich so ergebende Massengrenze entspricht, wegen der identischen Effizienz, der in Abbildung 6.17 gezeigten Ausschlußlinie für Taus.

In Erweiterung früherer Analysen sind damit erstmals Massengrenzen für alle möglichen Zerfallstopologien von Leptoquarks gegeben worden.

Von der L3-Kollaboration erschien fast zeitgleich mit der OPAL-Analyse eine Veröffentlichung zum gleichen Thema [L3 91]. In dieser Arbeit werden nur familien-diagonale Zerfälle von Leptoquarks betrachtet. Es wurde nach Zerfällen von Leptoquarkpaaren in Elektron-, Myon-, Tau-, und Neutrinopaare (+jeweils ein Quarkpaar) gesucht. Im letztgenannten Zerfallskanal ist die Effizienz ca. 10% niedriger als in dieser Analyse, im Elektron- und Myonkanal sind es ca. 30% bzw. 20%. Für die Selektion von Zerfällen in Taupaaare wird eine dreimal geringere Effizienz erreicht. Nach Zerfällen in ein geladenes Lepton und ein Neutrino wurde nicht gesucht. Daraus resultiert für ein Verzweigungsverhältnis von $f_c = 1 - f_n = 50\%$ eine nur etwa halb so große Effizienz wie in dieser Arbeit. Die L3-Kollaboration erzielt damit eine Massengrenze von 43.2 GeV und 43.4 GeV für Leptoquarks der ersten bzw. zweiten Generation. Da auch in der dritten Generation nur familien-diagonale Zerfälle betrachtet werden, muß das Leptoquark eine Ladung von $2/3$ tragen (s.o.). Trotz der geringeren Effizienz wird deshalb eine Grenze von 41.4 GeV für Leptoquarkzerfälle in Taupaaare erzielt.

Vergleicht man schließlich die Massengrenzen im Fall von $f_c = 0$, also nur Zerfälle in ein Neutrino (+Quark), so sind die Massengrenzen, trotz einer um ca. 20% geringeren integrierten Luminosität und etwa 10% geringeren Selektionseffizienz, fast gleich denen dieser Analyse. Dies deutet an, daß der um ungefähr 30% zu große Wirkungsquerschnitt ohne Anfangsbremsstrahlung verwendet wurde.

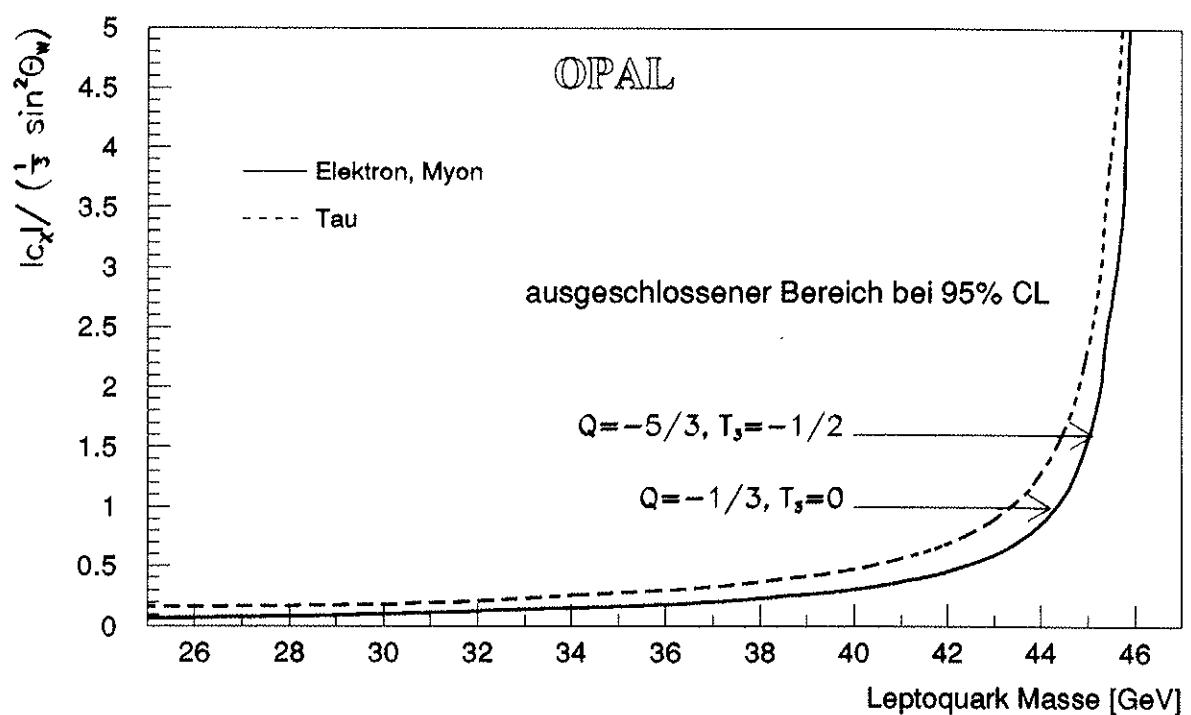


Abbildung 6.18: *Massengrenze für Leptoquarks als Funktion der Z^0 -Kopplung c_χ , dargestellt in Einheiten der minimalen Kopplung $c_\chi = 1/3 \sin^2 \theta_W$.*

KAPITEL 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde in den mit dem OPAL Detektor im Jahr 1990 gesammelten Daten nach isolierten hochenergetischen Leptonen in multihadronischen Ereignissen gesucht. Sie dienten zur Suche nach Ereignissen, bei denen neue schwere Quarks, das top- und b'-Quark, produziert werden. Die Isolation der hier betrachteten Elektronen und Myonen wird mit einem Parameter $\rho = (E(1 - \cos \theta))^{1/2}$ beurteilt. Er kombiniert die hohe Energie E und die räumliche Separation — den Winkel θ zum nächsten Jet — der Leptonen. Die Zahl der beobachteten Leptonen mit $\rho > 2 \text{ GeV}^{1/2}$ steht im Einklang mit der Erwartung aus gewöhnlichen multihadronischen Ereignissen, bei denen eine der fünf Quark Flavors $u - b$ produziert wird. Damit lassen sich untere Massengrenzen von 46.6 GeV und 47.1 GeV für top- bzw. b'-Quarks bei einem Konfidenz-Niveau von 95% angeben.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Anwendung der Suche nach isolierten Leptonen auf den Nachweis von Leptoquarkereignissen. Diese Teilchensorte, die an Quarks und Leptonen koppelt und in diese Fermionen zerfällt, wird von einer Vielzahl von Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt. Zum Nachweis dienten alle vier Leptonsorten, in die Leptoquarks zerfallen können: Elektronen, Myonen, Taus und Neutrinos. Aus dem Zerfall eines Leptoquarkpaars, das in der e^+e^- -Annihilation erzeugt wird, gehen zwei Jets und eine Kombination von zwei Leptonen aus den vier Leptonsorten hervor. Für jede der so entstehenden Ereignistopologien, die sich in Ereignisse mit zwei geladenen Leptonen, einem geladenen Lepton und einem Neutrino und solche mit zwei Neutrinos einteilen lassen, wurde eine spezielle Selektion entwickelt.

In keiner der betrachteten Ereignisklassen ist ein Ereignis gefunden worden.

Damit läßt sich der Wirkungsquerschnitt für Leptoquarkproduktion im Bereich der Z^0 -Resonanz einschränken. Für Leptoquarks, die in Elektronen, Myonen oder Neutrinos zerfallen, ergeben sich obere Grenzen für den Wirkungsquerschnitt zwischen 1.6 pb und 1.8 pb , je nach Masse der Leptoquarks und ihrem Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in eine der Leptonspezies.

Nimmt man an, daß das Leptoquark $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariante Kopplungen an das Z^0 besitzt, läßt sich der Produktionswirkungsquerschnitt im Bereich der Z^0 -Resonanz berechnen. Die schwächste Kopplung erhält man für ein Leptoquark mit Ladung $1/3$ und schwachem Isospin null. Für dieses Leptoquark läßt sich eine untere Massengrenze von 44.2 GeV angeben, falls es nur in Elektronen, Myonen oder Neutrinos zerfällt und von 41.4 GeV für den ausschließlichen Zerfall in Taus. Für alle anderen Kombinationen ergeben sich Massengrenzen, die zwischen diesen Werten liegen.

Außerdem wurde noch die Abhängigkeit der Kopplungsstärke der Leptoquarks an das Z^0 untersucht. Es wurden die Massengrenzen für alle der möglichen $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -invariante Kopplungen berechnet sowie die sich ergebenden Grenzen bei stetiger Variation der Kopplung diskutiert.

Damit werden erstmals für *alle* Leptonsorten und für *alle* Zerfallstopologien des Leptoquark-paars Massengrenzen angegeben.

ANHANG A

Jet-Rekonstruktion

In diesem Anhang wird die häufiger in dieser Arbeit verwendete Größe Thrust sowie der Jet-Rekonstruktions-Algorithmus LUCLUS erläutert.

Die Größe Thrust (Thr) ist definiert durch:

$$Thr := \max_{\hat{n}} \frac{\sum_j |\vec{p}_j \cdot \hat{n}|}{\sum_j |\vec{p}_j|} ,$$

wobei die Summe über alle in der Untersuchung betrachteten Teilchen läuft. Die Richtung, für die die rechte Seite maximal wird, wird als Thrust-Achse bezeichnet. Die übrigen Achsen zur Ereignisklassifikation ergeben sich aus der Variablen

$$Major := \max_{\{\hat{m}|\hat{m} \perp \hat{n}\}} \frac{\sum_j |\vec{p}_j \cdot \hat{m}|}{\sum_j |\vec{p}_j|} ,$$

die mit dem Thrust die Ereignisebene festlegt. Die verbleibende Achse ist dann gegeben durch $\hat{l} = \hat{n} \times \hat{m}$. Die dazugehörige Variable ist

$$Minor := \frac{\sum_j |\vec{p}_j \cdot \hat{l}|}{\sum_j |\vec{p}_j|} .$$

Major und Minor werden zur Oblateness Obl zusammengefaßt:

$$Obl := Major - Minor .$$

Die Grundidee in einem Clusteralgorithmus besteht darin, anhand eines Abstandsmaßes zu bestimmen, ob zwei Objekte als benachbart gelten und daher in geeigneter Weise zusammengefaßt werden können. Diese Objekte können sowohl Teilchen als auch Gruppen von Teilchen, also Teilchencluster sein. Das hier verwendete Abstandsmaß ist gegeben durch

$$d(p_i, p_j) = \left(\frac{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{|\vec{p}_i| + |\vec{p}_j|} \right)^2 (1 - \cos \Theta_{i,j}) .$$

Das Ablaufschema sieht dann in vereinfachter Form wie folgt aus:

Zuerst ist eine Startkonfiguration zu finden:

Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Wirkungsquerschnitt bei e^+e^--Annihilation</i>	9
2.2	<i>Wirkungsquerschnitt für die Produktion von top- und b'-Quarks</i>	10
2.3	<i>Wirkungsquerschnitt für Leptoquarkproduktion</i>	18
2.4	<i>Grenzen für Leptoquarkkopplung aus hadronischem Wirkungsquerschnitt</i>	19
3.1	<i>Der LEP-Ring</i>	21
3.2	<i>Der OPAL Detektor</i>	22
3.3	<i>Schnitt durch den OPAL Detektor</i>	23
3.4	<i>Aufbau eines Sektors der Jetkammer, Schnitt in der $r\phi$-Ebene</i>	27
3.5	<i>Verlauf der Laserstrahlen in der $r\text{-}z$-Ebene der Jetkammer</i>	29
3.6	<i>Ortsauflösung bei Ionisation mit Laserspuren</i>	30
3.7	<i>Elektronische Zeitversätze t_0</i>	31
3.8	<i>Residuen von Laserspuren</i>	32
4.1	<i>Spurselektionseffizienz als Funktion des Teilchenimpulses</i>	37
4.2	<i>Inklusive ρ-Verteilung selektierter Spuren</i>	39
4.3	<i>Vergleich zwischen ρ und Winkel zum nächsten Teilchen ($p > 1 \text{ GeV}$)</i>	41
4.4	<i>Assoziation zum elektromagnetischen Kalorimeter</i>	42
4.5	<i>E/p-Verteilung isolierter Spuren in multihadronischen und in $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$-Ereignissen</i>	43
4.6	<i>Assoziation zum Muon-Detektor</i>	44
4.7	<i>Sichtbare Energie $E_{\text{vis}}/E_{\text{cm}}$ in multihadronischen Ereignissen</i>	45
4.8	<i>p_{\perp}^{vis}-Verteilung</i>	46
4.9	<i>ρ-Verteilung des fehlenden Impulses</i>	48
4.10	<i>Auflösung des fehlenden Impulses</i>	49
5.1	<i>Akoplanaritätsverteilung</i>	52
5.2	<i>ρ-Verteilung für Spuren in top-Quark-Ereignissen</i>	53
5.3	<i>Optimierung des ρ-Schnitts</i>	54
5.4	<i>Massengrenzen für top- und b'-Quarks</i>	57
6.1	<i>Isolationsvariable für die am zweitstärksten isolierte Spur</i>	62
6.2	<i>Isolationsvariable für die am zweitstärksten isolierte Spur in Leptoquarkereignissen</i>	64
6.3	<i>p_{\perp}^{vis}-Verteilung in Leptoquarkereignissen</i>	66
6.4	<i>$E_{\text{vis}}/E_{\text{cm}}$-Verteilung in Leptoquarkereignissen</i>	66
6.5	<i>Korrelation zwischen ρ_{miss} und ρ_1</i>	67
6.6	<i>Akkollinearitätswinkel θ_{acol}</i>	68
6.7	<i>Vergleich von ρ und ρ_{CD}</i>	70
6.8	<i>Korrelation zwischen ρ und Winkel zur Ereignisachse</i>	72
6.9	<i>Winkel isolierter Spuren zur Ereignisachse in Daten und Simulation</i>	72
6.10	<i>Invariante Masse von Taukandidaten</i>	73
6.11	<i>Vergleich der Isolationsparameter ρ^{τ} und ρ_{CD}</i>	74

6.12	<i>Korrelation zwischen Akollinearitätswinkel und ρ_2^T</i>	75
6.13	<i>Korrelation zwischen θ_{acol} und ρ_{miss} in Ereignissen mit einem Taukandidaten</i>	77
6.14	<i>Akollinearitätsverteilungen</i>	79
6.15	<i>Korrelation zwischen mittlerer Hemisphärenmasse und Energie in der niederenenergetischeren Hemisphäre</i>	81
6.16	<i>Obere Grenze für den Leptoquarkwirkungsquerschnitt</i>	84
6.17	<i>Massengrenze für Leptoquarks als Funktion des Verzweigungsverhältnisses in geladene Leptonen</i>	85
6.18	<i>Massengrenze für Leptoquarks als Funktion der Z^0-Kopplung</i>	87
B.1	<i>Coordinates of the laser beam</i>	93

Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Ladungen und Kopplungskonstanten im Standardmodell</i>	7
2.2	<i>Partielle Breiten aus der Vermessung der Z^0-Resonanz</i>	8
2.3	<i>Wirkungsquerschnitt für top und b' Produktion</i>	10
2.4	<i>Quantenzahlen für Leptoquarks mit effektiver $SU(2)_L \times U(1)_Y$ invarianter Kopplung.</i>	17
3.1	<i>Optimale Parameter für den LUND-Ereignisgenerator Version 7.2</i>	33
4.1	<i>Integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie</i>	35
4.2	<i>Effekt der Schnitte zur Vorselektion von Ereignissen mit fehlendem Impuls, die JETSET Vorhersage ist auf die Zahl der selektierten Daten normiert</i>	47
5.1	<i>Selektionseffizienz für top- und b'-Quark-Ereignisse</i>	54
5.2	<i>Zahl der selektierten isolierten Leptonen (Daten/Simulation)</i>	55
5.3	<i>Massengrenzen für schwere Quarks, ermittelt mit Sphärizitätsanalyse</i>	58
6.1	<i>Einfluß der Schnitte zur Selektion zweier isolierter Leptonen</i>	63
6.2	<i>Massenabhängigkeit der Selektion zweier isolierter Leptonen</i>	63
6.3	<i>Selektion von Ereignissen mit einem isolierten Lepton und fehlendem Impuls</i>	68
6.4	<i>Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit einem isolierter Lepton und fehlendem Impuls</i>	69
6.5	<i>Effekt der Schnitte zur Suche nach Ereignissen mit zwei isolierten Taus.</i>	76
6.6	<i>Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Taus</i>	76
6.7	<i>Effekt der Schnitte zur Selektion von Ereignissen mit einem isolierten Tau und fehlendem Impuls.</i>	78
6.8	<i>Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Neutrinos</i>	82
6.9	<i>Massenabhängigkeit der Selektion von Ereignissen mit zwei isolierten Neutrinos</i>	82
6.10	<i>Untere Massengrenzen für alle der möglichen Ladungs- und schwachen Isospinzuordnungen für Leptoquarks</i>	86

Literaturverzeichnis

- [ALEP90a] Aleph Kollaboration; Physics Letters **B236** (1990) 511
- [ALEP90b] Aleph Kollaboration; Physics Letters **B244** (1990) 551
- [ALEP91] Aleph Kollaboration; CERN-PPE/91-114
- [ALI 86] A. Ali; QCD and Heavy Quark Physics at LEP and SLC, in: e^+e^- -Physics at High Energies; 14th International Winter Meeting on Fundamental Physics, St. Feliu, 1986
- [ALT 77] G. Altarelli, G. Parisi; Asymptotic Freedom in Parton Language; Nucl. Phys. **B126** (1977) 298-318
- [ANG 87] V.D. Angelopoulos, *et al.*; Search for new quarks suggested by the superstring; Nucl. Phys. **B292** (1987) 59-92
- [BAR 86] V. Barger, R.J.N. Phillips und A. Soni, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1518,
W.S. Hou und R.G. Stuart, Nucl. Phys. **B320** (1989) 277,
W.S. Hou und R.G. Stuart, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 617.
- [BEC 81] P. Becher, M. Böhm, H. Joos; Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung; Verlag Teubner Stuttgart (1981)
- [BER 82] F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach; Radiative Corrections to Muon Pair and Quark Production in Electron-Positron Collision in the Z_0 Region; Nucl. Phys. **B202** (1982) 63-88
- [BIE 91] O. Biebel, M. Geerts; private Mitteilung
- [BUR 88] G. Burgers, Shape and size of the Z resonance, in: Polarization at LEP, CERN 88-06
- [BUCH85] W. Buchmüller; Composite Quarks and Leptons in: Schladming lectures, Acta Phys. Austr., Suppl XXVII (1985) 517
- [BUCH86] W. Buchmüller, D. Wyler; Constraints on $SU(5)$ -Type-Leptoquarks; Physics Letters **B177** (1986) 377
- [BUCH87] W. Buchmüller, R. Rückl and D. Wyler; Leptoquarks in Lepton-Quark-Collisions; Physics Letters **B191** (1987) 442.
- [CAM 87] B.A. Campbell *et al.*; Superstring Models challenged by rare Processes; Intern. Journal of Modern Physics **A2** (1987) 831
- [CDF 91] A. Barbero-Galtieri für die CDF Kollaboration; Search for the Top Quark with CDF; Vortrag FERMILAB-CONF-91/66-E Januar 1991
- [CELL86] CELLO Kollaboration; Physics Letters **B178** (1986) 452

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der OPAL Kollaboration am CERN. Allen Mitarbeitern, die dieses Experiment zur produktivsten LEP-Kollaboration, mit einer sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre gemacht haben, sei gedankt.

Insbesondere gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. B. Nellen, der mir diese Arbeit und einen eineinhalbjährigen Forschungsaufenthalt am CERN ermöglichte.

Tief zu Dank verpflichtet bin ich Herrn Priv. Doz. Dr. P. Mättig für die fortwährende Betreuung der Leptoquarksuche. Sein Kontakt zu Prof. Dr. B. Campbell, Prof. Dr. R. Rückl und Prof. Dr. P. Zerwas, denen ebenfalls gedankt sei, half in der Klärung des physikalischen Rahmens der Leptoquarksuche. Den Einstieg in die top-Suche verdanke ich Herrn Dr. P. Igo-Kemenes.

Für die Zusammenarbeit in der Auswertung während der hektischen Kalibrationsphase im Sommer und Herbst 1989 möchte Herrn O. Biebel danken. Seine stete Hilfsbereitschaft und seine Kompetenz in Softwarefragen haben vieles erleichtert. Für den Aufbau und Betrieb des Lasersystems geht mein Dank an A. Rollnik und S. Schreiber.

Das Manu-?-skript (im Computerzeitalter eher Version -1) haben O. Biebel, Dr. Ch. Geich-Gimbel und Priv. Doz. Dr. P. Mättig kritisch durchgesehen, wofür ihnen herzlich gedankt sei.

Danken möchte ich auch meinen Eltern sowie der Studienstiftung des deutschen Volkes für die Förderung während des Studiums.

All den CERNern und ihren Familien, die meiner Frau und mir geholfen haben in Frankreich Fuß zu fassen, sei für ihre Gastfreundschaft und Hilfsbereitschaft gedankt.

Schließlich danke ich herzlich meiner Frau Marie-Luise für ihre Geduld und ihr Verständnis, mit der sie die Entbehrungen auf sich genommen hat.