PITHA 95 / 16

Juli 1995

Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA

von

Konrad Rosenbauer

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
Sommerfeldstr.
52056 AACHEN, GERMANY

Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

Vorgelegt von

Diplom–Physiker

Konrad Rosenbauer

aus Kirchen/Sieg

Referent	:	Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger
Korreferent	:	Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Tag der mündlichen Prüfung	:	29.06.1995

für Katharina

Abstract

A direct search in the H1 experiment at HERA for scalar and vector leptoquarks and leptogluons coupling to first generation fermions is presented in a data sample corresponding to an integrated luminosity of 418 nb^{-1}. The analysis concentrates on the reconstruction of the narrow natural decay width of the exotic particles. It is found that the influence of QCD corrections in the initial and final state is of greatest importance. For masses ranging up to $\sim 275\ GeV$, no significant evidence for the direct production of such new particles is found. Combined rejection limits for both possible decay channels are derived.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Seit jeher ist die Neugier als ein menschlicher Lebenszug der Motor für das Erforschen der ihn umgebenden Natur. Auf ihr beruht der Gewinn an Erkenntnis über den Aufbau und den Zusammenhalt der Welt. So ist es das angestrebte Ziel „neugieriger“ Elementarteilchenphysiker, eine grundlegende Theorie der Materie aufzustellen, die alle Phänomene der Natur auf eine möglichst einfache und allgemeine Weise erklärt und quantitativ beschreibt. Dazu nimmt die moderne Physik an, daß sich die Natur aus einigen — wie man hofft, wenigen — elementaren Bausteinen zusammensetzt. Die Idee und die Herausforderung besteht nun darin, aus der Existenz und der gegenseitigen Wirkung dieser fundamentalen Elementarteilchen alle Naturphänomene deduktiv aus einigen wenigen Grundprinzipien zu verstehen und damit auch vorauszusagen. Man hofft, alle Naturkräfte auf die Wirkung einer einzigen Fundamentalkraft zurückführen zu können.

Die Vorstellung, daß sich die Materie aus kleinsten Teilchen zusammensetzt, die sich nicht weiter zerlegen lassen, ist schon sehr alt. Demokrit (ca. 460 v. Chr.) sprach diesen Gedanken, soweit wir wissen, zum ersten Mal aus und nannte diese Teilchen Atome. Während sich die Griechen im Altertum auf philosophische Betrachtungen konzentriert haben, versuchen wir heute in der Neuzeit, mit modernster Technik immer kleinere Strukturen zu erforschen. Zunehmende Energien in Teilchenkollisionen ermöglichen es, den Aufbau der Materie immer feiner zu durchleuchten. Der kleinste, in einem Experiment noch auflösbare Abstand Δx verhält sich nach der Heisenbergschen Unschärferelation reziprok zu der zur Verfügung stehenden Energie E[1]:

$$\Delta x \approx \frac{\hbar c}{E}$$

[1] In dem in der Hochenergiephysik üblichen Maßsystem, das auch in dieser Arbeit Verwendung findet, werden die reduzierte Planck-Konstante $\hbar$ und die Vakuumlichtgeschwindigkeit c zu eins gesetzt ($\hbar c = 197.33\, MeV \cdot fm$). Die grundlegende Einheit für Massen, Energien und Impulse ist daher das „eV“, wobei $1\, eV$ der Energie entspricht, die ein Elektron beim Durchlaufen einer Potentialdifferenz von einem Volt erhält.

So gewährten Streuexperimente von α-Teilchen mit Energien von bis zu 7.7 MeV an einer Goldfolie Lord Ernest Rutherford Anfang des Jahrhunderts einen Einblick in die innere Struktur des „modernen Atoms“ [Rut11]. Die Zerlegung des Atoms in den Kern und die Elektronen der Hülle zeigt, daß diese Atome nicht die von Demokrit gemeinten unteilbaren Bausteine der Materie sind. Um zu den „Atomen“ im Sinne Demokrits zu kommen, muß man tiefer eindringen.

Aufgrund der begrenzten Auflösung von ca. 10^{-14} m blieb Rutherford eine Substruktur der elektrisch positiv geladenen Kerne (Protondurchmesser ca. 10^{-15} m) verborgen. Elektron-Streuexperimente mit Energien im GeV-Bereich an ruhenden Protonen im Jahr 1956 ließen den Schluß zu, daß das Proton p kein punktförmiges Teilchen, sondern ein ausgedehntes Objekt ist [Hof56]. Eine „Durchleuchtung“ von Protonen mit 20 GeV Elektronen e^- führte 1969 zu der Interpretation der Protonzusammensetzung aus punktförmigen Konstituenten [Hof66, Tay69]. Eine Erklärung gab das naive Quark-Parton-Modell. So haben Streuexperimente an einem ruhenden Target („*Fixed-Target*“) und ebenso Studien an e^+e^-- oder $p\bar{p}$-Beschleunigern wesentlich zur heutigen Kenntnis vom Aufbau der Materie beigetragen.

Im heute anerkannten Standardmodell, in vielen Lehrbüchern [SM] ausführlich beschrieben, wird die gesamte Materie aus fundamentalen Fermionen, den Quarks und Leptonen, aufgebaut. Fermionen sind Teilchen, die einen halbzahligen Spin besitzen. Aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften ordnet man diese elementaren Teilchen jeweils in drei Familien an. Das Standardmodell basiert auf der Anwendung von Eichtheorien, denen Symmetrien und gebrochene Symmetrien zugrunde liegen. Daher faßt man gemäß der Symmetriegruppe[2] $SU(2)_T \times U(1)_Y$ die linkshändigen Fermionen zu Isodubletts und rechtshändige Teilchen zu Singletts zusammen:

$$
\begin{array}{lccccc}
\text{Leptonen (Spin 1/2):} & & & & & Q \\
 & \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L & & \begin{array}{c} 0 \\ -1 \end{array} \\
 & & & & & \\
 & e^-_R & \mu^-_R & \tau^-_R & & -1 \\
 & & & & & \\
\text{Quarks (Spin 1/2):} & & & & & \\
 & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L & & \begin{array}{c} +2/3 \\ -1/3 \end{array} \\
 & & & & & \\
 & \begin{array}{c} u_R \\ d_R \end{array} & \begin{array}{c} c_R \\ s_R \end{array} & \begin{array}{c} t_R \\ b_R \end{array} & & \begin{array}{c} +2/3 \\ -1/3 \end{array}
\end{array}
$$

Tabelle 1.1: *Anordnung der Leptonen und Quarks im Standardmodell; zusätzlich ist die elektrische Ladung Q (in Einheiten der Elementarladung e) der Fermionen angegeben*

[2] T bezeichnet den schwachen Isospin und Y steht für die schwache Hyperladung.

Während die Existenz von elf dieser Fermionen schon seit längerer Zeit sichergestellt ist, komplementiert der erst im Februar diesen Jahres erfolgte Nachweis des letzten Quarks, dem $t(op)$-Quark, das Fermionenspektrum des Standardmodells [CDF95, D095], nachdem seit Anfang 1994 erste Hinweise auf diese Teilchen im CDF-Experiment am Beschleuniger TEVATRON vorlagen [CDF94]. Mit einer Masse von $176 \pm 8 \pm 10\ GeV$ ist das t-Quark das schwerste Fermion. Die Quarks tragen neben ihrer drittelzahligen elektrischen Ladung Q noch eine Farbladung, die sogenannte „Colour". Dieser Colour-Freiheitsgrad kann in Anlehnung an die Farblehre einen der Ladungszustände „rot", „grün" und „blau" annehmen, so daß die Quarks als Colour-Tripletts unter einer $SU(3)_C$-Symmetrie auftreten. Daher liegt dem Standardmodell der elektroschwachen und starken Wechselwirkung eine $SU(3)_C \times SU(2)_T \times U(1)_Y$-Symmetrie zugrunde. Zu jedem Lepton l und Quark q existiert noch das entsprechende Antiteilchen $\bar{l}$ bzw. $\bar{q}$ mit entgegengesetzten additiven Quantenzahlen. Die Antiquarks tragen dementsprechend eine Antifarbe.

Die zwischen den Leptonen und Quarks wirkenden Kräfte, mit Ausnahme der Gravitation, werden in diesem Modell durch den Austausch von Bosonen[3] als Feld- oder Kraftquanten beschrieben:

Kraftquanten (Spin 1): $\gamma, W^{\pm}, Z^0$, 8 Gluonen

Das Standardmodell, in welchem die Gravitation abfaktorisiert ist, beinhaltet folgende Naturkräfte:

- die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung
- die starke oder Farb-Wechselwirkung

Die von Maxwell vollzogene Vereinigung der elektrischen und magnetischen Kraft zu einer einzigen elektromagnetischen Wechselwirkung war ein erster Schritt zur Vereinheitlichung verschiedener Naturkräfte. Ein zweiter Schritt gelang in der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie. In ihr konnten die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung in einer elektroschwachen Theorie vereinigt werden. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung, die über eine multiplikative Erweiterung im Standardmodell enthalten ist.

Die aus der Forderung lokaler Eichinvarianz der Lagrangedichte unter der $SU(3)_C$-Symmetrie erhaltenen Gluonen vermitteln die starken Kräfte. Die Gluonen, die selber eine Farb- und eine Antifarb-Ladung tragen, können sowohl an Quarks koppeln als auch mit sich selber wechselwirken. Die Kopplungsstärke dieser Prozesse wird durch die Kopplungskonstante g_s ausgedrückt[4]. Die starke Wechselwirkung zeichnet sich weiterhin durch die mit zunehmendem Abstand immer größer werdenden Kräfte zwischen den farbgeladenen Partonen aus, im Gegensatz zu der elektroschwachen Wechselwirkung. Nur bei

[3] Bosonen sind Teilchen mit einem ganzzahligen Spin.

[4] In der QCD ist es üblich, $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ zu verwenden.

kleinen Abständen sind Partonen „asymptotisch" frei. Mit diesem Verhalten erklärt man die Nichtbeobachtbarkeit freier Quarks und „farbiger" Materie, alle freien Teilchen müssen also „farblos" sein. In diesem Modell werden nun Baryonen, wie z.B. das Proton $p = (uud)$ und das Neutron $n = (udd)$, als Drei-Quark-Zustände und Mesonen, wie z.B. die geladenen Pionen $\pi^+ = (u\bar{d})$ und $\pi^- = (d\bar{u})$, als Quark-Antiquark-Zustände beschrieben. Diese Zustände bilden dann jeweils ein Farbsinglett. Sie sind somit nach außen hin farbneutral. In Elektron-Proton-Streuexperimenten mit Leptonenergien von einigen hundert GeV wurde beobachtet, daß das Proton zusätzlich zu den sogenannten drei Valenzquarks unter Beachtung der Farbneutralität einen See aus Quark-Antiquark-Paaren und Gluonen in sich trägt [Fox74]. Übergreifend bezeichnet man Baryonen und Mesonen als Hadronen, da sie aufgrund ihrer „farbigen" Konstituenten stark wechselwirken können.

Die elektroschwachen Kräfte werden durch die Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 und das Photon γ vermittelt, die man bei einer geschickten Eichung der $SU(2)_T \times U(1)_Y$-Symmetrie erhält. Als Träger der elektromagnetischen Wechselwirkung koppelt das Photon an alle elektrisch geladenen Teilchen mit einer durch die Elementarladung e charakterisierten Kopplungskonstanten. Die Bosonen der schwachen Wechselwirkung, an welcher alle Leptonen und Quarks teilnehmen, sind das $W^\pm$ und Z^0. Das $W^\pm$-Boson koppelt nur an die linkshändigen Dubletts, nicht an rechtshändige Teilchen. Die Kopplungsstärke der schwachen Wechselwirkung wird im wesentlichen durch die Elementarladung e und den schwachen Mischungswinkel $\sin(\theta_W)$, auch Weinbergwinkel genannt, beschrieben.

Ein weiteres im Standardmodell vorhergesagtes Teilchen, das noch nicht entdeckt wurde, ist das skalare Higgs-Boson (Spin 0). Über eine sogenannte „spontane Symmetriebrechung" wird es in die Theorie eingeführt, um den schwachen Eichbosonen $W^\pm$ und Z^0 eine Masse zu geben. Die Einführung einer Yukawa-Kopplung des Higgs an die Standardfermionen erlaubt massive Leptonen und Quarks. Die Masse dieses skalaren Teilchens sollte aus theoretischen Gründen unterhalb von 1 TeV liegen.

Alle beobachteten Phänomene in der Hochenergiephysik, sei es in *Fixed-Target*-Experimenten oder an e^+e^-- bzw. $p\bar{p}$-Beschleunigern, können im Rahmen des Standardmodells mit hoher Präzision beschrieben werden. Die beeindruckendste Übereinstimmung der theoretischen Vorhersage und der Messung liegt für das gyromagnetische Moment des Elektrons bzw. des Myons vor [Coh87, Kin81, Hu85]:

$$\begin{aligned}
\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{exp} &= 1\,159{,}652\,193(10) \cdot 10^{-6} \\
\left(\frac{g_e - 2}{2}\right)_{theor} &= 1\,159{,}652\,460(127)(75) \cdot 10^{-6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{exp} &= 1\,165{,}923\,0(84) \cdot 10^{-6} \\
\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right)_{theor} &= 1\,165{,}920\,2(20) \cdot 10^{-6}
\end{aligned}$$

Zudem steht der $SU(2)_T \times U(1)_Y$-Sektor mit einer Genauigkeit von ca. 1‰ im Einklang mit den experimentellen Beobachtungen. Trotz der großen Erfolge des Standardmodells, experimentelle Ergebnisse für Energien bis zu einigen hundert GeV gut zu beschreiben, existieren allerdings noch wesentliche Einwände gegen dieses und eine Reihe offener Fragen, wie zum Beispiel:

- Zur Beschreibung der Natur müssen insgesamt 18 freie Parameter (im Falle masseloser Neutrinos) in die Theorie eingeführt werden. Unter anderem gehen dabei folgende Größen a priori ein:

	3 Kopplungskonstanten	$g_s, e, \sin(\theta_W)$
	3 Leptonmassen	m_e, m_μ, m_τ
	6 Quarkmassen	$m_u, m_d, m_c, m_s, m_t, m_b$
	1 Higgsmasse	m_H

- Es existieren neben der Gravitation zwei Naturkräfte, deren Kopplungskonstanten sich deutlich unterscheiden.

- Kann die Gravitation in eine konsistente Beschreibung mit einbezogen werden? Dabei besteht jedoch ein Problem darin, daß die Planck-Skala der Gravitation ($\approx 10^{19}\ GeV$) und die Fermiskala der elektroschwachen Theorie ($\approx 100\ GeV$) einen großen Abstand voneinander haben.

- Das skalare Higgs-Boson als fundamentales Elementarteilchen ruft das sogenannte Natürlichkeits- oder Hierarchie-Problem hervor. Es sagt aus, daß die Higgsmasse instabil gegen Strahlungskorrekturen ist. So erfordert eine Higgsmasse in der Größenordnung von einem TeV eine Feinabstimmung zweier Parameter über 24 signifikante Stellen.

- Die Natur läßt eine Anordnung der fundamentalen Fermionen in genau drei Generationen zu, die bis auf die Massen der Teilchen identische Eigenschaften haben. Das Standardmodell macht jedoch über die Anzahl der Familien keine Aussage.

- Es gibt keine Erklärung für die Symmetrie zwischen dem Lepton- und dem Quarksektor in Bezug auf die elektroschwache Wechselwirkung, die ad hoc als zwei unabhängige Freiheitsgrade eingehen.

- Ebenso bleibt die Frage, warum die elektrischen Ladungen der geladenen Leptonen und Quarks in einem so einfachen Verhältnis von 1 zu 3 stehen, offen.

Die beiden letzten Punkte stehen im engen Zusammenhang mit der Anomaliefreiheit des Standardmodells. Auftretende Divergenzen in sogenannten „*Triangle Diagrammen*" aufgrund der chiralen Kopplung der schwachen Wechselwirkung heben sich gegenseitig auf, wenn die Summe der elektrischen Ladungen Q aller Fermionen einer Generation unter Berücksichtigung der Farbladung gleich Null ist:

$$Q_e + Q_\nu + 3(Q_u + Q_d) = 0$$

Diese Gleichung, hier für die erste Generation niedergeschrieben, ist für jede der drei Familien des Standardmodells exakt erfüllt. Dies legt die Annahme nahe, daß eine tiefe Verbindung zwischen Quarks und Leptonen besteht.

So scheint es ganz natürlich, daß viele theoretische Modelle, die die offenen Fragen des Standardmodells zu beantworten versuchen, neue Symmetrieprinzipien und neue Wechselwirkungen zwischen den Fermionen einführen. Diese im Standardmodell nicht existierenden Kopplungen führen zu bosonischen Bindungszuständen aus Leptonen und Quarks, den Leptoquarks. Sie lassen sich bei niedrigen Energien — im Vergleich zur Skala der neuen Wechselwirkung — als punktförmige Teilchen behandeln und können über Yukawa-Kopplungen an den Fermionsektor des Standardmodells koppeln. Die neuen Bosonen treten in skalarer oder vektorieller Form auf.

Erweiterte Theorien, in deren Teilchenspektren Leptoquarks auftreten und aus denen sich der Eichsektor des Standardmodells als effektive Niederenergietheorie ableiten läßt, sind[5]:

- Im Rahmen Großer Vereinheitlichungstheorien (GUT für „**G***rand* **U***nification* **T***heories*“) können die Wechselwirkungen der Quantenchromodynamik und der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie zu einer einzigen Wechselwirkung vereinigt werden. Ermöglicht wird dies über die Einführung einer übergreifenden Symmetriegruppe, wie z.B. $SO(10)$, $SU(15)$ oder die erweiterte $SU(5)$ [GUT, Mur92], von der die Eichgruppe des Standardmodells eine Untergruppe ist.
- „Technicolour“ und „Compositeness“: Während sich in Technicolour-Modellen zur Lösung des Hierarchie-Problems nur das Higgs-Boson aus zwei neuen Technifermionen zusammensetzt, postulieren Compositeness-Theorien zusätzlich eine Substruktur der Standardfermionen, um so das Teilchenspektrum auf eine noch geringere Anzahl von Elementarteilchen zurückzuführen.
- Superstring-Modelle erweitern das Konzept punktartiger Teilchen, indem sie als „*Strings*“ bezeichnete neue fundamentale Objekte postulieren, die sich in einem 10-dimensionalen Raum bewegen. Meistens wird die Eichgruppe E_6 [Hew89] als Niederenergietheorie im 4-dimensionalen Limit betrachtet. Ziel dieser Modelle ist eine Vereinigung der Gravitation mit den Wechselwirkungen des Standardmodells.
- Über die Zuordnung eines Bosons — als supersymmetrischer Partner — zu jedem Fermion lösen supersymmetrische Theorien das Hierarchie-Problem. Zudem bietet die Supersymmetrie einen Ansatz zur Quantifizierung der Gravitation. In einigen Modellen, in denen die Erzeugung eines einzelnen supersymmetrischen Teilchens erlaubt ist [Kon], liegen für die supersymmetrischen Partner der Quarks, die Squarks, äquivalente Kopplungen an die Standardfermionen wie für die Leptoquarks vor.

[5] In [Sch91, PS92, JuS94] sind detaillierte Ausführungen zu finden.

Demnach beinhalten viele sehr unterschiedliche Theorien unter Beachtung der Eichinvarianz des Standardmodells Leptoquarks. In einigen Compositeness-Modellen treten zusätzlich Bindungszustände eines Leptons mit einem Gluon auf. Diese farbgeladenen Fermionsysteme werden als Leptogluonen bezeichnet. Eine experimentelle Entdeckung solcher „exotischer" Leptoquarks oder Leptogluonen wäre eine eindeutige Bestätigung für die Richtigkeit einer bestimmten erweiterten Theorie, während anderenfalls einige Modelle ausgeschlossen werden könnten. Die Suche nach exotischen Signalen stellt demnach eine große Herausforderung dar.

Der seit 1992 in Betrieb befindliche Speicherring HERA am DESY, das „**D**eutsche **E**lektronen **SY**nchrotron" in Hamburg, bietet eine aufregende Möglichkeit, einen neuen Sektor der Elementarteilchenphysik zu testen. Dieser weltweit erste Elektron-Proton-Beschleuniger ist für eine Suche nach neuen schweren Teilchen ideal geeignet. Insbesondere könnten Leptoquarks und Leptogluonen in den ep-Kollisionen aufgrund der Partonen im Proton direkt als ein Resonanzzustand eines Elektron-Quark- bzw. Elektron-Gluon-Paares erzeugt werden. So sind Massen des Lepton-Parton-Systems bis zur ep-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\ GeV$ zugänglich. Daher eröffnet HERA ein neues Fenster für eine mögliche Entdeckung einzeln produzierter Leptoquarks in Energiebereichen, die bisher noch nicht studiert werden konnten.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA. Die Analyse basiert auf den im Jahr 1993 aufgezeichneten Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von ca. 400 nb^{-1}. Ausgangspunkt für die Signalstudien der exotischen Teilchen sind von speziellen Modellen unabhängige Lagrangedichten in Form einer Niederenergietheorie. Aufgrund der sehr schmalen natürlichen Zerfallsbreiten sind die Leptoquarks und Leptogluonen nicht direkt, sondern nur über die Zerfallsprodukte beobachtbar. Von zentraler Bedeutung für die Analyse sind:

- die Entwicklung von Simulationsprogrammen für Leptoquark- und Leptogluonereignisse; ein besonderes Interesse kommt dabei QCD-Korrekturen in Form von Partonschauern und deren Einfluß auf die im Experiment beobachtbare Resonanzbreite zu. Die Ereignisgeneratoren ermöglichen ein detailliertes Studium der exotischen Signale.

- die Präzision, mit der die Leptoquark- bzw. Leptogluonmasse aus dem Endzustand eines Ereignisses bestimmt werden kann; ein neu entworfenes Verfahren ermöglicht eine Optimierung der Massenrekonstruktion.

Die erarbeiteten Methoden werden auf selektierte H1-Daten angewendet, mit dem Ziel, eine Aussage über eine mögliche Existenz von Leptoquarks oder Leptogluonen zu treffen.

Den bereits erwähnten Squarks steht zusätzlich zu dem leptoquarkartigen Zerfallskanal ein weiterer Zerfallsmodus offen. Auch hierfür wird ein Ereignissimulationsprogramm, das ebenfalls QCD-Strahlungskorrekturen beinhaltet, bereitgestellt. Die damit in der H1-Kollaboration erzielten Ergebnisse werden ebenso dargestellt.

Die publizierten Resultate [H194b] der H1-Kollaboration für eine Suche nach neuen Teilchen beruhen auf den für die vorliegende Arbeit entwickelten Simulationsprogrammen, und die dort beschriebene Analyse greift auf die hier vorgestellte Rekonstruktionsmethode zurück.

Kapitel 2

Grundlagen

Leptoquarkereignisse bei HERA weisen die gleiche Topologie wie Reaktionen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung auf. Daher faßt dieses Kapitel die Grundkinematik solcher ep-Ereignisse zusammen, die sich auf Leptoquark- und Leptogluon-Prozesse übertragen läßt. Im Anschluß daran werden herkömmliche Methoden zur Rekonstruktion der Kinematik aus dem Endzustand eines Ereignisses vorgestellt.

2.1 Tiefinelastische Streuung bei HERA

Als Reaktionen der tiefinelastischen Streuung (DIS für „**D***eep* **I***nelastic* **S***cattering*") werden Prozesse bezeichnet, bei denen ein Lepton mit einem Nukleon über einen großen Viererimpulsübertrag wechselwirkt, so daß das Nukleon nicht erhalten bleibt. Bei HERA streut ein Elektron an den quasi-freien Konstituenten eines Protons. Die Feynmangraphen auf Born-Niveau sind:

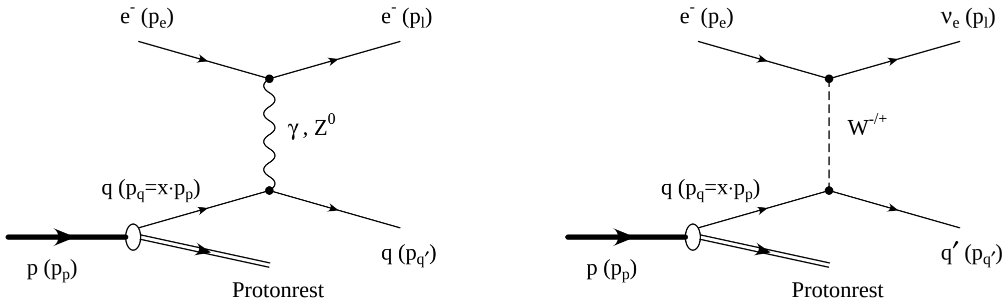

Abbildung 2.1: *Feynmangraphen für die tiefinelastische e^-p-Streuung des neutralen (links) und des geladenen Stromes (rechts) bei HERA*

Beruht die Wechselwirkung auf dem Austausch eines elektrisch neutralen Photons γ oder

Z^0-Bosons, so liegt eine Reaktion des neutralen Stromes vor. In Prozessen des geladenen Stromes bewirkt das elektrisch geladene $W^{\pm}$-Boson, daß das Elektron in ein Neutrino übergeht. Das Proton läuft entlang der $+z$-Achse[1] mit einem Viererimpuls[2] $p_p = (E_p; 0, 0, p_{z,p}) = (820\ GeV; 0, 0, 820\ GeV)$ ein und trifft auf ein Elektron, das einen Viererimpuls $p_e = (E_e; 0, 0, p_{z,e}) = (26.7\ GeV; 0, 0, -26.7\ GeV)$ besitzt.

2.1.1 Kinematik in der ep-Streuung

Unter Vernachlässigung der Massen ergibt sich die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des Elektron-Proton-Systems zu:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p_p + p_e)^2} = \sqrt{2\ p_p \cdot p_e} = \sqrt{4\ E_p E_e} \approx 296\ GeV$$

Die invariante Masse q des ausgetauschten virtuellen Bosons kann über die Viererimpulse p_e, p_l des ein- und auslaufenden Leptons abgeleitet werden:

$$q^2 \ = \ (p_e - p_l)^2$$

Der quadrierte Impulsübertrag $Q^2 > 0$ ist dann als das negative Massenquadrat des Bosons definiert:

$$Q^2 \ \equiv \ -q^2$$

Über die quadrierte Schwerpunktsenergie s sind die beiden Bjorken-Skalenvariablen x, y

$$\begin{aligned} x &\equiv \frac{Q^2}{2\ p_p \cdot q} \\ y &\equiv \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \end{aligned}$$

mit Q^2 verknüpft:

$$x \cdot y \cdot s \ = \ Q^2$$

Zwei unabhängige dieser Lorentz-invarianten Variablen beschreiben demnach vollständig die Kinematik eines Ereignisses auf Born-Niveau, da die Schwerpunktsenergie festliegt. So zeigt Abbildung 2.2 Linien konstanter Energie und konstanter Streuwinkel für das auslaufende Lepton und das gestreute Quark in der Ebene der kinematischen Größen x und Q^2. Zusätzlich sind Linien konstanter y-Werte eingezeichnet.

Im Parton-Modell kommt der Bjorken-Skalenvariablen x auf Born-Niveau eine zentrale Bedeutung zu. Sie entspricht dem Impulsbruchteil des Protons, den das am harten Prozeß

[1] Eine endgültige Definition des Koordinatensystems erfolgt in Verbindung mit dem H1-Detektor in Kapitel 4.2.

[2] Der Viererimpuls ist als $p = (E; p_x, p_y, p_z)$ und der Transversalimpuls als $\vec{p}_T = (p_x, p_y, 0)$ definiert.

beteiligte Parton q trägt ($p_q = x \cdot p_p$). Hilfreich sind später die Mandelstam-Variablen $\hat{s}$, $\hat{u}$ und $\hat{t}$, die das harte Subsystem beschreiben:

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (p_e + p_q)^2 = x \cdot s \\ \hat{u} &= (p_e - p_{q'})^2 = Q^2 - \hat{s} \\ \hat{t} &= (p_e - p_l)^2 = -Q^2 \end{aligned}$$

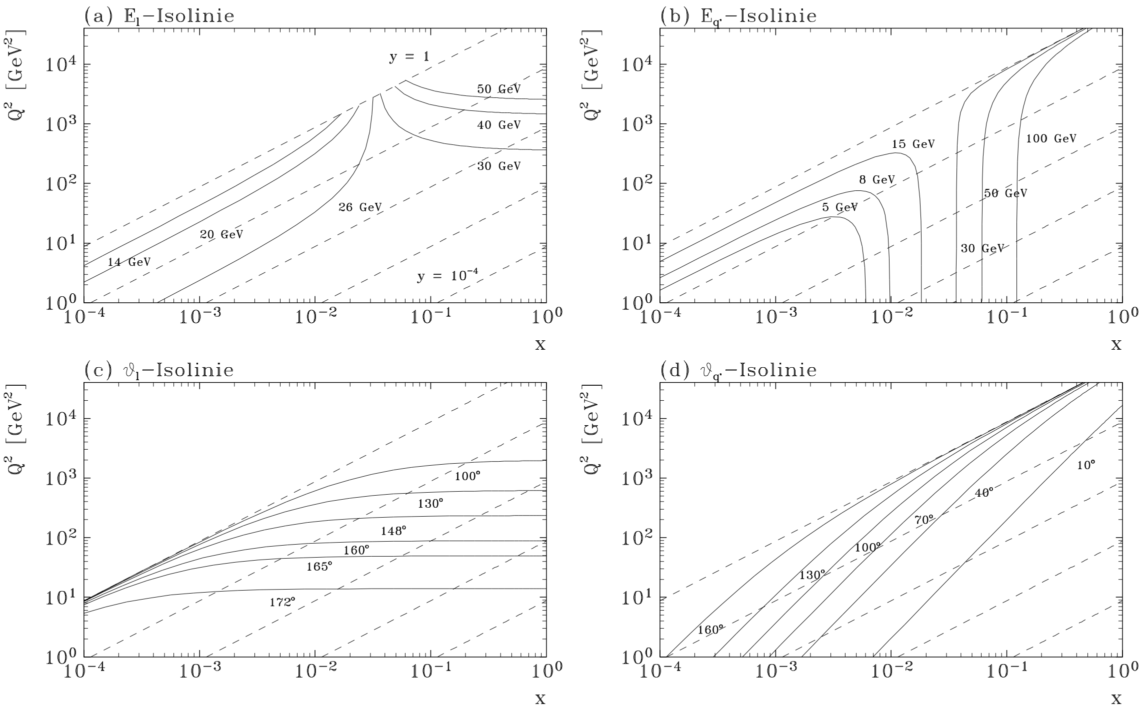

Abbildung 2.2: *Kinematische Basisgrößen in der tiefinelastischen Streuung; dargestellt sind Linien in der (x, Q^2)-Ebene:*
(a) konstanter Energie E_l des gestreuten Leptons
(b) konstanter Energie $E_{q'}$ des gestreuten Quarks
(c) konstanter Polarwinkel ϑ_l des gestreuten Leptons
(d) konstanter Polarwinkel $\vartheta_{q'}$ des gestreuten Quarks
Zusätzlich sind Linien für konstante y-Werte zwischen $y = 1$ und $y = 10^{-4}$ eingezeichnet (von links oben nach rechts unten für jede Dekade eine)

2.1.2 Struktur des Protons

Ein physikalisches Hauptziel bei HERA besteht darin, die Struktur des Protons zu erforschen. In führender Ordnung der elektroschwachen Theorie ist der inklusive differentielle Wirkungsquerschnitt des neutralen Stromes, wenn die Massen vernachlässigt werden, in Termen der Protonstrukturfunktionen F_1, F_2, F_3 gegeben [Kle84]:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma_{NC}(e^{\mp})}{\mathrm{d}x\,\mathrm{d}Q^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left[y^2 xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2) \pm \left(y - \frac{y^2}{2}\right) xF_3(x,Q^2)\right]$$

Zwei dieser Strukturfunktionen stehen auf Born-Niveau und in der *Leading-Log*-Approximation der QCD über die Callan-Gross-Relation, die für Teilchen mit Spin 1/2 zutrifft, in Beziehung zueinander:

$$2\,x\,F_1(x,Q^2) = F_2(x,Q^2)$$

Die Strukturfunktion F_2 beinhaltet neben den reinen elektromagnetischen Beiträgen aufgrund eines virtuellen Photons auch Terme, die durch den Z^0-Austausch und durch Interferenzen zwischen den Amplituden der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung hervorgerufen werden. Im Gegensatz dazu tragen zur Strukturfunktion F_3 keine reinen elektromagnetischen Prozesse bei. Die Form des Z^0-Propagators P_Z

$$P_Z \;\sim\; \frac{1}{1 + M_Z^2/Q^2}$$

bewirkt in Verbindung mit der hohen Masse M_Z des Bosons für kleine Q^2-Werte eine starke Unterdrückung der Z^0-Beiträge zum Wirkungsquerschnitt, so daß der reine Photonaustausch dominiert (vgl. Abb. 2.3). Mit der Quark- bzw. Antiquarkdichte $q(x,Q^2)$

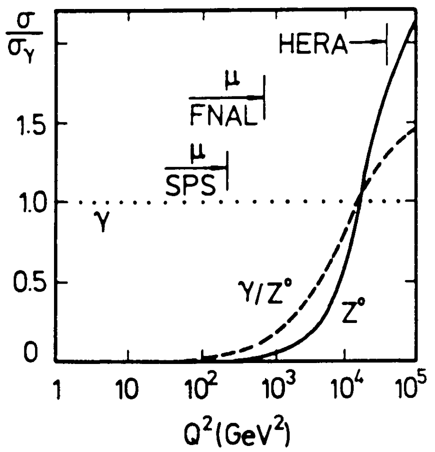

Abbildung 2.3: *Relative Größe der Wirkungsquerschnitte für den reinen γ-Prozeß, den reinen Z^0-Austausch und deren Interferenz als Funktion des quadrierten Impulsübertrages Q^2 (aus [Pec87]); zusätzlich sind obere Grenzen in Q^2 für verschiedene Beschleuniger angezeigt*

und $\bar{q}(x, Q^2)$ im Proton und der elektrischen Ladung Q_q des Quarks q lautet dafür die entsprechende Strukturfunktion $F_2 \approx F_2^{em}(x, Q^2)$:

$$F_2^{em}(x, Q^2) = \sum_q Q_q^2 \left[x\, q(x, Q^2) + x\, \bar{q}(x, Q^2) \right]$$

Summiert wird über alle Quark-*Flavour* im Proton. Für die Messung der Strukturfunktion F_2^{em} ermöglicht es HERA, in noch nicht bei bisherigen *Fixed-Target*-Experimenten der Lepton-Nukleon-Streuung studierte (x, Q^2)-Bereiche vorzudringen, wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Die ersten Resultate für die Messung von F_2 bei HERA liegen bereits vor [F2].

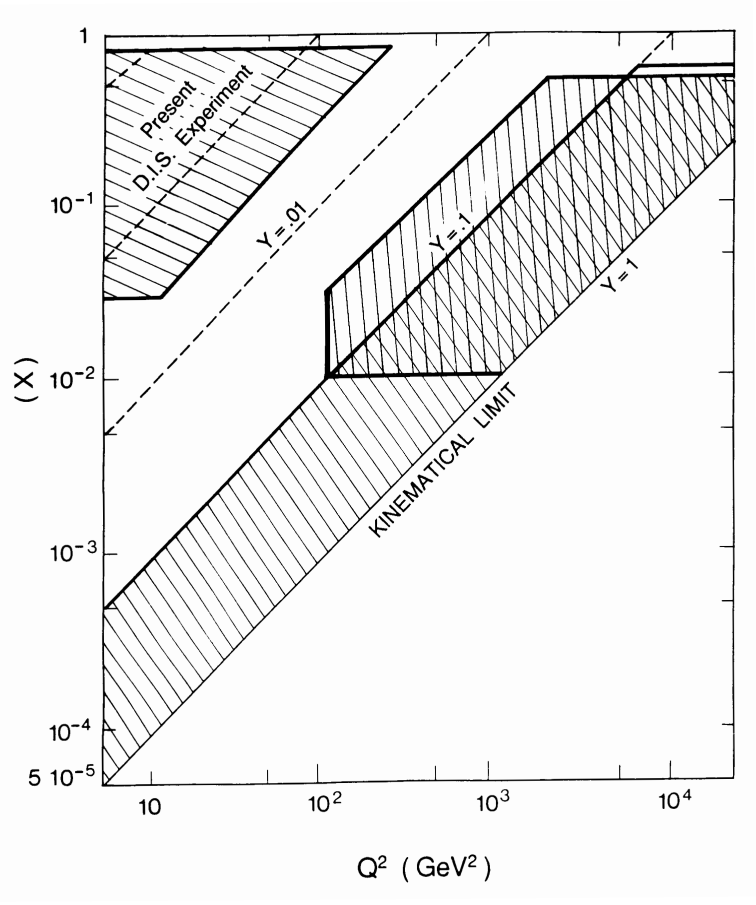

Abbildung 2.4: *Kinematisch zugänglicher Bereich bei HERA in der (x, Q^2)-Ebene (aus [Pec87]); neben dem bereits studierten Bereich in bisherigen tiefinelastischen Streuexperimenten an ruhenden Nukleonen (links oben) sind die Regionen eingetragen, die bei HERA mit Hilfe der Elektronmessung (schräg schraffiert) und der Messung des hadronischen Energieflusses (senkrecht schraffiert) zugänglich sind*

2.2 Konventionelle Rekonstruktionsmethoden

Während die Kinematik einer geladenen Stromreaktion nur mit Hilfe des hadronischen Systems berechnet werden kann, da das auslaufende Neutrino im Experiment keinem Nachweis unterliegt, ist sie für Prozesse neutraler Ströme überbestimmt. Daher bieten sich mit den gemessenen Energien E_l, E_h und Impulsen $\vec{p}_l, \vec{p}_h$ bzw. Polarwinkeln ϑ_l, ϑ_h des Elektrons und des gesamten hadronischen Systems im Endzustand unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden zur Berechnung der kinematischen Variablen x, y und Q^2 an [Pec87, PS92]. Das Auflösungsvermögen für x, y und Q^2 der einzelnen Verfahren aufgrund der experimentellen Meßungenauigkeiten hängt von der betrachteten kinematischen Region ab.

2.2.1 Elektronmethode

Die ausschließliche Verwendung von Energie und Polarwinkel des auslaufenden Leptons ergibt[3]:

$$\begin{aligned} y_e &= 1 - \frac{E_l}{2E_e}(1-\cos(\vartheta_l)) \\ Q_e^2 &= 2E_eE_l(1+\cos(\vartheta_l)) = \frac{\vec{p}_{T,l}^{\,2}}{1-y_e} \\ x_e &= \frac{E_eE_l(1+\cos(\vartheta_l))}{E_p(2E_e - E_l(1-\cos(\vartheta_l)))} = \frac{Q_e^2}{y_e s} \end{aligned}$$

Die als unkorreliert angenommenen Meßfehler $\delta E_l, \delta\vartheta_l$ rufen Fehler in der Bestimmung der kinematischen Variablen hervor:

$$\begin{aligned} \frac{\delta y_e}{y_e} &= -\frac{1-y_e}{y_e}\left(\frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \cot(\frac{\vartheta_l}{2})\delta\vartheta_l\right) \\ \frac{\delta Q_e^2}{Q_e^2} &= \frac{\delta E_l}{E_l} \ominus \tan(\frac{\vartheta_l}{2})\delta\vartheta_l \\ \frac{\delta x_e}{x_e} &= \frac{1}{y_e}\frac{\delta E_l}{E_l} \oplus \left(\frac{1-y_e}{y_e}\cot(\frac{\vartheta_l}{2}) - \tan(\frac{\vartheta_l}{2})\right)\delta\vartheta_l \end{aligned}$$

Die Symbole $\oplus$ und $\ominus$ deuten eine quadratische Addition bzw. Subtraktion der Fehler an.

2.2.2 Jacquet-Blondel Methode

Die Jacquet-Blondel Methode [Blo79] berücksichtigt nur den totalen hadronischen Energiefluß, der sich aus den Energiedepositionen aufgrund des gestreuten Quarks und des

[3] Basiert die Bestimmung einer kinematischen Größe auf einer bestimmten Rekonstruktionsmethode, so bezeichnet der Index in $x_{index}, y_{index}, Q^2_{index}$ das entsprechende Verfahren.

Protonrestes zusammensetzt. Daher findet sie auch für Ereignisse mit einem Neutrino im Endzustand Verwendung. Sie ist durch die Betrachtung der Größe $(E_h - p_{z,h})$ so konstruiert, daß die Auswirkungen, die sich wegen der Energieverluste entlang der Strahlröhre (vgl. Kap. 4.2) in Protonrichtung speziell durch die Protonfragmente ergeben, reduziert werden:

$$\begin{aligned} y_{JB} &= \frac{E_h - p_{z,h}}{2E_e} \\ Q^2_{JB} &= \frac{\vec{p}^{\,2}_{T,h}}{1 - y_{JB}} \\ x_{JB} &= \frac{Q^2_{JB}}{y_{JB}s} \end{aligned}$$

Da die Meßgenauigkeit für diese Methode von der Ereignistopologie und von Fragmentationseffekten (vgl. Kap. 3.1.5) abhängt, ist keine präzise analytische Fehlerbetrachtung möglich. Um einen Eindruck von dem Fehlerverhalten zu gewinnen, ist es sinnvoll, die Formeln auf Partonniveau zu betrachten, auf dem alle Teilchen masselos sind und der Protonrest keinen Transversalimpuls trägt. Die kinematischen Größen lassen sich dann in Abhängigkeit von der Energie $E_{q'}$ und dem Streuwinkel $\vartheta_{q'}$ des gestreuten Quarks schreiben:

$$\begin{aligned} y_{JB} &\approx \frac{E_{q'}}{2E_e}(1 - \cos(\vartheta_{q'})) \\ Q^2_{JB} &\approx \frac{(E_{q'}\sin(\vartheta_{q'}))^2}{1 - y_{JB}} \end{aligned}$$

Damit ergeben sich die Fehler zu:

$$\begin{aligned} \frac{\delta y_{JB}}{y_{JB}} &\approx \frac{\delta E_{q'}}{E_{q'}} \oplus \cot(\frac{\vartheta_{q'}}{2})\delta\vartheta_{q'} \\ \frac{\delta Q^2_{JB}}{Q^2_{JB}} &\approx \frac{2 - y_{JB}}{1 - y_{JB}}\frac{\delta E_{q'}}{E_{q'}} \oplus \left(2\cot(\vartheta_{q'}) + \frac{y_{JB}}{1 - y_{JB}}\cot(\frac{\vartheta_{q'}}{2})\right)\delta\vartheta_{q'} \\ \frac{\delta x_{JB}}{x_{JB}} &\approx \frac{1}{1 - y_{JB}}\frac{\delta E_{q'}}{E_{q'}} \oplus \left(2\cot(\vartheta_{q'}) + \frac{2y_{JB} - 1}{1 - y_{JB}}\cot(\frac{\vartheta_{q'}}{2})\right)\delta\vartheta_{q'} \end{aligned}$$

Die $\sum$-Methode [Bas94] ist eine Weiterentwicklung des Jacquet-Blondel-Verfahrens und findet bei der Bestimmung der Protonstruktur Anwendung. Hier wird diese nicht weiter betrachtet.

2.2.3 Gemischte Methode

Die gemischte Methode kombiniert den mit der Elektronmethode sehr präzise bestimmten Viererimpulsübertrag Q^2_e mit der Größe y_{JB}, die in dem Verfahren von Jacquet-Blondel mit einer vom y-Wert unabhängigen guten Auflösung bestimmt wird:

$$\begin{aligned} y_{mix} &= y_{JB} \\ Q^2_{mix} &= Q^2_e \\ x_{mix} &= \frac{Q^2_e}{y_{JB}s} \end{aligned}$$

2.2.4 Doppelwinkelmethode

Ein anderer Weg, die Elektron- und Hadronmessungen zu kombinieren, besteht darin, die Polarwinkel $\vartheta_l, \vartheta_{q'}$ des gestreuten Elektrons und Quarks für die Rekonstruktion der Kinematik zu benutzen. Für die masselosen Teilchen auf Partonniveau gilt[4]:

$$\begin{aligned} y_{2\vartheta} &= 1 - \frac{\sin(\vartheta_{q'})(1-\cos(\vartheta_l))}{\sin(\vartheta_{q'})(1-\cos(\vartheta_l)) + \sin(\vartheta_l)(1-\cos(\vartheta_{q'}))} \\ Q^2_{2\vartheta} &= 4E_e^2 \frac{\sin(\vartheta_{q'})(1+\cos(\vartheta_l))}{\sin(\vartheta_{q'})(1-\cos(\vartheta_l)) + \sin(\vartheta_l)(1-\cos(\vartheta_{q'}))} \\ x_{2\vartheta} &= \frac{E_e}{E_p} \frac{\sin(\vartheta_{q'})(1+\cos(\vartheta_l))}{\sin(\vartheta_l)(1-\cos(\vartheta_{q'}))} \end{aligned}$$

Der im Experiment nicht beobachtbare Winkel des auslaufenden Quarks auf Partonniveau ist dabei durch einen aus der Messung des gesamten hadronischen Systems ermittelten Winkel ϑ_h anzunähern:

$$\vartheta_{q'} \approx \vartheta_h = \frac{\vec{p}^{\,2}_{T,h} - (E_h - p_{z,h})^2}{\vec{p}^{\,2}_{T,h} + (E_h - p_{z,h})^2}$$

2.2.5 Erweiterte Doppelwinkelmethode

Die Hinzunahme der experimentell bestimmten Energie E_l erlaubt es, eine mögliche Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron zu berücksichtigen. Mit einer Ersetzung der für diesen Fall unbekannten Elektronenergie E_e am Wechselwirkungspunkt durch

$$E_e = E_l \frac{\sin(\vartheta_{q'})(1-\cos(\vartheta_l)) + \sin(\vartheta_l)(1-\cos(\vartheta_{q'}))}{2\sin(\vartheta_{q'})}$$

in der Doppelwinkelmethode wird erreicht, daß neben $y_{2\vartheta+E_e} = y_{2\vartheta}$ jetzt auch $Q^2_{2\vartheta+E_e}$ und $x_{2\vartheta+E_e}$ unabhängig von der Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons sind:

$$\begin{aligned} y_{2\vartheta+E_e} &= y_{2\vartheta} \\ Q^2_{2\vartheta+E_e} &= E_l^2 \frac{[\sin(\vartheta_{q'})(1-\cos(\vartheta_l)) + \sin(\vartheta_l)(1-\cos(\vartheta_{q'}))]\,(1+\cos(\vartheta_l))}{\sin(\vartheta_{q'})} \\ x_{2\vartheta+E_e} &= \frac{E_l}{2E_p} \frac{\sin(\vartheta_{q'})(1+\cos(\vartheta_l)) + \sin(\vartheta_l)(1+\cos(\vartheta_{q'}))}{\sin(\vartheta_{q'})} \end{aligned}$$

[4] Für die Ableitung der Gleichungen und Fehlerbetrachtungen siehe z.B. [PS92].

Kapitel 3

Die exotischen Teilchen

Viele weiterführende Modelle, welche die offenen Probleme des Standardmodells zu lösen versuchen (vgl. Kapitel 1), beinhalten Leptoquarks. Zu erwähnen sind insbesondere die Theorien, deren Ziel es ist, eine Erklärung für die Symmetrie zwischen den Leptonen und den Quarks des Standardmodells zu geben. Einige Compositeness-Modelle enthalten zusätzlich Leptogluonen. Dieses Kapitel stellt die Grundlagen bereit, die für eine Suche nach solchen exotischen Teilchen an der Beschleunigeranlage HERA benötigt werden.

3.1 Leptoquarks

Leptoquarks (LQ's) sind Farb-Triplett-Bosonen, die eine Lepton- und eine Baryonquantenzahl tragen. Sie sind in den Teilchenspektren erweiterter Theorien, die das Standardmodell beinhalten und in denen die im Standardmodell unabhängigen Leptonen und Quarks in einer Wechselbeziehung stehen, enthalten. So beinhalten alle Vereinheitlichungstheorien und auch einige Modelle, die eine Substruktur von Quarks und Leptonen postulieren (Compositeness-Modelle), auf ganz natürliche Weise diese Quark-Lepton-Übergänge vermittelnden neuen Teilchen.

3.1.1 Effektive Lagrangedichte

Um eine von einem speziellen Modell unabhängige Analyse durchführen zu können, wird eine effektive Niederenergietheorie nach Buchmüller, Rückl und Wyler [Bu87] zugrunde gelegt. Die in diesem phänomenologischen Ansatz verwendete effektive Lagrangedichte $\mathcal{L}$ ist invariant unter den $SU(3)_C \times SU(2)_T \times U(1)_Y$-Transformationen des Standardmodells und garantiert die Baryon- und Leptonzahlerhaltung. Letzteres ist erforderlich, um einen schnellen Protonzerfall zu unterbinden. Die Parametrisierung enthält alle möglichen dimensionslosen Yukawa-Kopplungen der skalaren (S) und der vektoriellen (V) Leptoquarks mit Spin 0 bzw. 1 an alle bekannten Fermionen:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= \mathcal{L}_{F=-2} + \mathcal{L}_{F=0} && (3.1)\\
\mathcal{L}_{F=-2} &= (g_{LS_0}\bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + g_{RS_0}\bar{u}_R^c e_R)S_0 + \\
&\quad g_{R\tilde{S}_0}\bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_0 + g_{LS_1}\bar{q}_L^c i\tau_2 \vec{\tau} l_L S_1 + \\
&\quad (g_{LV_{1/2}}\bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{RV_{1/2}}\bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R)V_{1/2\mu} + \\
&\quad g_{L\tilde{V}_{1/2}}\bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{1/2\mu} + c.c. && (3.2)\\
\mathcal{L}_{F=0} &= (h_{LS_{1/2}}\bar{u}_R l_L + h_{RS_{1/2}}\bar{q}_L i\tau_2 e_R)S_{1/2} + \\
&\quad h_{L\tilde{S}_{1/2}}\bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2} + \\
&\quad (h_{LV_0}\bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{RV_0}\bar{d}_R \gamma^\mu e_R)V_{0\mu} + \\
&\quad h_{R\tilde{V}_0}\bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{V}_{0\mu} + h_{LV_1}\bar{q}_L \vec{\tau}\gamma^\mu l_L V_{1\mu} + c.c. && (3.3)
\end{aligned}$$

Hierbei bezeichnen q_L, l_L die linkshändigen Quark- und Lepton-Dubletts, während e_R, d_R, u_R für die rechtshändigen geladenen Leptonen, *down-* und *up*-artigen Quarks einer Familie stehen (Farb- und Familienindizes sind unterdrückt). $\psi^c = C\bar{\psi}^T$ beschreibt das ladungskonjugierte Fermionenfeld zu ψ, und $\vec{\tau}$ steht für die Pauli-Matrizen. Die Größen g und h spiegeln die Stärke der dimensionslosen Yukawa-Kopplungen für die Leptoquarks mit der Fermionenzahl $F = -2$ (Lepton-Quark) und $F = 0$ (Lepton-Antiquark) wieder. Der Index L, R der Kopplungskonstanten bezieht sich auf die Chiralität des Leptons, an welches das Leptoquark koppelt. Der Index 0, 1/2, 1 der verschiedenen Leptoquarks bezeichnet den schwachen Isospin T und zeigt somit auch die Dimension ihrer $SU(2)_T$-Repräsentation an.

Die Tabelle 3.1 faßt nochmals alle Leptoquarks (zehn verschiedene Isospin-Multipletts) mit ihren Quantenzahlen exemplarisch für die erste Generation zusammen. Dabei sind alle möglichen Kombinationen berücksichtigt, die sich aus der oben angegebenen Lagrangedichte (3.1) ergeben. Neben der Fermionenzahl F, dem Spin und der dritten Komponente T_3 des schwachen Isospins sind zusätzlich noch die elektrische Ladung Q, die schwache Hyperladung Y, die sich aus der Relation

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

ergibt, und die Kopplungsstärke $\lambda^P_{L,R}$ für den entsprechenden Vertex angegeben. Das Vorzeichen der Kopplungsstärke ist nur bei der Betrachtung von Interferenzeffekten bedeutsam. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Kopplungskonstanten g und h ganz allgemein mit λ bezeichnet und der Index für den betrachteten Leptoquarktyp wird meist unterdrückt[1]. Prinzipiell können die Kopplungsstärken der Leptoquarks an die verschiedenen Generationen völlig unabhängig voneinander sein. Die zur Tabelle 3.1 korrespondierende Klassifizierung der Anti-Leptoquarks, die an Positronen und Antineutrinos koppeln,

[1] Somit unterscheiden sich λ und λ^P gegebenenfalls um einen Faktor $\sqrt{2}$.

Kombination	LQ	F	Spin	T_3	Q	Y	$\lambda^P_{L,R}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	S_0	-2	0	0	$-1/3$	$-2/3$	$e^-_L u_L \mapsto g_{LS_0}$ $\nu_e d_L \mapsto -g_{LS_0}$
	S_1	-2	0	-1 1 0 0	$-4/3$ $+2/3$ $-1/3$ $-1/3$	$-2/3$	$e^-_L d_L \mapsto -\sqrt{2}g_{LS_1}$ $\nu_e u_L \mapsto \sqrt{2}g_{LS_1}$ $e^-_L u_L \mapsto -g_{LS_1}$ $\nu_e d_L \mapsto -g_{LS_1}$
$e^-_R \otimes u_R$	S_0	-2	0	0	$-1/3$	$-2/3$	$e^-_R u_R \mapsto g_{RS_0}$
$e^-_R \otimes d_R$	$\tilde{S}_0$	-2	0	0	$-4/3$	$-8/3$	$e^-_R d_R \mapsto g_{R\tilde{S}_0}$
$e^-_R \otimes \begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L$	$V_{1/2}$	-2	1	$+1/2$ $-1/2$	$-1/3$ $-4/3$	$-5/3$	$e^-_R u_L \mapsto g_{RV_{1/2}}$ $e^-_R d_L \mapsto g_{RV_{1/2}}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes u_R$	$\tilde{V}_{1/2}$	-2	1	$+1/2$ $-1/2$	$+2/3$ $-1/3$	$+1/3$	$\nu_e u_R \mapsto g_{L\tilde{V}_{1/2}}$ $e^-_L u_R \mapsto g_{L\tilde{V}_{1/2}}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes d_R$	$V_{1/2}$	-2	1	$+1/2$ $-1/2$	$-1/3$ $-4/3$	$-5/3$	$\nu_e d_R \mapsto g_{LV_{1/2}}$ $e^-_L d_R \mapsto g_{LV_{1/2}}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes \begin{pmatrix}\bar{d}\\ \bar{u}\end{pmatrix}_R$	V_0	0	1	0	$-2/3$	$-4/3$	$e^-_L \bar{d}_R \mapsto h_{LV_0}$ $\nu_e \bar{u}_R \mapsto h_{LV_0}$
	V_1	0	1	-1 1 0 0	$-5/3$ $+1/3$ $-2/3$ $-2/3$	$-4/3$	$e^-_L \bar{u}_R \mapsto \sqrt{2}h_{LV_1}$ $\nu_e \bar{d}_R \mapsto \sqrt{2}h_{LV_1}$ $e^-_L \bar{d}_R \mapsto -h_{LV_1}$ $\nu_e \bar{u}_R \mapsto h_{LV_1}$
$e^-_R \otimes \bar{d}_L$	V_0	0	1	0	$-2/3$	$-4/3$	$e^-_R \bar{d}_L \mapsto h_{RV_0}$
$e^-_R \otimes \bar{u}_L$	$\tilde{V}_0$	0	1	0	$-5/3$	$-10/3$	$e^-_R \bar{u}_L \mapsto h_{R\tilde{V}_0}$
$e^-_R \otimes \begin{pmatrix}\bar{d}\\ \bar{u}\end{pmatrix}_R$	$S_{1/2}$	0	0	$+1/2$ $-1/2$	$-2/3$ $-5/3$	$-7/3$	$e^-_R \bar{d}_R \mapsto -h_{RS_{1/2}}$ $e^-_R \bar{u}_R \mapsto h_{RS_{1/2}}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes \bar{d}_L$	$\tilde{S}_{1/2}$	0	0	$+1/2$ $-1/2$	$+1/3$ $-2/3$	$-1/3$	$\nu_e \bar{d}_L \mapsto h_{L\tilde{S}_{1/2}}$ $e^-_L \bar{d}_L \mapsto h_{L\tilde{S}_{1/2}}$
$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L \otimes \bar{u}_L$	$S_{1/2}$	0	0	$+1/2$ $-1/2$	$-2/3$ $-5/3$	$-7/3$	$\nu_e \bar{u}_L \mapsto h_{LS_{1/2}}$ $e^-_L \bar{u}_L \mapsto h_{LS_{1/2}}$

Tabelle 3.1: *Quantenzahlen und Kopplungsstärken $\lambda^P_{L,R}$ für die Leptoquarks der ersten Generation*

kann auf einfachem Wege erhalten werden: Während die Chiralitäten der Leptonen und Quarks zu vertauschen und die Quarks durch Antiquarks (und vice versa) zu ersetzen sind, müssen die Indizes der Kopplungskonstanten beibehalten werden.

Die $SU(2)_T$-Leptoquark-Multipletts in der Tabelle 3.1 bestehen generell aus verschiedenen Zuständen. Diese können sich durch unterschiedliche Masseneigenzustände, hervorgerufen durch eine Symmetriebrechung, auszeichnen, ähnlich den schwachen Bosonen des Standardmodells. Die hier durchgeführte Analyse, insbesondere die spätere Angabe der abgeleiteten Ausschließungsgrenzen, setzt voraus, daß keine solche Massenaufspaltung auftritt. Da so alle Zustände eines Multipletts ein und dieselbe Masse besitzen, unterscheiden sich diese nur durch ihre elektrische Ladung Q. Eine Ladungsmessung des Endzustandes im Experiment ist jedoch sehr schwierig. Deshalb erfolgt eine Ableitung der Ausschließungsgrenzen (in der späteren Analyse liegen keine Hinweise auf Leptoquarks vor) nur für ein gesamtes Multiplett, summiert über alle Zustände. Weiterhin wird in [Leu94] darauf hingewiesen, daß die Leptoquarkkopplungen an u- und d-artige Quarks nicht gleich stark sind, sondern durch eine auf der CKM-Matrix V basierenden Rotation ($\lambda_i' = \lambda_j V_{ji}$) ineinander übergehen. Die sich daraus ergebende Differenz für die erste Generation von 2–3% ist jedoch in guter Approximation zu vernachlässigen, so daß $\lambda_i' \simeq \lambda_i$ gesetzt werden kann.

Ein Vergleich der Quantenzahlen und der Lagrangedichten des beschriebenen phänomenologischen Ansatzes mit denen spezieller Modelle, welche neue an Lepton-Quark-Paare koppelnde Teilchen im Teilchenspektrum aufweisen, liefert für Leptoquarks der ersten Generation folgende Entsprechung:

- In dem erweiterten $SU(5)$-Modell [Mur92] korrespondieren die sogenannten „$SU(5)$-saver" zu dem skalaren Leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$.
- Das auf der Eichgruppe $SU(15)$ basierende GUT-Modell [GUT] beinhaltet alle Leptoquarktypen.
- Im E_6-Superstring-Modell [Hew89] ist das Leptoquark S_0 Bestandteil des Teilchenspektrums.
- In Technicolour- und Compositeness-Modellen sind viele Typen von skalaren und vektoriellen Leptoquarks möglich.
- Die R-paritätsverletzende Version des minimalen supersymmetrischen Modells [Kon] enthält zwar keine Leptoquarks, aber es weist z.B. das skalare *top*-Squark (*stop*) die gleiche Kopplung wie das Leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ auf. Voraussetzung für eine mögliche Übertragung der später noch abzuleitenden Ausschließungsgrenzen ist jedoch, daß das *stop* einen leichteren Masseneigenzustand als das *top*-Quark t des Standardmodells ($m_t > 91\ GeV$ [PDG92]) besitzt, und daß der R-paritätsverletzende Zerfallskanal des *top*-Squarks die totale Zerfallsbreite dominiert. Es sei hier auch auf das Kapitel 7.4 verwiesen.

- Supersymmetrische große Vereinheitlichungstheorien (Kombination von SUSY und GUT), wie z.B. das supersymmetrische $SU(5)$-Modell [Nil90], beinhalten wieder einige Leptoquarktypen.

3.1.2 Bestehende Grenzen anderer Experimente

Die bereits durchgeführte Suche nach Leptoquarks im Rahmen anderer Experimente kann in zwei Kategorien eingeteilt werden: einerseits in die indirekte Suche, wobei Leptoquarks einen zusätzlichen Beitrag zum Zerfall bekannter Teilchen des Standardmodells liefern würden, und andererseits in die direkte Suche in Beschleunigerexperimenten. Es erfolgt hier nur eine Zusammenstellung bestehender Ausschließungsgrenzen, die für die Leptoquarksuche bei HERA von Bedeutung sind. Daher wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben. Die wichtigsten Grenzen sind am Ende dieses Abschnittes nochmals in der Abbildung 3.5 zusammengefaßt. Die angegebenen Grenzen beziehen sich auf eine Vertrauensgrenze von 95%.

Seltene Zerfälle

Bei der indirekten Suche nach Leptoquarks führt die Differenz zwischen den im Experiment beobachteten Observablen und der Vorhersage des Standardmodells im allgemeinen zu einer unteren Grenze für den aus Leptoquarkmasse M_{LQ} und Kopplungskonstante λ gebildeten Quotienten M_{LQ}/λ. Die Kopplungskonstante ist dabei unbekannt. Diesem Vorgehen liegt jedoch die Annahme zugrunde, daß ausschließlich ein einzelner Leptoquarktyp existiert, der an der entsprechenden Reaktion teilnehmen kann. Das mögliche gegenseitige Aufheben einzelner Beiträge im Fall der Existenz eines Leptoquarkpaares durch Interferenzeffekte, wie z.B. beim Kaon-Zerfall $K^0 \longrightarrow \mu^+\mu^-$ über die Eichbosonen W^+ und W^- im Standardmodell, findet damit keine Berücksichtigung. Studien über die Ableitung von Ausschließungsgrenzen für skalare und vektorielle Leptoquarks aus seltenen Zerfällen finden sich in [Leu94, Dav94].

Generell unterliegen Leptoquarks nicht der Einschränkung, nur an die Fermionen einer Generation zu koppeln. Die Kopplungskonstanten λ^{ij} tragen dann Familienindizes $(i, j = 1, 2, 3)$, wobei i die Lepton- und j die Quarkgeneration angibt. Die schärfsten Grenzen für familienwechselnde Prozesse leiten sich aus der μ-Konversion in Elektronen im Zerfall des Titanium-Atoms Ti ab. Wenn die beiden Kopplungen λ^{11} und λ^{21} gleichzeitig existieren, tragen die Leptoquarks über den Kanal $\mu + u \longrightarrow LQ \longrightarrow e + u$ zur Konversion bei. Die Reaktionen in myonischen Ti-Atomen

$$\frac{\Gamma(\mu\mathrm{Ti} \longrightarrow e\mathrm{Ti})}{\Gamma(\mu\mathrm{Ti} \longrightarrow \nu\mathrm{Ti'})} < 4.6 \times 10^{-12}$$

führen zu den Grenzen:

$$\begin{aligned} \frac{M_{Vektor-LQ}}{\sqrt{\lambda^{11}\cdot\lambda^{21}}} &> \sqrt{\frac{1.6\times10^5}{G_F}} \approx 125\ TeV \\ \frac{M_{skalares-LQ}}{\sqrt{\lambda^{11}\cdot\lambda^{21}}} &> \sqrt{\frac{1.6\times10^5}{2\cdot G_F}} \approx 90\ TeV \end{aligned}$$

Ähnliche Untersuchungen lassen sich z.B. auch für einen Generationenwechsel auf dem Quarksektor durchführen. Die für viele Leptoquarks abgeleitete Bedingung

$$\frac{M_{LQ}}{\sqrt{\lambda^{11}\cdot\lambda^{12}}} > \mathcal{O}(10\ TeV)$$

stützt sich auf die genaue Beobachtung des Kaon-Zerfalls. Die in der indirekten Suche erzielten Einschränkungen für Übergänge zur dritten Familie sind entsprechend der größeren experimentellen Unsicherheiten schwächer. Es ist jedoch die Annahme gerechtfertigt, daß Leptoquarks an einem Vertex ausschließlich an eine Familie koppeln und somit Übergänge zwischen den einzelnen Generationen dort verboten sind. Die aus den Mesonzerfällen $K, D \longrightarrow \mu\bar{e}$ und $K \longrightarrow \pi\bar{\nu}\nu$ gewonnene Erkenntnis für alle Leptoquarktypen [Dav94]

$$\frac{M_{LQ}}{\sqrt{\lambda^{11}\cdot\lambda^{22}}} > 316\ GeV$$

(in Abhängigkeit vom Leptoquarktyp liegen Einschränkungen bis zu 129 TeV vor!) für eine gleichzeitige Existenz von λ^{11} und λ^{22} legt nahe, daß jede Familie seine eigenen Leptoquarks besitzen kann. Für die Elektron-Proton-Streuung bei HERA kann daher eine Beschränkung der Analyse auf die Leptoquarks der ersten Generation erfolgen (vgl. auch Kapitel 3.1.3), so daß nur Leptoquarkzerfälle mit dem Endzustand e^-q oder $\nu_e q$ betrachtet werden.

Im Standardmodell ist der Zerfall $\pi^+ \longrightarrow e^+\nu_e$ aus Helizitätsgründen gegenüber dem Kanal $\pi^+ \longrightarrow \mu^+\nu_\mu$ unterdrückt, da die schwachen geladenen Vektorbosonen nur an linkshändige Fermionen koppeln. Leptoquarks, die gleichzeitig an links- und rechtshändige Leptonen koppeln, würden jedoch zu dem Zerfall in ein Positron beitragen. Aus dem Vergleich des beobachteten Verhältnisses der Zerfallsraten des Pions in ein Positron und ein Myon $R_{exp} = (1.2310\pm0.0040)\times10^{-4}$ mit der Vorhersage des Standardmodells $R_{theo} = (1.2350 \pm 0.0005) \times 10^{-4}$ läßt sich für Leptoquarks der ersten Generation schließen:

$$\begin{aligned} \frac{M_{Vektor-LQ}}{\sqrt{\lambda_L\cdot\lambda_R}} &> 107\ TeV \\ \frac{M_{skalares-LQ}}{\sqrt{\lambda_L\cdot\lambda_R}} &> 150\ TeV \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der indirekten Grenzen muß damit für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse vorausgesetzt werden, daß die Leptoquarks der ersten Generation entweder nur an linkshändige oder nur an rechtshändige Leptonen koppeln.

Leptoquark-Typ	M_{LQ}/λ_L [TeV]	M_{LQ}/λ_R [TeV]
S_0	3.10	2.00
$\tilde{S}_0$	–	2.10
$S_{1/2}$	2.00	2.24
$\tilde{S}_{1/2}$	2.10	–
S_1	2.24	–
V_0	2.24	4.40
$\tilde{V}_0$	–	2.24
$V_{1/2}$	2.24	4.10
$\tilde{V}_{1/2}$	2.24	–
V_1	4.90	–

Tabelle 3.2: *Die schärfsten aus seltenen Zerfällen resultierenden unteren Leptoquark-Massengrenzen entsprechend einer Vertrauensgrenze von 95%*

Bei Beschränkung auf die Leptoquarks der ersten Generation, stützen sich die schärfsten bereits bestehenden indirekten Grenzen für die meisten Leptoquarktypen auf paritätsverletzende Vorgänge im Cäsium-Atom. In Theorien mit Leptoquarks ergibt sich ein zusätzlicher Beitrag zu dieser Paritätsverletzung. Die betroffene Größe ist die sogenannte „schwache Ladung“ $Q_W = T$. Aus der Differenz zwischen der im Experiment beobachteten schwachen Ladung und der theoretischen Vorhersage des Standardmodells lassen sich Bedingungen an den Quotienten M_{LQ}/λ ableiten. Für einige Leptoquarks ergeben sich restriktivere Grenzen aus der Universalität im leptonischen π-Zerfall. Ausgangspunkt dafür ist das Verhältnis $R = BR(\pi^+ \to e^+\nu_e)/BR(\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu)$ der beiden bereits oben erwähnten Zerfallsraten (hier sind jedoch nur chirale Kopplungen erlaubt). In Tabelle 3.2 sind abschließend die schärfsten bestehenden Grenzen, die sich aus der bisherigen indirekten Suche ergeben, für alle Leptoquarks der ersten Familie zusammengefaßt. In Abhängigkeit vom Leptoquarktyp liegen die Grenzen für M_{LQ}/λ zwischen 2 TeV und 4.9 TeV.

Erwähnenswert ist, daß sich für die drei Leptoquarks S_0^L, $S_{1/2}^R$ und S_1^L oberhalb einer Leptoquarkmasse von 1 TeV noch stärkere Einschränkungen an den Quotienten M_{LQ}/λ^2 aus der Betrachtung von familienwechselnden neutralen Strömen ergeben. Die Kombination der beiden unteren Grenzen aus der K^0–$\bar{K}^0$– und D^0–$\bar{D}^0$–Mischung liefert bei einer Vertrauensgrenze von 95%:

$$S_0^L \text{ und } S_{1/2}^R \; : \; \frac{M_{LQ}}{\lambda^2} > 2.8\, TeV$$

$$S_1^L \; : \; \frac{M_{LQ}}{\lambda^2} > 6.3\, TeV$$

Aufgrund der λ^2-Abhängigkeit sind diese Grenzen jedoch für den bei HERA im s-Kanal

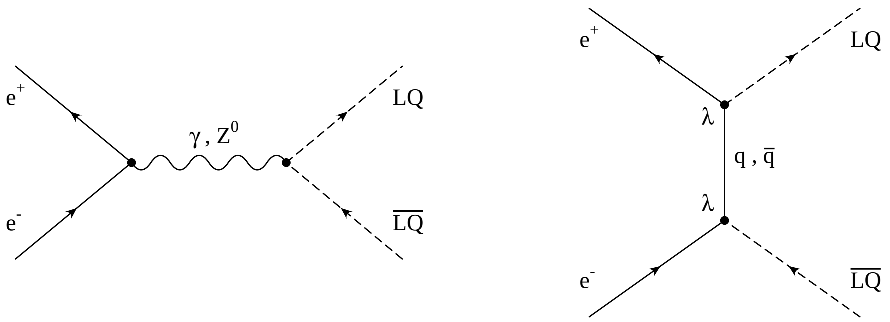

Abbildung 3.1: *Produktion von Leptoquarkpaaren in der e^+e^--Streuung mittels einer s-Kanal- (links) und einer u-Kanal-Reaktion (rechts)*

direkt produzierbaren Massenbereich ($M_{LQ} \leq 296\ GeV$) schwächer als die in Tabelle 3.2 angegebenen indirekten Limits.

Direkte Suche in Beschleunigerexperimenten

Die in der indirekten Suche abgeleiteten Grenzen sind alle von der unbekannten Kopplung λ abhängig. Die Tatsache, daß die Leptoquarks aufgrund ihrer elektrischen Ladung, ihres schwachen Isospins und ihrer Farbladung an alle Eichbosonen des Standardmodells (Photonen, $W^{\pm}$, Z^0 und Gluonen) koppeln, eröffnet die Möglichkeit, in e^+e^-- und $p\bar{p}$-Beschleunigerexperimenten aus Annihilationsprozessen, in denen Leptoquarkpaare erzeugt werden können, von der Kopplungskonstante λ unabhängige Massengrenzen abzuleiten.

e^+e^--Streuexperimente

In e^+e^--Streuexperimenten können Leptoquarks, die auf der Massenschale liegen, entweder paarweise (Figur 3.1) oder einzeln (Figur 3.2) erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion über den s-Kanal hängt ausschließlich von der Eichkopplung zu den Bosonen des Standardmodells ab. Während die Kopplungsstärke des Leptoquarks an das Photon über die elektrische Ladung bestimmt ist, variiert die Stärke der Kopplung an das Z^0-Boson, welche durch $g = 2 \cdot (T_3 - Q \sin^2(\theta_W))$ gegeben ist, mit der aktuellen $SU(2)_T$-Repräsentation des betrachteten Leptoquarks. Im Gegensatz dazu hängt die Paarproduktion von Leptoquarks durch Austausch eines Quarks im t-Kanal wiederum von der unbekannten Yukawa-Kopplungskonstanten λ ab. Solange aber λ nicht viel größer als die Eichkopplung ist, trägt diese Reaktion nur wenig zum totalen Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion bei [Blu91]. Für die Paarproduktion bei LEP über die dominante Z^0-Resonanz liegt der Beitrag der t-Kanalreaktion zum totalen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 0.1% [Sim91]. Daher ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion von Leptoquarks weitgehend unabhängig von der Quark-Lepton-Kopplung. Die Kopplung muß jedoch stark genug sein, damit die Leptoquarks noch innerhalb des Detektors zerfallen ($\lambda \gg 10^{-8}$ [Dav94]). Die auf diese Weise durchgeführte Suche nach skalaren

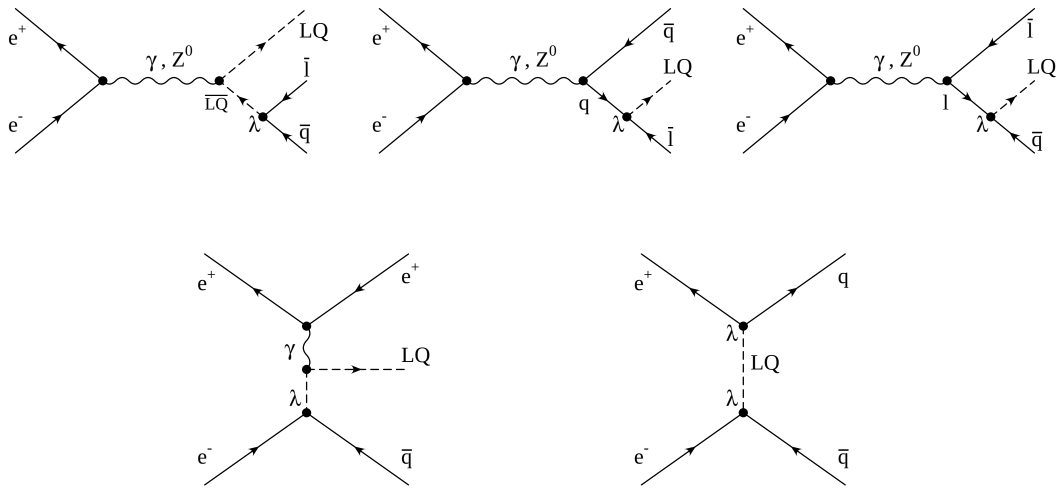

Abbildung 3.2: *Produktion einzelner Leptoquarks in der e^+e^--Streuung*

Leptoquarks mit möglichen Zerfällen in alle drei Fermionfamilien an den Beschleunigern PETRA [Kuh86, Sch85], TRISTAN [Kim90] und LEP [OPA92, L392, DEL92] blieb erfolglos. Daraus können Massengrenzen bis knapp unterhalb des kinematischen Limits, das der halben Schwerpunktsenergie entspricht, abgeleitet werden. Die restriktivsten Grenzen ergeben sich daher aus den Experimenten bei LEP. So sind skalare Leptoquarks bis zu einer Masse M_{LQ} von $\approx 44\ GeV$ auszuschließen. Für Vektorleptoquarks werden ähnliche Grenzen erwartet. Die angegebene Massengrenze ist eine Approximation, da der Wert leicht vom Typ des betrachteten Leptoquarks abhängt.

Um Leptoquarks mit Massen oberhalb der halben Schwerpunktsenergie ausschließen zu können, muß zusätzlich die Produktion eines einzelnen auf der Massenschale liegenden Leptoquarks in Betracht gezogen werden. Der Produktionswirkungsquerschnitt ist aber dann wieder eine Funktion der Yukawa-Kopplungskonstanten λ. Das Experiment DELPHI [Pap92] am Speicherring LEP suchte nach Leptoquarks im Zerfall des Z^0-Bosons in ein auf der Massenschale liegendes Leptoquark und ein nicht auf der Massenschale liegendes Leptoquark (oberer linker Feynmangraph der Figur 3.2). Für Kopplungskonstanten λ stärker als die elektromagnetische Kopplung α_{elm} ergibt sich die Bedingung

$$M_{LQ} > 77\ GeV \qquad (\text{für } \frac{\lambda^2}{4\pi} > \alpha_{elm})$$

für Leptoquarks der ersten und zweiten Generation. Da sich der Gültigkeitsbereich dieser Grenze nur auf große Yukawa-Kopplungen erstreckt, ist die Annahme $M_{LQ} > 44\ GeV$ sicherer. Der Austausch von schweren Leptoquarks im t-Kanal (unterer rechter Feynmangraph der Figur 3.2) trägt zur Produktion von Quark-Antiquark-Paaren und zur Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie bei [Hew87]. Daraus könnte eine Abschätzung für die Yukawa-Kopplungskonstante der ersten Generation gewonnen werden. Der Beitrag dieses Feynmangraphen zum gesamten Produktionswirkungsquerschnitt von Quark-Antiquark-Paaren ist jedoch sehr gering. Eine Veröffentlichung solcher Grenzen liegt nicht vor.

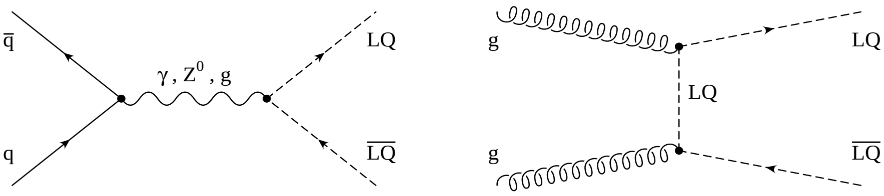

Abbildung 3.3: *Produktion von Leptoquarkpaaren in der $p\bar{p}$-Streuung mittels der $q\bar{q}$-Annihilation (links) und der gg-Fusion (rechts)*

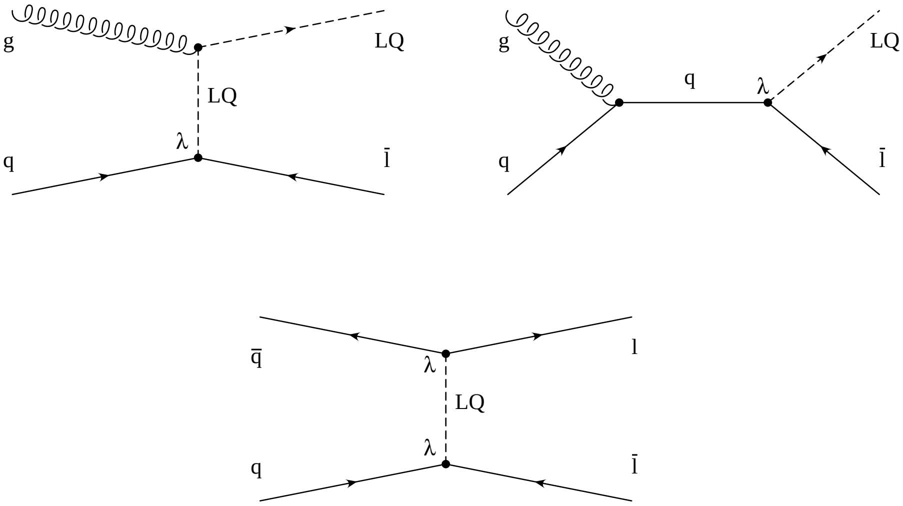

Abbildung 3.4: *Produktion einzelner Leptoquarks in der $p\bar{p}$-Streuung*

$p\bar{p}$-Streuexperimente

Ähnlich wie in den e^+e^--Streuexperimenten können auch an $p\bar{p}$-Beschleunigern Leptoquarks erzeugt werden (Fig. 3.3 und 3.4). Die Paarproduktion kann hier über die $q\bar{q}$-Annihilation oder über den Prozeß der Fusion zweier Gluonen erfolgen [Hew87, Mon89]. Im Fall der dominanten Erzeugung eines Leptoquarkpaares über die Gluon-Gluon-Fusion, bestimmt nur die Farbladung die Stärke der Wechselwirkung. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Yukawa-Kopplung λ und ebenso unabhängig von den elektroschwachen Quantenzahlen der Leptoquarks in den neuen Theorien. Die UA2-Kollaboration an der $Sp\bar{p}S$-Beschleunigeranlage am CERN führte eine modellunabhängige Suche nach skalaren Leptoquarks der ersten Generation mit Zerfällen in ein Elektron oder ein Neutrino durch. In Abhängigkeit von der relativen Zerfallsrate b für den Zerfall des Leptoquarks in ein Elektron erzielten sie eine untere Massengrenze von 74 GeV für $b = 1$ und 67 GeV für $b = 0.5$. Sollte der Zerfallskanal in ein Neutrino dominieren ($b < 0.12$), so sind die bestehenden LEP-Grenzen schärfer. Ähnliche Untersuchungen wurden in den Experimenten CDF und D0 am TEVATRON-Beschleuniger durchgeführt [TEVA]. Aufgrund der dort zur Verfügung stehenden höheren Schwerpunktsenergie lassen sich schärfere Massengrenzen für die Leptoquarks der ersten Generation ableiten. Für skalare Leptoquarks lassen sich Massen unterhalb von 120 GeV (133 GeV) und für Vektorleptoquarks Mas-

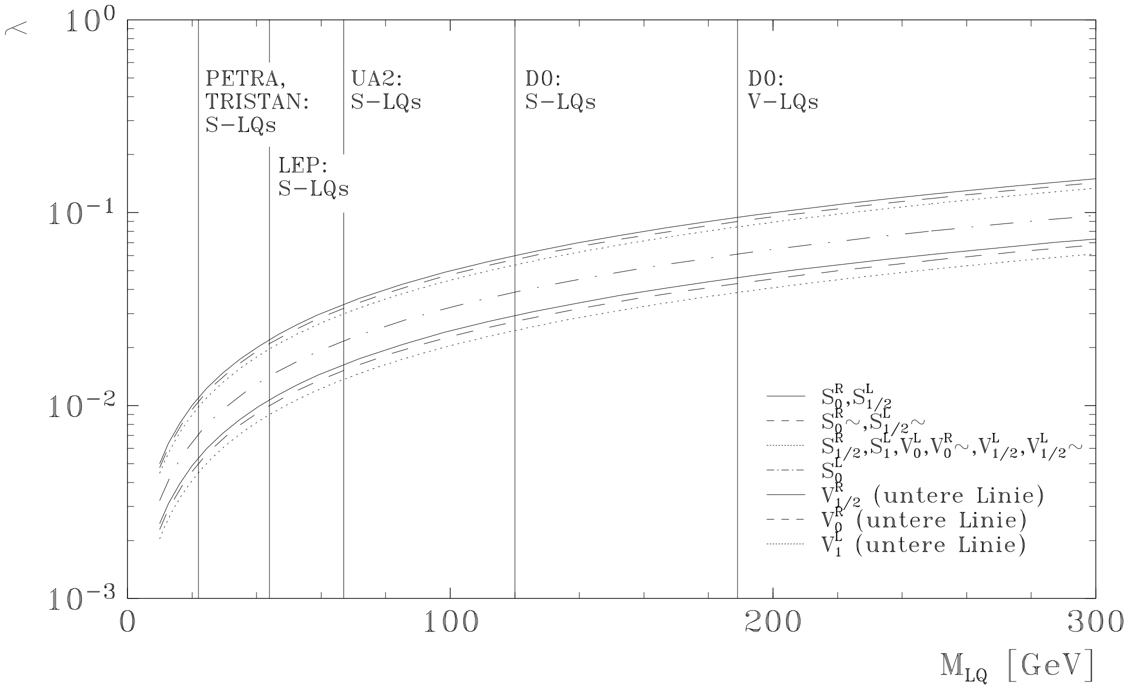

Abbildung 3.5: *Bestehende Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks der ersten Generation aus der indirekten und direkten Suche anderer Experimente*

sen unterhalb von 189 GeV (195 GeV) für eine relative Zerfallsrate b in ein Elektron von $b = 0.5$ ($b = 1$) ausschließen. Zu erwähnen ist, daß die Grenzen für die Vektorleptoquarks von der gemachten Annahme über die Stärke der anomalen Kopplung an die Gluonen abhängen. Im Gegensatz zu den Prozessen der Paarproduktion geht in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die Erzeugung eines einzelnen Leptoquarks im Endzustand die Yukawa-Kopplungskonstante λ ein. Aufgrund des sehr steil abfallenden Gluonspektrums im Proton sind jedoch die Wirkungsquerschnitte für diese beiden Reaktionskanäle sehr viel kleiner, so daß die sich daraus ergebenden Ausschließungsgrenzen schwächer wären. Der Austausch eines virtuellen Leptoquarks im t-Kanal in der Reaktion $q\bar{q} \longrightarrow l\bar{l}$ ist der analoge Prozeß zur Reaktion $e^+e^- \longrightarrow q\bar{q}$ mittels eines Leptoquarkaustausches in der e^+e^--Streuung. Auch hier ist der entsprechende Wirkungsquerschnitt gegenüber den anderen Reaktionsprozessen mit nur einem Leptoquark zu vernachlässigen [Hew87].

3.1.3 Leptoquarkproduktion bei HERA

Im Gegensatz zur direkten Leptoquarksuche in e^+e^-- und $p\bar{p}$-Beschleunigerexperimenten eröffnet der Speicherring HERA eine ganz neue Möglichkeit für die Erzeugung von Leptoquarks. In der Elektron-Proton-Streuung ist der dominante Produktionswirkungsquerschnitt dieser neuen Teilchen nicht über eine Paarproduktion mittels einer Eichkopplung gegeben, sondern die Leptoquarks können direkt durch die Fusion von Elektronen und den quasi-freien Quarks des Protons in einer s-Kanalreaktion aufgrund der Yukawa-Kopplung λ erzeugt werden. So kann eine Suche nach Leptoquarks mit der Masse M_{LQ} in einem Massenbereich bis hin zu der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 296 GeV des Elektron-Proton-Systems erfolgen. Der so zugängliche Massenbereich für eine mögliche direkte Produktion einzelner Leptoquarks konnte nie zuvor in einem anderen Experiment erforscht werden.

Da das Proton im wesentlichen aus den leichten u und d-Quarks und den korrespondierenden Antiteilchen des Quarksees besteht, ist es natürlich, nur die Produktion von Leptoquarks der ersten Generation an der Beschleunigeranlage HERA zu betrachten. Aufgrund der bereits bestehenden Grenzen anderer Experimente, wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, beschränkt sich die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse weitestgehend auf Leptoquarkmassen oberhalb von 45 GeV. Während eine Leptoquarkproduktion bis an die kinematische Grenze $\sqrt{s}$ prinzipiell möglich ist, erfolgt eine Angabe der wegen eines Nichtvorliegens von Hinweisen auf neue physikalische Phänomene noch abzuleitenden Ausschließungsgrenzen nur bis hin zu Massen, bei denen sich ein Limit λ_{lim} für die Kopplungskonstante bestimmen läßt, welches kleiner als 1 ist. Daher konzentriert sich die Analyse und die Präsentation des erzielten Ergebnisses im wesentlichen auf den Massenbereich zwischen 45 GeV und 275 GeV.

Der Produktionswirkungsquerschnitt

Die der Leptoquarkproduktion zugrunde liegenden Feynmangraphen auf Partonniveau niedrigster Ordnung in der ep-Streuung bei HERA zeigt die Figur 3.6. In der dominierenden s-Kanalreaktion bilden ein Quark des Protons und das einlaufende Elektron ein

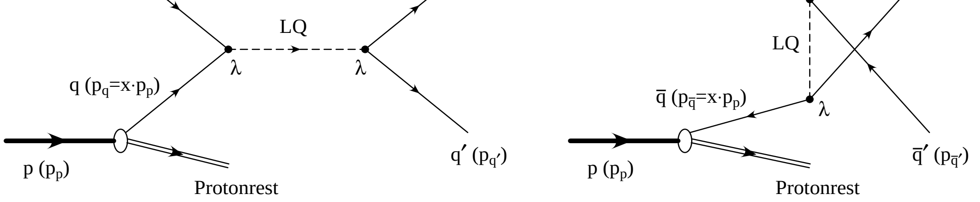

Abbildung 3.6: *Feynmangraphen für die s-Kanal- (links) und u-Kanal-Produktion (rechts) von Leptoquarks ($F = -2$) in der e^-p-Streuung*

LQ	$\lambda^P_{L,R}$	linkshändig			rechtshändig		
		Produktion	Zerfall		Produktion	Zerfall	
			$BR(eq)$	$BR(\nu_e q)$		$BR(eq)$	$BR(\nu_e q)$
S_0	$\lambda_{L,R}$	$e^-_L u_L$	$1/2$	$1/2$	$e^-_R u_R$	1	0
$\tilde{S}_0$	λ_R				$e^-_R d_R$	1	0
S_1	λ_L $\sqrt{2}\lambda_L$	$e^-_L u_L$ $e^-_L d_L$	$\frac{1/2 u_L + 2 d_L}{u_L + 2 d_L}$	$\frac{1/2 u_L}{u_L + 2 d_L}$			
$V_{1/2}$	$\lambda_{L,R}$	$e^-_L d_R$	1	0	$e^-_R d_L$ $e^-_R u_L$	1	0
$\tilde{V}_{1/2}$	λ_L	$e^-_L u_R$	1	0			
V_0	$\lambda_{L,R}$	$e^-_L \bar{d}_R$	$1/2$	$1/2$	$e^-_R \bar{d}_L$	1	0
$\tilde{V}_0$	λ_R				$e^-_R \bar{u}_L$	1	0
V_1	$\sqrt{2}\lambda_L$ λ_L	$e^-_L \bar{u}_R$ $e^-_L \bar{d}_R$	$\frac{1/2 \bar{d}_R + 2 \bar{u}_R}{\bar{d}_R + 2 \bar{u}_R}$	$\frac{1/2 \bar{d}_R}{\bar{d}_R + 2 \bar{u}_R}$			
$S_{1/2}$	$\lambda_{L,R}$	$e^-_L \bar{u}_L$	1	0	$e^-_R \bar{u}_R$ $e^-_R \bar{d}_R$	1	0
$\tilde{S}_{1/2}$	λ_L	$e^-_L \bar{d}_L$	1	0			

Tabelle 3.3: *s-Kanalproduktion der Leptoquarks in Abhängigkeit von der Helizität; zusätzlich sind die Zerfallsraten BR und die Kopplungsstärken $\lambda^P_{L,R}$ angegeben*

Leptoquark, das anschließend wieder in ein Lepton und ein Quark zerfällt. In Abhängigkeit von der Chiralität der Kopplung und den aktuellen Quantenzahlen des erzeugten Leptoquarks ist ein Zerfall in ein Elektron und ein Quark der gleichen *Flavour* wie das einlaufende Quark oder ein Zerfall in ein Elektronneutrino und ein Quark einer anderen *Flavour* möglich. Trägt z.B. ein Quark des Protons zur Fusion mit einem Elektron im s-Kanal bei, so existiert zusätzlich eine u-Kanalreaktion, die auf dem Austausch eines virtuellen Leptoquarks beruht, mit dem entsprechenden Antiquark aus dem Quarksee des Protons. Der Austausch eines Leptoquarks im u-Kanal bewirkt, daß das einlaufende Quark in ein Elektron bzw. Neutrino übergeht und umgekehrt.

Die Tabelle 3.3 faßt nochmals alle möglichen Produktions- und Zerfallskanäle für die Erzeugung von Leptoquarks der ersten Generation in der Elektron-Proton-Streuung über eine s-Kanalreaktion symbolisch zusammen. Zur besseren Übersicht wird nach der Chiralität des einlaufenden Elektrons unterschieden. Die Kopplungskonstante $\lambda^P_{L,R}$ gibt die Stärke der Kopplung bei der Produktion an und unterscheidet sich für einige Leptoquarktypen von $\lambda_{L,R}$ nur durch einen Faktor $\sqrt{2}$ (vgl. auch Tabelle 3.1). Die angegebenen relativen Zerfallsraten für die einzelnen Leptoquarkarten in die verschiedenen Endzustände sind innerhalb der ersten Familie wohl definiert. Wie jedoch die Tabelle 3.3 widerspiegelt, hängen diese relativen Zerfallsraten eines Leptoquarkmultipletts von den der Produktion zugrunde liegenden Quarkdichten und darüber auch von der Leptoquarkmasse ab (s.u.). Eine Messung dieser Raten würde eine Unterscheidung einzelner Leptoquarktypen erlauben.

Beide möglichen Reaktionskanäle liefern jedoch einen Endzustand, der auf Basis einzelner Ereignisse nicht von dem Endzustand der durch das Standardmodell beschriebenen tiefinelastischen ep-Streuung des neutralen bzw. geladenen Stromes zu unterscheiden ist. Die tiefinelastische Streuung (DIS) stellt somit den Hauptuntergrund für die Leptoquarksuche dar. Entsprechend der tiefinelastischen Streuung können die Leptoquarkereignisse in Reaktionen vom Typ des neutralen und des geladenen Stromes eingeteilt werden. In beiden Klassen kann ein mögliches Leptoquarksignal nur statistisch nachgewiesen werden.

Da für die Leptoquarkreaktionen auf Partonniveau der gleiche Endzustand wie in der tiefinelastischen Streuung (Born-Graphen) vorliegt, können die Amplituden der durch die Feynmangraphen beschriebenen Prozesse miteinander interferieren. Die totale quadrierte Amplitude, gemittelt über den Quarkspin, für den Prozeß

$$\begin{array}{rlcl} & e^-_{L,R} + q & \longrightarrow & e^-_{L,R} + q \\ \text{bzw.} & e^+_{R,L} + \bar{q} & \longrightarrow & e^+_{R,L} + \bar{q} \end{array}$$

nimmt damit folgende Form an [Bu87]:

$$|A|^2_{L,R} = |A_\gamma + A_{Z^0}|^2_{L,R} + 2 \cdot \mathrm{Re}[(A_\gamma + A_{Z^0})A^*_{LQ}]_{L,R} + |A_{LQ}|^2_{L,R}$$

Dabei bezeichnen A_γ, A_{Z^0} und A_{LQ} die einzelnen Photon, Z^0-Boson und Leptoquark-Amplituden. Ähnliches trifft für die geladenen stromartigen Reaktionen $e^-_L q \longrightarrow \nu_{e,L} q'$ (bzw. $e^+_R q \longrightarrow \bar{\nu}_{e,R} q'$) zu. Die einzelnen Terme sind in [Bu87] berechnet und aufgeführt. Der für die hier durchgeführte Analyse entwickelte Ereignisgenerator LEGO [Ro94a] berücksichtigt all diese Terme. Wie sich in der Analyse zeigte (vgl. auch Kapitel 7.3) sind die Interferenzterme in guter Approximation zu vernachlässigen. Die Tabelle 3.4 gibt daher nur die quadrierten Amplituden $|A_{LQ}|^2_{L,R}$ für die reinen Leptoquarkprozesse wieder. $\lambda^P_{L,R}$ steht, wie schon in der Tabelle 3.3 ausgeführt, in Relation zur Kopplungskonstanten $\lambda_{L,R}$. Die Mandelstam-Variablen $\hat{s} = (p_e + p_q)^2 = x \cdot s$ (mit $s = (p_e + p_p)^2$) und $\hat{u} = (p_l - p_{q'})^2 = Q^2 - \hat{s}$ sind wie in Kapitel 2.1.1 definiert, wobei p_e (p_l), p_q ($p_{q'}$) und p_p die Viererimpulse der einlaufenden (auslaufenden) Leptonen, Quarks und Protonen bezeichnen und $Q^2 = -(p_e - p_l)^2$ wie üblich für den quadrierten Impulsübertrag steht. Die Variable x entspricht dem Impulsbruchteil des Protons, den das getroffene Parton $q, \bar{q}$ trägt. Die Viererimpulse p_p und p_q stehen unter Vernachlässigung der Quark- und Protonmasse in der Beziehung $p_q = x \cdot p_p$ zueinander, wie schon in Abbildung 3.6 angedeutet. Neben den Spins der Leptoquarktypen ist zusätzlich auch zwischen Teilchen mit der Fermionenzahl $F = -2$ und $F = 0$ zu unterscheiden.

Die im allgemeinen dominierenden s-Kanalreaktionen weisen eine Breit-Wigner-Resonanz auf. Die natürliche Breite Γ_{LQ} eines einzelnen Zerfallskanals kann aus der Lagrangedichte (3.1) für die skalaren und vektoriellen Leptoquarks zu

$$\Gamma_{skalares-LQ} = \frac{1}{16 \cdot \pi} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot M_{LQ} \quad \text{und} \quad \Gamma_{Vektor-LQ} = \frac{1}{24 \cdot \pi} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot M_{LQ}$$

berechnet werden. Um die totale Zerfallsbreite eines Teilchens zu erhalten, muß über alle möglichen Endzustände summiert werden. Aufgrund der Breit-Wigner-Verteilung sollte sich eine mögliche Existenz von Leptoquarks in einer bei M_{LQ}^2/s (bzw. M_{LQ}) lokalisierten Resonanzspitze in der x-Verteilung (bzw. $\sqrt{x \cdot s}$-Verteilung) über dem Untergrund der tiefinelastischen Streuung zeigen. Für einlaufende Positronen anstelle von Elektronen sind die entsprechenden quadrierten Matrixelemente über die Beziehungen

$$|A_{LQ}(e^+_{R,L}\bar{q})|^2 = |A_{LQ}(e^-_{L,R}q)|^2 \quad \text{und} \quad |A_{LQ}(e^+_{R,L}q)|^2 = |A_{LQ}(e^-_{L,R}\bar{q})|^2$$

gegeben.

Die Faltung des quadrierten Amplitudenquadrates $|A_{LQ}|^2$ mit der Quarkdichtefunktion $q(x,\mu_f^2)$ bzw. Antiquarkdichtefunktion $\bar{q}(x,\mu_f^2)$ des Protons p und der Summation über alle für das betrachtete Leptoquark zulässigen Quarkflavour, führt unter Berücksichtigung eines Flußfaktors zu dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma$ des gesamten Prozesses der Elektron-Proton-Streuung:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e^-_{L,R}p)}{\mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}Q^2} = \frac{1}{16 \cdot \pi \cdot \hat{s}^2} \sum_{q=u,d} \left\{ q(x,\mu_f^2) \cdot |A_{LQ}(e^-_{L,R}q)|^2 + \bar{q}(x,\mu_f^2) \cdot |A_{LQ}(e^-_{L,R}\bar{q})|^2 \right\}$$

Als Faktorisierungsskala μ_f^2 in der Quarkdichtefunktion kann in dem Ereignisgenerator LEGO M_{LQ}^2, Q^2 oder der quadrierte transversale Impuls im harten Prozeß gewählt werden. In s-Kanalreaktionen, in welchen auf der Massenschale liegende Leptoquarks erzeugt werden, entspricht die als Skala bevorzugte quadrierte Leptoquarkmasse M_{LQ}^2 in etwa dem Quadrat der Schwerpunktsenergie $\hat{s} = (p_e + p_q)^2 = x \cdot s$ des harten Prozesses (s.u.).

Während sich die s-Kanalreaktion im allgemeinen durch eine solche Resonanzspitze auszeichnet, weisen die Prozesse des u-Kanals, deren Amplituden zudem generell gegenüber denen des s-Kanals unterdrückt sind, keine signifikante x-Verteilung auf. Wie oben bereits bemerkt wurde, tragen zu einer u-Kanalreaktion eines Leptoquarks mit der

Leptoquark-Typ	s-Kanalreaktion	u-Kanalreaktion
$F=-2$ LQs $F=0$ LQs	$e^-q \longrightarrow lq$ $e^-\bar{q} \longrightarrow l\bar{q}$	$e^-\bar{q} \longrightarrow l\bar{q}$ $e^-q \longrightarrow lq$
$\|A_{skalares-LQ}\|^2_{L,R}$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{(\lambda^P_{L,R})^2}{(\hat{s}-M_{LQ}^2)^2+M_{LQ}^2\Gamma_{LQ}^2} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot \hat{s}^2$	$\frac{1}{2} \cdot \frac{(\lambda^P_{L,R})^2}{(\hat{u}-M_{LQ}^2)^2} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot \hat{u}^2$
$\|A_{Vektor-LQ}\|^2_{L,R}$	$2 \cdot \frac{(\lambda^P_{L,R})^2}{(\hat{s}-M_{LQ}^2)^2+M_{LQ}^2\Gamma_{LQ}^2} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot \hat{u}^2$	$2 \cdot \frac{(\lambda^P_{L,R})^2}{(\hat{u}-M_{LQ}^2)^2} \cdot (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot \hat{s}^2$

Tabelle 3.4: *Die quadrierten Amplituden für alle Leptoquarkprozesse*

Fermionenzahl $F = -2$ nur Antiquarks aus dem Protonsee bei, während der Fusionsprozeß sehr stark von den Valenzquarks dominiert wird. Dies bedingt gerade für schwere Leptoquarks eine zusätzliche Unterdrückung der Prozesse des u-Kanals, da die ohnehin schon niedrigere Dichte der Seequarks mit steigendem x noch sehr viel steiler abfällt als die Dichte der Valenzquarks. Für die in der späteren Analyse interessanten (M_{LQ}, λ)-Bereiche hat dies zur Folge, daß der Beitrag des u-Kanals zum totalen Wirkungsquerschnitt bis hin zu größten Massen ($M_{LQ} = 275\ GeV$) und größten Kopplungskonstanten ($\lambda = 1$) nur weniger als 1% beträgt. Eine kritische Situation kann jedoch für Leptoquarks mit der Fermionenquantenzahl $F = 0$ vorliegen. Die sehr niedrige Wahrscheinlichkeit, ein hochenergetisches Antiquark im Proton zu finden, reduziert den Wirkungsquerschnitt des s-Kanals drastisch, da in diesen die Antiquarkdichte linear eingeht. Daraus resultierend übertrifft z.B. der Wirkungsquerschnitt des u-Kanals, der nun bevorzugt auf den Valenzquarks des Protons beruht, für das V_0-Leptoquark mit einer Masse von $M_{LQ} = 250\ GeV$ den s-Kanalwirkungsquerschnitt bei einer Kopplungskonstanten von $\lambda_L = 1$ um ca. das Zweifache, während für eine Kopplungskonstante von $\lambda_L = 0.01$ der Anteil des u-Kanals am totalen Wirkungsquerschnitt nur 1.7% beträgt. Für große Kopplungskonstanten ist demnach für Leptoquarks, die eine Fermionenzahl $F = 0$ tragen, keine Resonanzspitze mehr zu erwarten, sondern nur eine erhöhte Ereignisrate. Wie sich aber in der dargestellten Analyse herausstellen wird, können später in dieser kritischen Region weitestgehend keine Ausschließungsgrenzen mehr angegeben werden, da sich schon für kleinere Massen M_{LQ} die obere Grenze ($\lambda = 1$) einer sinvoll definierten Kopplungskonstanten ergibt. Es sei noch bemerkt, daß für die Streuung von Positronen an Protonen eine umgekehrte Situation für die $F = -2$ und $F = 0$ Leptoquarks vorliegt.

Die steil abfallende Valenzquarkdichte kann sich allerdings auch nachteilig auf die s-Kanalproduktion von Leptoquarks der Fermionenzahl $F = -2$ auswirken. Für Leptoquarkmassen ($M_{LQ} \gtrsim 250\ GeV$) nahe am kinematischen Limit ($\sqrt{s} = 296\ GeV$) bei gleichzeitig hohen Kopplungskonstanten ($\lambda > 0.5$) führt nämlich die Faltung der Breit-Wigner-Funktion, die für große Kopplungskonstanten lange Ausläufer aufweist, mit den rasch abfallenden Quarkdichten zu sehr flachen Verteilungen im Impulsbruchteil x des Protons, den das fusionierende Quark trägt. Somit weist auch die Verteilung der in einer s-Kanalreaktion erzeugten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$, die es später zu rekonstruieren gilt[2],

$$M_{LQ,gen} = \sqrt{(p_e + p_q)^2} = \sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x \cdot s}$$

bei dem Wert M_{LQ} keine Resonanzspitze mehr auf, sondern eine Streuung über den nahezu gesamten möglichen Massenbereich. Beispiele sind noch im weiteren Verlauf der Analyse zu finden.

Für kleine Kopplungskonstanten[3] $\lambda \leq 0.3$ nimmt die totale Zerfallsbreite Γ_{LQ} typischerweise Werte zwischen 10 MeV und 500 MeV an. Durch diese sehr schmale Breit-

[2]Die rekonstruierte Leptoquarkmasse wird als M_{rec} bezeichnet. Basiert die Bestimmung auf einer bestimmten Rekonstruktionsmethode, so wird der Index „rec“ durch eine das entsprechende Rekonstruktionsverfahren bezeichnende Abkürzung ersetzt.

[3]Dies entspricht der elektromagnetischen Kopplungskonstanten, da für $\lambda = 0.3$ gilt: $\lambda^2/(4 \cdot \pi) = \alpha_{elm}$

Wigner-Resonanz hervorgerufen, liegen die nun für alle Massen vornehmlich in einer s-Kanalreaktion erzeugten Leptoquarks auf der Massenschale:

$$M_{LQ,gen} = \sqrt{x \cdot s} \approx M_{LQ}$$

Eine Approximation dieser Resonanz durch eine δ-Distribution erlaubt eine Vereinfachung der Wirkungsquerschnittsberechnung. Da das mit dem Elektron fusionierende Quark jetzt einen genau definierten Impulsbruchteil x_0

$$x_0 \stackrel{!}{=} \frac{M_{LQ}^2}{s}$$

tragen muß, kann die Integration in der Gleichung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ausgeführt werden. In dieser *Narrow Width Approximation* (NWA) ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu:

$$\sigma_{e^-_{L,R}p \to LQ+X \to lq+X} \approx \frac{\pi}{4 \cdot s} \times \sum_q (\lambda^P_{L,R})^2 \cdot q(x_0, \mu_f^2) \cdot BR(LQ \to lq) \times \begin{cases} 1 & \text{für skalare LQs} \\ 2 & \text{für Vektor-LQs} \end{cases}$$

Die Summe läuft wieder über alle (Anti-)Quarkflavour, die zum Multiplett des aktuellen Leptoquarktyps beitragen (die einzelnen Zustände eines Leptoquarkmultipletts sind in der Masse degeneriert!). Nach der Produktion der Leptoquarks zerfallen diese gemäß der relativen Zerfallsraten BR der Tabelle 3.3. Für einen bestimmten Zustand eines Leptoquarkmultipletts sind die Raten jedoch im Gegensatz zum gesamten Multiplett von der Masse unabhängig. Die einzige Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes steckt demnach in der Quarkdichte $q(x_0 = M_{LQ}^2/s, \mu_f^2)$ im Proton. Wenn $e^-_{L,R}$ in der Tabelle 3.3 die Wahrscheinlichkeit angibt, daß das Strahlelektron links- bzw. rechtshändig polarisiert ist, und $u_{L,R}$ ($d_{L,R}$) für die Wahrscheinlichkeit steht, ein links- bzw. rechtshändiges u (d) Quark im Proton mit dem Impulsbruchteil x_0 anzutreffen, so ist nach der *Narrow Width Approximation* das Produkt dieser beiden Wahrscheinlichkeiten proportional zum totalen Produktionswirkungsquerschnitt von Leptoquarks in der s-Kanalreaktion bei einem beliebig polarisierten Elektronstrahl. Anwendbar ist diese Näherungsformel jedoch nur für sehr schmale Zerfallsbreiten des Leptoquarks und wenn die Quarkdichte innerhalb dieser Breite nicht signifikant variiert.

Um einen Eindruck von den Größenordnungen der Wirkungsquerschnitte für jeden Kanal aller Leptoquarks zu gewinnen, sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 die mit der *Narrow Width Approximation* gewonnenen Wirkungsquerschnitte dargestellt. Der Berechnung lagen neben den verwendeten Partondichten MRS D- [SFMRS] ein unpolarisierter Elektronstrahl und eine Kopplungskonstante der Stärke $\lambda_{L,R} = 0.01$ zugrunde, was einer noch nicht aufgrund der aus seltenen Zerfällen ermittelten Grenzen ausgeschlossenen Kopplungsstärke entspricht. Die vektoriellen Leptoquarks besitzen erwartungsgemäß einen höheren Wirkungsquerschnitt als die skalaren Leptoquarks. Deutlich zu erkennen ist auch die durch die Kopplung an Antiquarks hervorgerufene Unterdrückung der Produktion von $F = 0$ Leptoquarks. Alle anderen Details können aus der Tabelle 3.3 unter

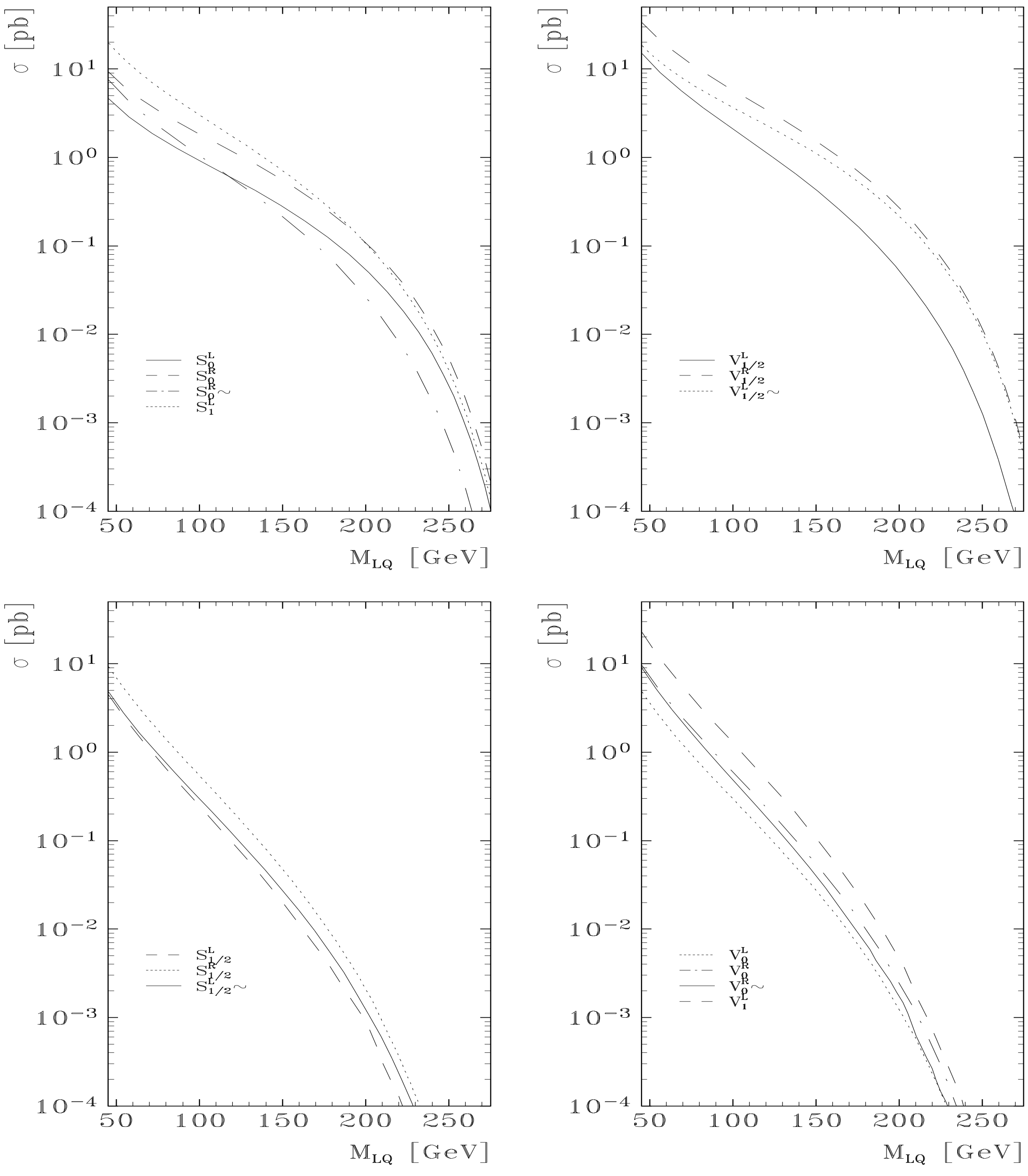

Abbildung 3.7: *NWA-Wirkungsquerschnitte für die Leptoquarkprozesse* $e^-p \rightarrow LQ{+}X \rightarrow eq + X$ *für einen unpolarisierten Elektronstrahl bei HERA und einer Kopplungskonstanten* $\lambda_{L,R} = 0.01$*; als Parametrisierung der Partondichten diente MRS D- [SFMRS]*

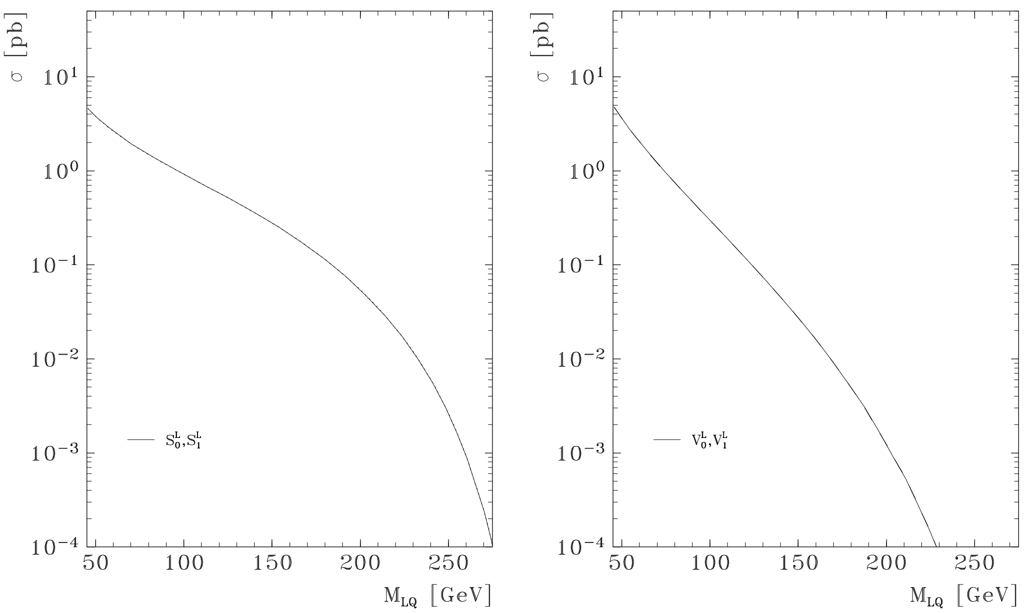

Abbildung 3.8: *NWA-Wirkungsquerschnitte für die Leptoquarkprozesse $e^-p \to LQ+X \to \nu_e q + X$ für einen unpolarisierten Elektronstrahl bei HERA und einer Kopplungskonstanten $\lambda_L = 0.01$; als Parametrisierung der Partondichten diente MRS D- [SFMRS]*

Berücksichtigung der physikalischen Gegebenheit, daß das d-Quark ein härteres Impulsspektrum als das u-Quark aufweist, abgeleitet werden.

Die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte von Leptoquarks, die in einer s-Kanalreaktion erzeugt wurden, ist durch den Spin des exotischen Teilchens festgelegt. Da im Ruhsystem skalarer Leptoquarks keine Richtung ausgezeicnet ist, zerfallen die spinlosen Teilchen in diesem System isotrop. Für die auslaufenden Leptonen zerfallender Vektorleptoquarks ist im Gegensatz dazu eine Winkelverteilung nach

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma_{Vektor-LQ}}{\Gamma_{Vektor-LQ} \cdot \mathrm{dcos}(\vartheta_l^*)} = \frac{1}{3} \cdot (1 - \cos(\vartheta_l^*))^2$$

gegeben. ϑ_l^* bezeichnet darin im Ruhsystem des Leptoquarks den Winkel des auslaufenden Leptons in Bezug auf die Richtung des einlaufenden Protons. Die massiven Leptoquarks bewegen sich jedoch wegen des hohen Protonimpulses in Richtung des einlaufenden Baryons (da die Elektronen und Protonen unter einem Winkel von 0° kollidieren und das fusionierende quasi-freie Quark im Proton nur einen vernachlässigbaren Transversalimpuls besitzen kann), so daß die Zerfallsprodukte noch einer Transformation ins Laborsystem unterliegen. Werden die Massen der Zerfallsprodukte des Leptoquarks mit der Masse $M_{LQ,gen}$ als masselos angenommen, so trägt jedes der beiden Fermionen im

Ruhsystem des Leptoquarks einen Impuls von $M_{LQ,gen}/2$. Im Laborsystem besitzen so das Lepton und das Quark im Endzustand einen hohen Transversalimpuls, indem sie sich gegenseitig balancieren, da sowohl das Elektron als auch das an dem harten Prozeß teilnehmende Quark und der Protonrest nahezu keinen Transversalimpuls besitzen.

Bis hierher wurden nur Feynmangraphen auf Born-Niveau betrachtet. In Diagrammen der nächst höheren Ordnung für die Leptoquarkproduktion tritt eine simultane Erzeugung von einem auf der Massenschale liegendem Leptoquark und eines zusätzlichen Gluons oder Quarks im Endzustand auf. Die diesen Prozessen entsprechenden Wirkungsquerschnitte skalieren ebenfalls mit λ^2, da der zusätzliche Vertex von der Art einer starken Wechselwirkung ist. Ebenso können Leptoquarkpaare über Eichkopplungen in unabhängiger Weise von der Yukawa-Kopplung λ erzeugt werden. All diese Prozesse wurden für das skalare S_0-Leptoquark studiert [Dob87]. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarproduktion ist sehr klein ($< 10^{-4}\ pb$ für $M_{LQ} \geq 100\ GeV$) und bei HERA nicht zu beobachten. Die Prozesse mit nur einem Leptoquark können jedoch bis zu 10–20% zur Leptoquarkproduktion in dem betrachteten Massenbereich der hier durchgeführten Analyse beitragen. Bei dieser Abschätzung wurde ein transversaler Impuls für das produzierte Leptoquark von mindestens 5 GeV gefordert. Dieser Beitrag zur Leptoquarkproduktion sinkt jedoch mit einer stärkeren Forderung an den Transversalimpuls. Die vorgestellte Analyse zieht diese Beiträge zum Produktionswirkungsquerschnitt von Leptoquarks nicht in Betracht. Aber der entwickelte Ereignisgenerator LEGO [Ro94a] berücksichtigt in der Topologie des Endzustandes QCD-Korrekturen in Form einer *Leading-Log*-Approximation (vgl. folgende Abschnitte).

3.1.4 Effekte höherer Ordnungen

Die Topologie der Leptoquarkereignisse und der tiefinelastischen Ereignisse der ep-Streuung, die den Untergrund für die neuen exotischen Teilchen darstellen, ist ununterscheidbar. Aufgrund der sehr schmalen natürlichen Breite Γ_{LQ}, kann ein direkter Nachweis eines Leptoquarksignals in erster Linie über eine Beobachtung einer statistisch signifikanten Überhöhung in der x_{rec}- bzw. $M_{rec} = \sqrt{x_{rec} \cdot s}$-Verteilung erfolgen. Dafür ist jedoch eine präzise Rekonstruktion der entsprechenden Größe von extremer Bedeutung. Generell bieten sich zwei Möglichkeiten, die Skalenvariable x und die Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ zu rekonstruieren. Da tiefinelastische Ereignisse und Leptoquarkereignisse eine gemeinsame Topologie aufweisen, können die in Kapitel 2.1.1 vorgestellten konventionellen Rekonstruktionsmethoden zur Berechnung der kinematischen Variablen Q^2, y, x und der Masse $M_{LQ,gen}$ herangezogen werden. Eine alternative Bestimmung der Leptoquarkmasse bietet die invariante Masse der Zerfallsprodukte (Elektron und Quark) des exotischen Teilchens, die mit der Masse des im s-Kanal produzierten Leptoquarks übereinstimmt. Diese Art der Massenbestimmung weist gegenüber den konventionellen Rekonstruktionsmethoden, wie sich im Verlauf der Analyse herausstellen wird (Kapitel 6), einige Vorteile auf.

Es stellt sich die Frage, ob physikalische Effekte höherer Ordnungen ein Beobachten der sehr schmalen natürlichen Resonanz von 10–500 MeV der Leptoquarks erlauben oder diese zerstören[4]. Während die nächsten Abschnitte die wichtigsten Beiträge und deren theoretische Grundlagen vorstellen, werden im Anschluß daran die Auswirkungen auf die beobachtbare Breite bei Verwendung der Elektronmethode veranschaulicht.

Bremsstrahlung

Strahlungskorrekturen in Elektron-Proton-Kollisionen können die Wirkungsquerschnitte durchaus stark beeinflussen [Hol87]. Für die tiefinelastische Streuung sind schwache und QED-Korrekturen zu betrachten. Die schwachen Korrekturen basieren auf dem Austausch von $W^{\pm}$ und Z^0 Bosonen in sogenannten *Box*-Diagrammen oder *Loops*. Der Beitrag dieser schwachen Korrekturen zum Born-Wirkungsquerschnitt der niedrigsten Ordnung liegt in der Größenordnung von 1% und ist damit vernachlässigbar. Die QED-Strahlungskorrekturen erster Ordnung in α_{elm} setzen sich aus den Feynmangraphen der Bremsstrahlung eines der ein- oder auslaufenden Fermionen, der *Box*-Diagramme und der Vertexkorrekturen zusammen. Die daraus resultierenden Korrekturen können in einigen kinematischen Bereichen (kleine x, große Q^2) für den Born-Wirkungsquerschnitt bis zu 20–50% betragen. Der Hauptbeitrag beruht dabei auf der direkten Abstrahlung eines Photons vom Elektron, während auch die Interferenzen von Bremsstrahlungsphotonen sehr klein sind.

[4] Die experimentelle Auflösung in der Masse wird sich im Vergleich dazu zu ca. 3 GeV ergeben.

Die Abstrahlung eines Photons vom Elektron in einem Leptoquarkereignis zieht auch hier seine Konsequenzen nach sich. Da die Bremsstrahlung des Elektrons im Endzustand den Produktionswirkungsquerschnitt für Leptoquarks im s-Kanal nicht beeinflußt und weil im Experiment das unter einem sehr kleinen Winkel zum Elektron emittierte Photon und das abstrahlende auslaufende Lepton nicht aufzulösen sind (keine Energieverluste in der Messung!), ist es nur erforderlich, die Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons zu berücksichtigen:

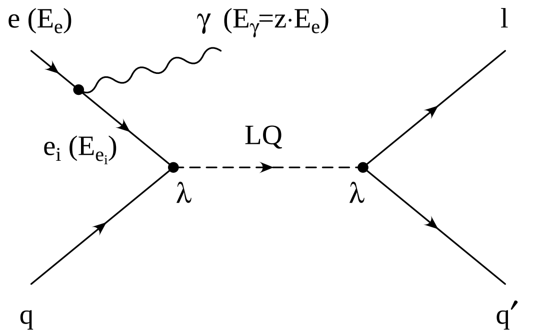

Abbildung 3.9: *Feynmangraph für den Bremsstrahlungsprozeß des einlaufenden Elektrons*

Auch hier wird das Photon nahezu parallel zum Elektron abgestrahlt, so daß das am harten Prozeß teilnehmende Elektron e_i keinen Transversalimpuls trägt. Die Energie E_{e_i} des mit dem Quark fusionierenden Elektrons ist jedoch um die Photonenergie $E_\gamma = z \cdot E_e$ herabgesetzt:

$$E_{e_i} = E_e - E_\gamma = (1 - z) \cdot E_e$$

Dieser Energieverlust des einlaufenden Elektrons muß für eine gegebene Leptoquarkmasse M_{LQ}, es sei eine sehr schmale natürliche Breite Γ_{LQ} vorausgesetzt, durch einen erhöhten Quarkimpuls ausgeglichen werden. Das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnittes σ hängt dann vom Zusammenspiel einer verminderten e_ip-Schwerpunktsenergie $s_i = (1 - z) \cdot s$ und der Quarkdichte bei dem erhöhten Impulsbruchteil $x_i = M_{LQ}^2/s_i$ ab. Während die herabgesetzte Schwerpunktsenergie s_i über die Abhängigkeit $\sigma \sim 1/s$ ein Ansteigen des Wirkungsquerschnittes erwarten läßt, führt die abfallende Quarkdichtefunktion, da im allgemeinen sehr schwere Leptoquarks erwartet werden, zu einer Herabsetzung des Wirkungsquerschnittes auf Born-Niveau. Das Verhalten hängt dann von den aktuellen Werten z und x ab.

Das Bremsstrahlungsphoton unterliegt im Experiment nur selten (10–20%) einem Nachweis. Deshalb ist die Energie des am harten Prozeß beteiligten einlaufenden Elektrons unbekannt. Auf diese Weise tritt bei der Berechnung der Leptoquarkmasse unter Verwendung von Rekonstruktionsmethoden, die auf die Energie des einlaufenden Elektrons zurückgreifen, eine systematische Verschiebung auf (vgl. auch [PS92]). Eine genauere Diskussion der Auswirkung der Bremsstrahlung in Bezug auf die Elektronmethode folgt in einigen Abschnitten.

Der Ereignisgenerator LEGO [Ro94a] berücksichtigt die Abstrahlung eines Photons im Elektronanfangszustand nach Abbildung 3.9. Als einzelnes Diagramm der gegebenen Ordnung Störungstheorie ist es nicht eichinvariant und würde ohne die Einführung eines Schnittparameters einen divergenten Anteil zum Wirkungsquerschnitt liefern. Zur Beschreibung des Energiespektrums der Photonen dient, wie allgemein gebräuchlich, die Weizsäcker-Williams-Approximation, in der die quasi-reellen Photonen unter sehr kleinen Winkeln zum Elektron emittiert werden. Dieses Modell vernachlässigt den übrigen Phasenraumbereich in guter Näherung. Im Simulationsprogramm LEGO bewegt sich das Bremsstrahlungsphoton γ kollinear zum einlaufenden Elektron e, wodurch es in der späteren Analyse verborgen bleibt. Die Anzahl der Photonen mit dem Energiebruchteil z im Elektron beschreibt die Verteilung [Ber87]:

$$f_{\gamma,e}(z) = \frac{\alpha_{elm}}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{1+(1-z)^2}{z} \cdot \log\left(\frac{s}{4 \cdot m_e^2}\right) \quad \text{für } z_{min} \leq z \leq 1 \tag{3.4}$$

$\sqrt{s}$ gibt wieder die Schwerpunktsenergie des einlaufenden Elektron-Proton-Paares an und m_e ist die Masse des Standardelektrons. Die Einführung einer unteren Grenze z_{min} unterdrückt die sonst auftretende Divergenz der Photonenzahl mit einem gegen Null strebenden Energiebruchteil ($z \to 0$) im Elektron. Für Energiebruchteile z kleiner als z_{min} nimmt die Funktion $f_{\gamma,e}$ einen über die Normierungsbedingung

$$\int_0^1 f_{\gamma,e}(z)\mathrm{d}z = 1 \tag{3.5}$$

bestimmten konstanten Wert an. Für $0 < z < z_{min}$ beträgt dieser:

$$f_{\gamma,e}(z) = \frac{1}{2 \cdot z_{min}} \cdot \left[2 + \frac{\alpha_{elm}}{2 \cdot \pi} \cdot \log\left(\frac{s}{4 \cdot m_e^2}\right) \cdot \left\{3 + 4 \cdot \log(z_{min}) - 4 \cdot z_{min} + z_{min}^2\right\}\right] \tag{3.6}$$

Das sich aus der Normierungsbedingung (3.5) ergebende Photonspektrum steht im Einklang mit der durch die Gleichung (17) in [Kri91] von J. Kripfganz *et al.* beschriebenen Verteilung. Im Grunde erfolgt also nur eine Ersetzung des einlaufenden Elektrons e mit seiner diskreten Energie E_e durch ein Elektron e_i mit einem kontinuierlichen Energiespektrum $E_{e_i} = (1-z) \cdot E_e$. Der erhaltene Wirkungsquerschnitt σ_i

$$\sigma_i = f_{\gamma,e} \cdot \sigma(s_i) \tag{3.7}$$

ist, wenn eine stabile numerische Integration vorliegt, über die Normierungsbedingung (3.5) unabhängig von der Wahl des Schnittes z_{min}. Ein Wert von $z_{min} = 10^{-4}$ eignet sich für diesen Schnittparameter.

Parton-Schauer

Die Abstrahlung eines Photons durch ein Quark spielt bei den QED-Strahlungskorrekturen zum Born-Wirkungsquerschnitt nur eine untergeordnete Rolle. In Erwägung zu ziehen sind aber die durch die starke Wechselwirkung hervorgerufenen Partonschauer im Anfangs- und Endzustand, wie in Abbildung 3.10 angedeutet. Diese können eine starke Veränderung der auf Born-Niveau bestimmten Kinematik mit sich bringen, da die farbgeladenen Partonen aufgrund der *Confinement*-Kräfte (es sind nur „farblose“ Hadronen stabil) nicht auf der Massenschale liegen müssen. In diesem Abschnitt seien nur die theoretischen Grundzüge erläutert, die ein Verständnis der Evolution eines Partonschauers in einer Monte-Carlo-Simulation ermöglichen. Der entwickelte Ereignisgenerator LEGO gestattet optional eine Simulation der Partonschauer nach dem Lund-Modell [Sjö]. Eine ausführliche Beschreibung der Partonschauer ist in [Sjö, Ben87, Sjö85, Ben87a] zu finden.

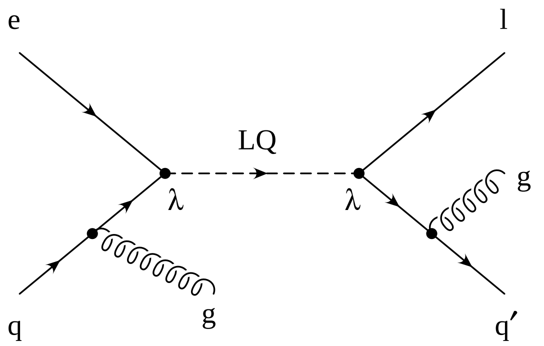

Abbildung 3.10: *Feynmangraph zur Verdeutlichung der Schauerentwicklung des ein- und auslaufenden Quarks*

Die Schauersimulation im Lund-Modell basiert auf der sogenannten *Leading-Log*-Approximation. Diese mathematische Näherung, in der nur die führenden logarithmischen Terme in der Berechnung eines Prozesses berücksichtigt werden, ist nicht eichinvariant. Sie liefert aber ein Modell für den Aufbau eines Schauers aus sequentiellen Zweikörperzerfällen[5] der Art $a \to bc$. Das zerfallende Parton a wird als Mutterteilchen und b und c als Tochterteilchen bezeichnet. Die Tochterteilchen sind frei und können unter bestimmten Bedingungen weiter zerfallen, so daß eine Baumstruktur entstehen kann. Diese Betrachtungsweise bedingt jedoch zugleich eine Unterscheidung der Schauer in zwei Klassen. Während ein Partonschauer im Anfangszustand seinen Ursprung in einer Abstrahlung eines Partons vom Mutterteilchen vor dem harten Prozeß besitzt, gründet sich ein Schauer im Endzustand auf den Zerfällen nach der fundamentalen Reaktion. Die „zeitliche“ Separation dieser beiden Prozesse impliziert eine Vernachlässigung der Interferenzeffekte. Dies führt dazu, daß die Wiedergabe der QCD-Effekte bei einer harten Emission für gleichzeitig große Abstrahlungswinkel des Tochterteilchens c zur Impulsrichtung des emittierenden

[5]Obwohl sich der Schauer aufgrund einer Kopplung entwickelt, wird wegen der technischen Ausführung der Simulation der Begriff „Zerfall“ verwendet.

Partons a von eingeschränkter Güte ist. Im Bereich kleinerer Abstrahlungswinkel liegt trotzdem eine gute Beschreibung der QCD-Effekte höherer Ordnungen vor. So liefert die anschließende Simulation der Partonschauer, nach Festlegung der Kinematik für den harten Prozeß, ein insgesamt realistischeres Bild für die Topologie von Leptoquarkereignissen, als wenn die Schauerentwicklungen einfach vernachlässigt würden. Bei der Simulation ist jedoch zu berücksichtigen, daß der harte Prozeß der Leptoquarkproduktion zuvor auf dem Niveau masseloser Partonen berechnet wurde und die Masse eines im s-Kanal erzeugten Leptoquarks eindeutig festliegt. Letzteres bedingt eine besondere kinematische Korrektur aufgrund der Viererimpulserhaltung an den entsprechenden Leptoquark-Vertices, wie in den folgenden Abschnitten ausgeführt wird.

Im Lund-Modell [Sjö], auf dem die Implementierung der Partonschauer in dem Ereignisgenerator LEGO beruht, basiert die Schauerentwicklung auf den folgenden Prozessen:

$$q \longrightarrow qg \qquad g \longrightarrow gg \qquad g \longrightarrow q\bar{q}$$

Dabei wird die *Flavour*- und Viererimpulserhaltung an jedem einzelnen Vertex in der Monte-Carlo-Simulation garantiert. Die Kinematik in jedem Zerfall $a \to bc$ bestimmt sich über zwei Variablen Q^2 und z, wenn ein isotroper Zerfall vorausgesetzt wird. Die Größe Q^2 trägt die Einheit einer quadrierten Masse und beschreibt die Virtualität beim Zerfall der Partonen. z gibt den Bruchteil der Energie des zerfallenden Teilchens a an, den das Parton b erhält (i.a. definiert im Schwerpunktssystem des harten Prozesses). Damit verbleibt für c nur der Energiebruchteil $(1-z)$. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall eines Partons bestimmt sich über die Entwicklungsgleichung von Altarelli-Parisi. Dafür ist es günstig, anstelle der Variable Q^2 eine Größe t

$$t = \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{QCD}}) \quad \Longrightarrow \quad \mathrm{d}t = \frac{\mathrm{d}Q^2}{Q^2}$$

mit Hilfe der QCD-Skala Λ_{QCD} einzuführen. Die Variable t kann als „Zeitskala“ für die Schauerentwicklung interpretiert werden. Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit $\mathrm{d}P_a$ für das Parton a ergibt sich zu:

$$\mathrm{d}P_a = \sum_{(b,c)} \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2 \cdot \pi} \cdot P_{a\to bc}(z)\ \mathrm{d}t\,\mathrm{d}z$$

Summiert wird über alle möglichen Endzustände. Die Spaltungskerne $P_{a\to bc}(z)$ sind über

$$\begin{aligned} P_{q\to qg}(z) &= C_F \cdot \frac{1+z^2}{1-z} \\ P_{g\to gg}(z) &= N_C \cdot \frac{(1-z\cdot(1-z))^2}{z\cdot(1-z)} \\ P_{g\to q\bar{q}}(z) &= T_R \cdot (z^2 + (1-z)^2) \end{aligned}$$

gegeben, mit $C_F = 4/3$, $N_C = 3$ und $T_R = n_f/2$ (1/2 für jeden erlaubten $q\bar{q}$-*Flavour*)[6]. Studien von *Next-to-Leading-Order*-Korrekturen favorisieren für die laufende starke Kopplungskonstante $\alpha_s(Q'^2)$ den im Zerfall erzeugten Transversalimpuls p_T^2 als Skala Q'^2. Dieser bestimmt sich für einen Schauer im Endzustand zu $p_T^2 \approx z \cdot (1-z) \cdot m_a^2$ und für einen Schauer im Anfangszustand (s.u.) zu $p_T^2 \approx (1-z) \cdot Q^2$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß kein Zerfall des Partons a in einem „Zeitintervall" δt auftritt, ist:

$$1 - \delta t \sum_{(b,c)} \underbrace{\int_{z_{min}(t)}^{z_{max}(t)} \mathrm{d}z\, \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2 \cdot \pi} \cdot P_{a \to bc}(z)}_{I_{a \to bc}(t)}$$

z_{min} und z_{max} sind über die Kinematik in einem Zerfall festgelegt. Ein Produkt solcher Wahrscheinlichkeiten für kleinste δt zwischen t_0 und t gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Parton, aus dem sich ab dem „Zeitpunkt" t_0 ein Schauer entwickelt, bis zu einem späteren „Zeitpunkt" t ($t > t_0$) noch keinem Zerfall unterlag. Für $\delta t \to 0$ ergibt sich demnach die Wahrscheinlichkeit für ein Nichtauftreten eines Zerfalls des Partons a in dem endlichen Zeitintervall $[t_0, t]$ zu einer Exponentialfunktion:

$$P_{kein-Zerfall}(t_0, t) = \exp\left\{ - \int_{t_0}^{t} \mathrm{d}t' \sum_{(b,c)} I_{a \to bc}(t') \right\} = S_a(t)$$

$S_a(t)$ sind die sogenannten Sudakov-Formfaktoren. Die aktuelle Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall des Partons a zum „Zeitpunkt" t ist dann wie folgt:

$$\frac{\mathrm{d}P_a}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}P_{kein-Zerfall}(t_0, t)}{\mathrm{d}t} = \left(\sum_{(b,c)} I_{a \to bc}(t) \right) \cdot \exp\left\{ - \int_{t_0}^{t} \mathrm{d}t' \sum_{(b,c)} I_{a \to bc}(t') \right\}$$

Während der erste Faktor einfach die Zerfallswahrscheinlichkeit beschreibt, garantiert der zweite Faktor die Erhaltung der totalen Wahrscheinlichkeit. Für ein gegebenes t_0 läßt sich also das finale t in einem Zerfall des Partons a sofort über die Sudakov-Formfaktoren ermitteln. Im Anschluß daran können die Partonen b und c über die Summe der Endzustände (b, c) und der Energiebruchteil z über die Integration $\mathrm{d}z$ mit Hilfe der Altarelli-Parisi-Gleichung (s.o.) bestimmt werden.

Die technische Schauerentwicklung in der Simulation erfolgt grundsätzlich in einem Schwerpunktssystem zweier Teilchen, um der geforderten Viererimpulserhaltung gerecht zu werden. Im Endzustand eines im s-Kanal erzeugten Leptoquarks wird z.B. daher die Simulation der ersten Schauerung des auslaufenden Quarks im Schwerpunktssystem der Zerfallsprodukte des Leptoquarks vollzogen (auch wenn das auslaufende Lepton keinen Schauer induziert), weil diese Teilchen ein einheitliches System darstellen.

[6] Bei Betrachtung der Wahrscheinlichkeit, daß ein Gluon $g(z)$ von einem Gluon abgestrahlt wurde, ist N_C durch $2 \cdot N_C$ zu ersetzen. Dies trifft z.B. für die Simulation der Partonschauer im Anfangszustand zu (s.u.).

Partonschauer im Endzustand

Hervorgerufen wird die Partonschauerentwicklung im Endzustand dadurch, daß ein nicht auf der Massenschale liegendes Parton weitere Partonen abstrahlt. Dabei handelt es sich um zeitartige Schauer, d.h. für alle Virtualitäten $Q^2 = m^2$ gilt $m^2 = E^2 - \vec{p}^2 \geq 0$. Die maximale Virtualitätsskala Q^2_{max} sollte über den harten Streuprozeß bestimmt sein. Für die Leptoquarkproduktion im s-Kanal liegt es nahe, die Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ des fundamentalen Prozesses als maximale Virtualität für das auslaufende Quark zu verwenden. Dieses virtuelle Quark mit einem zeitartigen Viererimpuls zerfällt dann in zwei Teilchen, die entweder auf der Massenschale liegen oder wiederum eine zeitartige Virtualität besitzen, die einen weiteren Zerfall zur Folge hätte. Dabei nehmen die Virtualitäten in einer zeitartigen Schauerentwicklung monoton ab

$$Q^2_{max} \geq p_1'^2 \geq p_2'^2 \geq p_3'^2 \geq \cdots \geq Q_0^2$$

bis eine untere Skala $Q_0^2 = 1\ GeV^2$ (i.a.) erreicht wird. Unterhalb dieser Skala werden alle Partonen als auf der Massenschale liegend betrachtet. Der Schnitt in der Skala Q^2 unterdrückt die Divergenzen in der Schauerwahrscheinlichkeit, die einerseits für sehr weiche und andererseits für kollineare Abstrahlungen aufgrund der nicht eichinvarianten Approximation auftreten. Insbesondere erfolgt eine Reduktion der Emission weicher Gluonen in Abhängigkeit vom Winkelbereich.

Bei der iterativen Ausführung der zeitartigen Schauerentwicklung in der Monte-Carlo-Simulation ist jedoch zu beachten, daß hier die gesuchte Virtualität $t = \ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})$ von dem Startwert t_{max} an stetig abnimmt. Für einen zeitartigen Partonschauer ergibt sich daher die Wahrscheinlichkeit, daß kein Zerfall zwischen t_{max} und t auftritt, zu:

$$P_{kein-Zerfall}(t_{max}, t) = \frac{S_a(t_{max})}{S_a(t)}$$

In dieser *Leading-Log*-Approximation sind zwar die virtuellen Massen abfallend geordnet, aber die Abstrahlungswinkel nehmen im Verlauf der Schauerentwicklung nur im Durchschnitt ab, so daß bei einem „zeitlich“ sehr späten Zerfall noch große Emissionswinkel auftreten können. Weiterführende Studien über die *Leading-Log*-Näherung hinaus zeigen, daß dies keiner korrekten Beschreibung entspricht. Destruktive Interferenzen unterdrücken nämlich solche Abstrahlungen. Diesen sogenannten Kohärenzeffekten kann durch Forderung einer strikten Ordnung der aufeinander folgenden Abstrahlungswinkel (θ_i') Rechnung getragen werden:

$$\theta_1' \geq \theta_2' \geq \theta_3' \geq \cdots$$

Für Leptoquarkereignisse läßt sich zusammenfassend schließen: Die starke Virtualität des Quarks am Leptoquarkvertex im Endzustand bedingt aufgrund der geforderten Viererimpulserhaltung eine Energiereduzierung des auslaufenden Leptons. Die Energiekorrekturen der auslaufenden Teilchen verfälschen die Rekonstruktion der definierten Leptoquarkmasse, falls konventionelle Rekonstruktionsmethoden verwendet werden (Kapitel 2.2). Aber auch Partonschauer im Anfangszustand wirken sich auf die Massenrekonstruktion der Leptoquarks aus.

Partonschauer im Anfangszustand
Die Partonschauer im Anfangszustand beruhen auf Quantenfluktuationen. So kann das mit dem Elektron fusionierende Quark z.B. zuvor ein Gluon abstrahlen. Jede Abstrahlung führt zu einem relativen Transversalimpuls zwischen den Tochterteilchen b und c. Die Forderung nach Erhaltung der Viererimpulse an jedem Vertex impliziert, daß eines der beiden Partonen b oder c wie das zerfallende Parton a eine raumartige Virtualität $-Q^2 = m^2 < 0$ besitzen muß (z.B. das Parton b). Das entsprechende Parton zerfällt weiter in Richtung des harten Prozesses mit wachsender Raumartigkeit (im Betrag), während jeweils das zweite Parton (hier c) auf der Massenschale liegt oder einen zeitartigen Viererimpuls besitzt, so daß es einen eigenen zeitartigen Schauer hervorruft. Ein raumartiger Schauer charakterisiert sich daher durch eine Ordnung der Virtualitäten, abnehmende Energien und im Durchschnitt wachsende Emissionswinkel:

$$0 > -Q_0^2 \geq p_1^2 \geq p_2^2 \geq p_3^2 \geq \cdots \geq -Q_{max}^2$$

$$1 > x_1 > x_2 > x_3 > \cdots > 0$$

Die maximale Skala Q_{max}^2 ist wieder über die quadrierte Schwerpunktsenergie $\sqrt{\hat{s}}$ gegeben und Q_0^2 beträgt wie zuvor 1 GeV^2. Die natürliche Ordnung der Impulsbruchteile x_i wirkt sich in einer Unterdrückung der Partonschauer im Anfangszustand aus, wenn schon der in den harten Prozeß einfließende Impulsbruchteil, wie z.B. in der Erzeugung schwerer Leptoquarks, sehr groß ist.

Die Änderung der Parton-Zusammensetzung des Protons mit der die Raumartigkeit beschreibenden Größe $t = \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)$ stellt die Altarelli-Parisi-Gleichung dar:

$$\frac{\mathrm{d}q_b(x,t)}{\mathrm{d}t} = \sum_{(a,c)} \int \frac{\mathrm{d}x'}{x'} \cdot q_a(x',t) \cdot \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2 \cdot \pi} \cdot P_{a \to bc}(\frac{x}{x'})$$

Dabei steht $q_i(x,t)$ für die Parton-Dichtefunktion, die bei der Virtualität Q^2 die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Parton i mit dem Impulsbruchteil x des Protons zu finden. $\mathrm{d}q_b$ kann als ein Maß für die Dichte der Partonen b mit einem Impulsbruchteil x interpretiert werden, die aus dem Zerfall des Partons a mit dem Impulsbruchteil x' stammen.

In der Simulation eines Leptoquarkereignisses erfolgt die Berücksichtigung der Partonschauer erst, nachdem die Kinematik für den harten Prozeß bereits auf Basis masseloser Partonen bestimmt wurde. Daher ist ein Vorgehen nach obiger Gleichung in „zeitlicher“ Vorwärtsrichtung zur nachträglichen Simulation der Partonschauer im Anfangszustand technisch kaum realisierbar, weil der Schauer kinematisch an die harte Reaktion angepaßt und der Wirkungsquerschnitt erhalten werden muß. Daher stützt sich die Simulation auf ein „zeitlich“ rückwärtslaufendes Evolutionsschema, in welchem der Schauer vom harten Prozeß aus rückwärts rekonstruiert wird. Diese Rekonstruktion startet am Vertex der harten Reaktion bei der Skala Q_{max}^2 und geht Schritt für Schritt rückwärts in der „Zeit“ zu kleineren Virtualitäten Q^2, bis hin zum Schauerinitiator bei der Skala Q_0^2. Für eine solche Rückwärtsentwicklung ist es von Nutzen, obige Gleichung umzuinterpretieren:

Während eines abnehmenden „Zeitintervalls" dt (d$t < 0$) resultiert das Parton b nicht aus einem Zerfall des Partons a. Die relative Wahrscheinlichkeit dP_b für das Vorkommen dieser Gegebenheit gibt der Quotient d$q_b(x,t)/q_b(x,t)$ an:

$$\mathrm{d}P_b = \frac{\mathrm{d}q_b(x,t)}{q_b(x,t)} = |\mathrm{d}t| \cdot \sum_{(a,c)} \int \frac{\mathrm{d}x'}{x'} \cdot \frac{q_a(x',t)}{q_b(x,t)} \cdot \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2 \cdot \pi} \cdot P_{a \to bc}(\frac{x}{x'})$$

Die Summation vieler einzelner kleinster dt liefert wieder die entsprechende Wahrscheinlichkeit für ein „Zeitintervall" $[t, t_{max}]$. Darüber läßt sich nun ebenfalls ein Sudakov-Formfaktor $S_b(x, t_{max}, t)$

$$S_b(x, t_{max}, t) = \exp\left\{ -\int_t^{t_{max}} \mathrm{d}t' \sum_{(a,c)} \int \mathrm{d}z \, \frac{x' \cdot q_a(x',t')}{x \cdot q_b(x,t')} \cdot \frac{\alpha_s(Q'^2)}{2 \cdot \pi} \cdot P_{a \to bc}(z) \right\}$$

(mit $z = x/x'$) definieren, der für die Wahrscheinlichkeit steht, daß das Parton b mit dem Impulsbruchteil x aus einem Zerfall eines Partons a zwischen t_{max} und $t < t_{max}$ hervorgeht. Die Kenntnis von $S_b(x, t_{max}, t)$ genügt, um den Partonschauer vollständig rückwärts zu rekonstruieren. Über die Ableitung d$S_b(x, t_{max}, t)/$dt der Sudakov-Formfaktoren lassen sich in analoger Weise, wie bereits oben beschrieben, die Größe t, die Partonen a und c und der Energiebruchteil z für jeden einzelnen Zerfall $a \to bc$ der Schauerevolution bestimmen.

Für die Bestimmung der Leptoquarkmasse mittels konventioneller Rekonstruktionsmethoden ist es von Bedeutung, daß das mit dem Elektron fusionierende Quark aufgrund eines solchen Partonschauers einen Transversalimpuls tragen und einen raumartigen Viererimpuls besitzen kann. Dadurch trägt auch das im s-Kanal produzierte Leptoquark einen Transversalimpuls und bewegt sich nicht mehr parallel zur einlaufenden Protonrichtung. Auf diese Weise ziehen die Partonschauer im Anfangszustand eine Veränderung der kinematischen Größen der Zerfallsprodukte des exotischen Teilchens nach sich.

Phänomenologische Betrachtung

Korrekturen höherer Ordnungen beeinflussen demnach die Massenrekonstruktion der im s-Kanal erzeugten Leptoquarks. Am Beispiel der Elektronmethode sollen die Auswirkungen dieser Effekte näher studiert werden, um Abschätzungen für die beobachtbaren Breiten gegenüber den natürlichen Zerfallsbreiten der Leptoquarks zu gewinnen. Der Einfluß der Korrekturen bei Verwendung anderer Rekonstruktionsmethoden wird in der späteren Analyse deutlich.

Da die Rekonstruktion der Leptoquarkmasse mit Hilfe der Elektronmethode sowohl von der Energie des fusionierenden Elektrons als auch von der Kinematik des auslaufenden Elektrons abhängt, finden in der folgenden analytischen Rechnung die Bremsstrahlung des einlaufenden Leptons und die Partonschauer im Anfangs- und Endzustand Berücksichtigung:

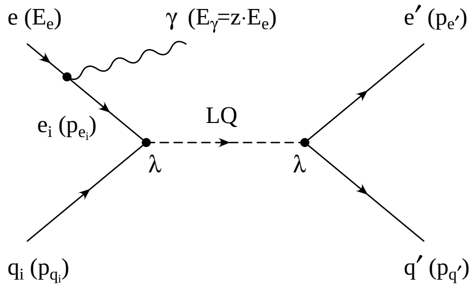

Abbildung 3.11: *Feynmangraph zur Definition der Viererimpulse, wenn sowohl die Bremsstrahlung als auch die Partonschauer Berücksichtigung finden*

Das einlaufende Elektron e mit der Energie E_e verliert bei einer möglichen kollinearen Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons γ die Energie $E_\gamma = z \cdot E_e$. So besitzt das masselose am harten Prozeß beteiligte Elektron e_i den Viererimpuls $p_{e_i} = (E_{e_i}; 0, 0, -E_{e_i}) = (E_{e_i}; \vec{p}_{e_i})$[7] mit einer um die Photonenergie verminderten Energie $E_{e_i} = (1-z) \cdot E_e$. Der Transversalimpuls $\vec{p}_{T,LQ}$ des Leptoquarks ist damit allein über den Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q}$ des einlaufenden Quarks bestimmt:

$$\vec{p}_{T,LQ} = \vec{p}_{T,q} = (p_{x,q}, p_{y,q}, 0) \tag{3.8}$$

Der transversale Impuls $\vec{p}_{T,q}$ kann dabei sowohl auf den Partonschauern im Anfangszustand als auch auf einem anfänglichen Impuls des Quarks im Proton beruhen. Die Partonschauer können jedoch zusätzlich noch eine Raumartigkeit des einlaufenden Partons herbeiführen, so daß für den Vierervektor $p_{q_i} = (E_{q_i}; \vec{p}_{q_i})$ gilt:

$$p_{q_i}^2 = E_{q_i}^2 - \vec{p}_{q_i}^{\,2} < 0 \tag{3.9}$$

Die Vierervektoren des Leptoquarks p_{LQ} und der auslaufenden Teilchen $p_{e'}, p_{q'}$ sind analog zu denen der einlaufenden Teilchen definiert. Während die Masse des auslaufenden Elektrons e' zu vernachlässigen ist, besitzt das auslaufende Quark einen durch die Partonschauer hervorgerufenen zeitartigen Viererimpuls:

$$p_{e'}^2 = 0 \tag{3.10}$$
$$p_{q'}^2 > 0 \tag{3.11}$$

Für die folgende Rechnung ist es sinnvoll, die Virtualitäten der Quarks und den Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q}$ auf die in der Reaktion generierte Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen} = \sqrt{p_{LQ}^2} = \sqrt{(p_{e_i} + p_{q_i})^2}$ zu normieren:

$$\beta^2 = \frac{p_{q_i}^2}{M_{LQ,gen}^2} > -1 \tag{3.12}$$

[7] Das einlaufende Proton bewegt sich in $+z$-Richtung.

$$\delta^2 = \frac{p^2_{q'}}{M^2_{LQ,gen}} < 1 \tag{3.13}$$

$$\tau^2 = \frac{\vec{p}^{\,2}_{T,q}}{M^2_{LQ,gen}} = \frac{\vec{p}^{\,2}_{T,LQ}}{M^2_{LQ,gen}} \tag{3.14}$$

Das Ziel besteht nun darin, mit Hilfe der Viererimpulserhaltung

$$p_{LQ} = p_{e_i} + p_{q_i} = p_{e'} + p_{q'} \tag{3.15}$$

einen analytischen Zusammenhang zwischen der generierten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$, der Energie E_{e_i}, dem Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q}$, den normierten Virtualitäten β^2, δ^2 und dem im späteren Experiment meßbaren Viererimpuls des auslaufenden Elektrons $p_{e'}$ abzuleiten:

$$M_{LQ,gen} = M_{LQ,gen}\left(E_{e_i}, \vec{p}_{T,q}, \beta^2, \delta^2, p_{e'}\right) \tag{3.16}$$

Aus dieser Beziehung können dann sofort die Auswirkungen der einzelnen Korrekturen höherer Ordnungen auf $p_{e'}$ abgelesen werden. Günstiger ist es jedoch später, die Abhängigkeit von dem Viererimpuls $p_{e'}$ des auslaufenden Elektrons durch die auf das einlaufende Elektron e bezogenen kinematischen Variablen, denn das Bremsstrahlungsphoton unterliegt keinem experimentellen Nachweis, auszudrücken (vgl. Abschnitt 2.2):

$$\begin{aligned} 1 - y_e &= \frac{1}{2 \cdot E_e} \cdot (E_{e'} - p_{z,e'}) \\ Q^2_e &= 2 \cdot E_e \cdot (E_{e'} + p_{z,e'}) = \frac{\vec{p}^{\,2}_{T,e'}}{1 - y_e} \\ x_e \cdot y_e \cdot s &= Q^2_e \end{aligned}$$

Die Umformung der quadrierten Viererimpulsgleichung $p^2_{q_i} = (p_{LQ} - p_{e_i})^2$ liefert unter Berücksichtigung der Voraussetzungen den Ausdruck:

$$E_{LQ} + p_{z,LQ} = \frac{M^2_{LQ,gen}}{2 \cdot E_{e_i}} \cdot \left(1 - \beta^2\right) \tag{3.17}$$

Eine ähnliche Darstellung kann für $(E_{LQ} - p_{z,LQ})$ aus

$$M^2_{LQ,gen} = p^2_{LQ} = E^2_{LQ} - \vec{p}^{\,2}_{LQ} = (E_{LQ} - p_{z,LQ}) \cdot (E_{LQ} + p_{z,LQ}) - \vec{p}^{\,2}_{T,LQ}$$

und der Gleichung (3.17) gewonnen werden:

$$E_{LQ} - p_{z,LQ} = 2 \cdot E_{e_i} \cdot \frac{1 + \tau^2}{1 - \beta^2} \tag{3.18}$$

In der sich aus der quadrierten Viererimpulsbedingung $p^2_{q'} = (p_{LQ} - p_{e'})^2$ am Zerfallsvertex ergebenden Relation

$$\begin{aligned} M^2_{LQ,gen} \cdot \left(1 - \delta^2\right) &= (E_{LQ} - p_{z,LQ}) \cdot (E_{e'} + p_{z,e'}) + \\ &\quad (E_{LQ} + p_{z,LQ}) \cdot (E_{e'} - p_{z,e'}) - 2 \cdot \vec{p}_{T,LQ} \cdot \vec{p}_{T,e'} \end{aligned} \tag{3.19}$$

können jetzt sofort die Gleichungen (3.18) und (3.17) eingesetzt werden. Die zusätzliche Verwendung der rekonstruierten kinematischen Variablen y_e, Q_e^2 und $M_e^2 = x_e \cdot s$ resultiert in der Gleichung:

$$M_{LQ,gen}^2 = \frac{M_e^2 \cdot (1-z) \cdot \frac{1+\tau^2}{1-\beta^2} \cdot y_e - 2 \cdot \vec{p}_{T,q_i} \cdot \vec{p}_{T,e'}}{1 - \delta^2 - \frac{1-y_e}{1-z} \cdot (1-\beta^2)} \tag{3.20}$$

Diese Relation spiegelt den Zusammenhang zwischen der in dem Prozeß tatsächlich erzeugten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ und der mit Hilfe der Elektronmethode rekonstruierbaren Masse M_e wider. Aufgrund der Komplexität der Gleichung ist es sinnvoll, einfache Fälle zu betrachten. Die abgeleiteten Zusammenhänge lassen sich in der Abbildung 3.12 verifizieren. Den dargestellten Verteilungen lagen jeweils simulierte S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 100\ GeV$ auf Generatorniveau zugrunde. Entsprechend der dabei gewählten Kopplungskonstanten $\lambda_L = 0.1$ handelt es sich um eine sehr schmale Resonanz mit der natürlichen Zerfallsbreite $\Gamma = 0.02\ GeV$. Es folgt eine Diskussion der einzelnen Beiträge:

- Ausschließlich ein intrinsischer Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q_i}$:
  Um den auf einem anfänglichen Transversalimpuls des einlaufenden Quarks im Proton basierenden Einfluß abzuschätzen, ist in der Gleichung (3.20) $z = 0$ und $\beta^2 = \delta^2 = 0$ zu setzen:

  $$M_e^2 = \frac{1}{1+\tau^2} \cdot \left(M_{LQ,gen}^2 + 2 \cdot \frac{\vec{p}_{T,q_i} \cdot \vec{p}_{T,e'}}{y_e} \right)$$

  Der erste Faktor bewirkt eine Verschiebung der rekonstruierten Masse M_e gegenüber der generierten Masse $M_{LQ,gen}$ zu kleineren Werten hin. Wegen der Relation $\tau^2 = \vec{p}_{T,q_i}^{\,2} / M_{LQ,gen}^2 \ll 1$ kommt dieser Effekt jedoch kaum zum Tragen. Der letzte Term führt eine symmetrische Aufweitung, die umgekehrt proportional zur kinematischen Variable y_e ist, der beobachteten Massenverteilung um die wahre Masse $M_{LQ,gen}$ herbei. Dies bestätigt auch die korrespondierende Verteilung in der Abbildung 3.12. Der Simulation lag für die Verteilung des transversalen Quarkimpulses im Proton eine Gaußverteilung mit einer Breite von $\sigma_{p_T} = 0.44\ GeV$ zugrunde.

- Ausschließlich Partonschauer im Anfangszustand:
  Die Partonschauer im Anfangszustand rufen eine raumartige Virtualität des einlaufenden Quarks $0 < \beta^2 < -1$ und einen Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q_i}$ hervor. Mit $z = 0$ und $\delta^2 = 0$ vereinfacht sich Gleichung (3.20) zu:

  $$M_e^2 = M_{LQ,gen}^2 \cdot \left(\frac{(1-\beta^2)^2}{1+\tau^2} + \frac{\beta^2}{y_e} \cdot \frac{1-\beta^2}{1+\tau^2} \right) + \frac{1-\beta^2}{1+\tau^2} \cdot \frac{2 \cdot \vec{p}_{T,q_i} \cdot \vec{p}_{T,e'}}{y_e}$$

  Die Korrekturformel setzt sich aus zwei Summanden zusammen: Der Erste beschreibt im wesentlichen die Auswirkungen, die sich aufgrund der Raumartigkeit des Quarks ergeben. Für eine Skalenvariable $y_e \to 1$ überwiegt der vordere Term

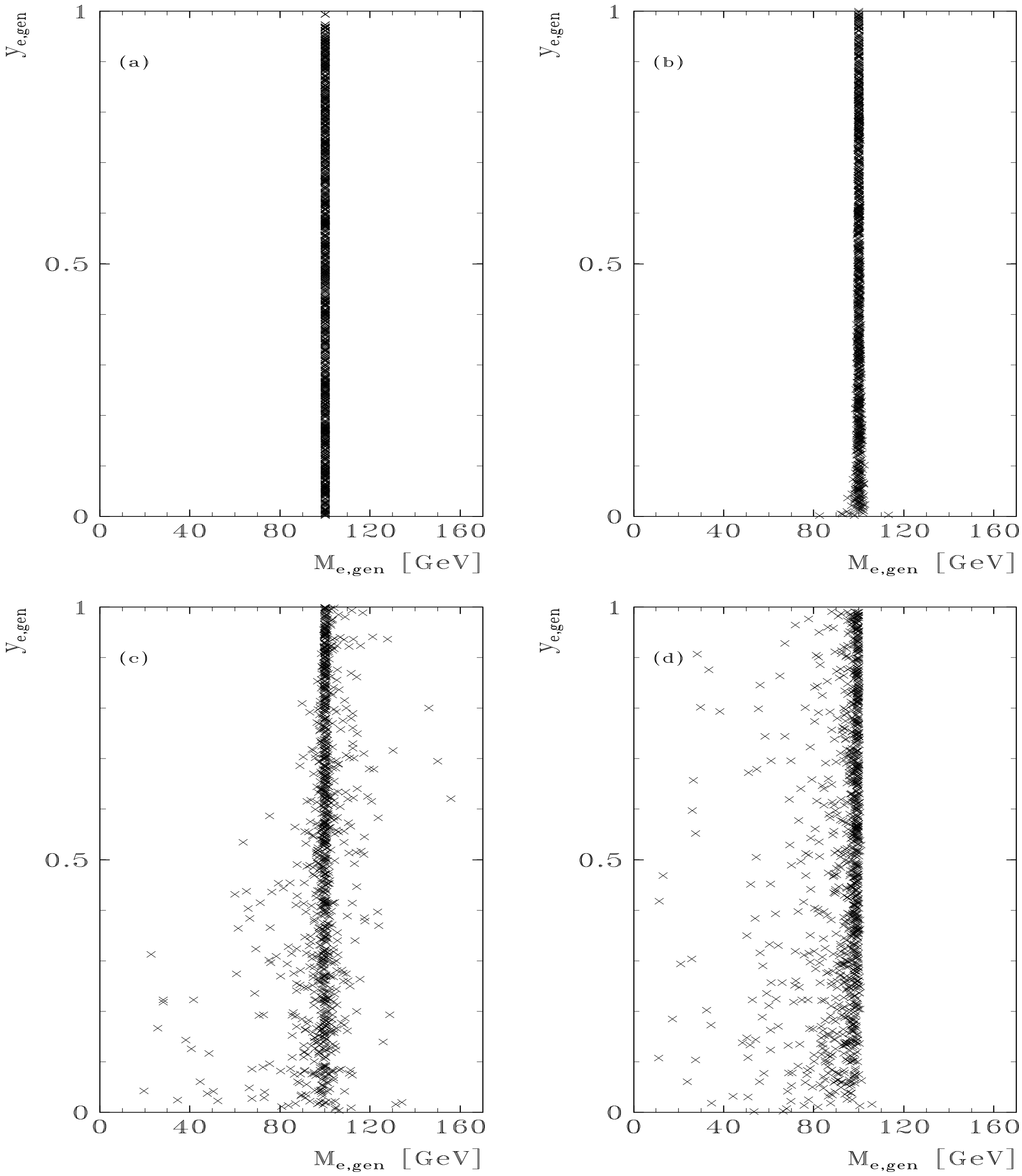

Abbildung 3.12: *Die Abhängigkeit der mit der Elektronmethode rekonstruierten Leptoquarkmasse M_e von der kinematischen Variable y_e auf Generatorniveau (Index „gen") für ein S_0-Leptoquark der Masse $M_{LQ} = 100$ GeV und eine Kopplungskonstante $\lambda_L = 0.1$; Berücksichtigung fanden:*

(a) keine Korrekturen höherer Ordnungen
(b) ausschließlich ein intrinsischer Transversalimpuls $\vec{p}_{T,q_i}$
(c) ausschließlich Partonschauer im Anfangszustand
(d) ausschließlich Partonschauer im Endzustand

innerhalb der Klammer, so daß eine zu hohe Masse M_e bestimmt wird. Für kleinere y_e nimmt der gesamte Faktor jedoch Werte kleiner als eins an, der die Verteilung dominiert. Der zweite Summand beruht auf dem Transversalimpuls des Quarks. Er weist die gleiche Struktur wie im vorhergehenden Fall auf.

- Ausschließlich Partonschauer im Endzustand:
  Die Virtualität des auslaufenden Quarks $\delta^2 < 1$ bedingt die Abhängigkeit:

  $$M_e^2 = M_{LQ,gen}^2 \cdot \left(1 - \frac{\delta^2}{y_e}\right)$$

  In der Elektronmethode wird demnach eine zu niedrige Leptoquarkmasse M_e rekonstruiert. Diese Unterschätzung nimmt mit abnehmendem y_e zu. Bestätigung findet dies auch in Abbildung 3.12d.

- Bremsstrahlung:
  Da sich die Rekonstruktion der Leptoquarkmasse auch im Fall einer Photonabstrahlung auf die Energie E_e stützt, liefert die Elektronmethode einen verfälschten Wert:

  $$M_e^2 = M_{LQ,gen}^2 \cdot \frac{y_e - z}{(1-z)^2 \cdot y_e}$$

  Aus der Verteilung des Energiebruchteils z (vgl. Gleichung (3.4)) ist zu schließen, daß sich z auf sehr kleine Werte $z \ll 10^-1$ konzentriert. Die mögliche Näherung

  $$M_e^2 \approx M_{LQ,gen}^2 \cdot \left(1 - \frac{z}{y_e}\right)$$

  läßt erkennen, daß die Bremsstrahlung nur bedeutend wird, wenn die Variable y_e in der gleichen Größenordnung wie der Energiebruchteil z liegt. Aus diesem Grund spielen die sich ergebenden Korrekturen für die Massenrekonstruktion im Vergleich zu denen der Partonschauer in der durchgeführten Analyse keine Rolle.

Die Abbildung 3.13 zeigt die Verteilung der auf Generatorniveau rekonstruierten Leptoquarkmasse, wenn alle im Ereignisgenerator LEGO simulierbaren Korrekturen höherer Ordnung Berücksichtigung finden, im Vergleich zur Massenverteilung der Leptoquarkreaktionen auf Born-Niveau. Mit Hilfe der konventionellen Elektronmethode ist es demnach nicht möglich, die natürliche Zerfallsbreite Γ_{LQ} (10–500 MeV) aufzulösen. Es treten lange Ausläufer zu kleineren Massenwerten auf, die hauptsächlich durch die Partonschauer im Endzustand hervorgerufen werden. Die mit der Elektronmethode beobachtbare Breite beträgt einige GeV und liegt somit in der Größenordnung der sich ergebenden experimentellen Massenauflösung. Dies spiegelt die Sensitivität der Elektronmethode auf hadronische Effekte wider und erschwert den Nachweis eines möglichen Leptoquarksignals im Experiment, da die Anzahl der Leptoquarkereignisse innerhalb des erwarteten Signalbereiches stark reduziert wird.

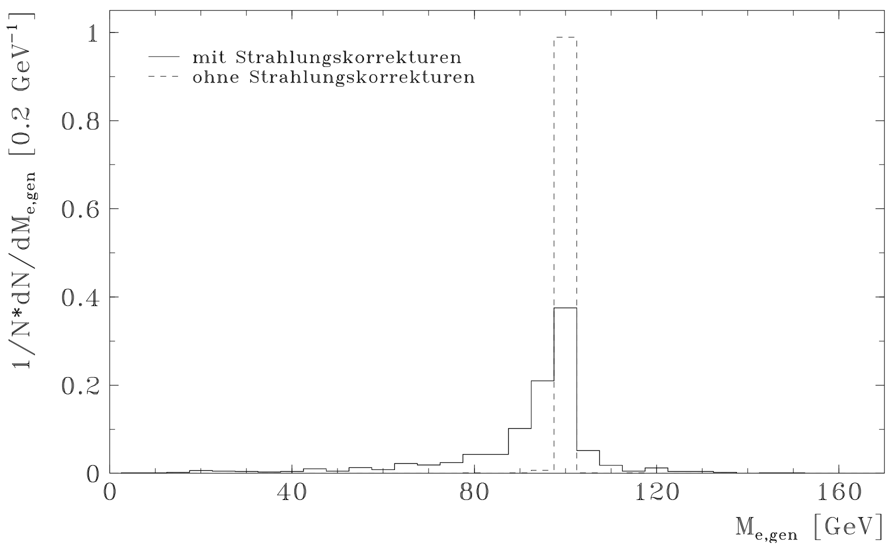

Abbildung 3.13: *Vergleich der rekonstruierten Massenverteilungen M_e auf Generatorniveau mit und ohne Berücksichtigung aller im Ereignisgenerator LEGO simulierbaren Korrekturen höherer Ordnungen; der Simulation lagen wieder S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 100$ GeV und eine Kopplungskonstante $\lambda_L = 0.1$ zugrunde; die Festlegung der Breite eines Massenfensters basiert im Hinblick auf das spätere Auflösungsvermögen im Experiment*

Andere QCD-Effekte

Der Endzustand eines Leptoquarkereignisses kann durch zwei weitere Effekte der starken Wechselwirkung beeinflußt werden. Da das Leptoquark selbst ein Farb-Triplett ist, kann es ebenfalls, wie das einlaufende Quark, ein Gluon abstrahlen. Dadurch erhält das Leptoquark einen zusätzlichen transversalen Impuls. Aufgrund der hohen Leptoquarkmasse ist diese Gluonabstrahlung im Vergleich zu den Partonschauern des leichten einlaufenden Quarks stark unterdrückt.

Die sehr schmale natürliche Breite und der sehr hohe Impuls des in einer ep-Kollision erzeugten Leptoquarks haben zur Folge, daß sich das Farb-Triplett-Boson innerhalb seiner Lebensdauer sehr weit vom „farbigen" Protonrest entfernen kann [PS92]. Ab einer Distanz von ca. 1 fm werden die Farbkräfte stark. So treten schon Fragmentationseffekte auf (s.u.), bevor das Leptoquark zerfällt. Der Ereignisgenerator LEGO bietet über die Einführung einer unteren Grenze (z.B. Λ_{QCD}) für die natürliche Zerfallsbreite Γ_{LQ} die Möglichkeit einer Parametrisierung dieser Effekte. In der hier vorgestellten Analyse wird von dieser Möglichkeit kein Gebrauch gemacht.

3.1.5 Signatur von Leptoquarks

Bisher beschränkten sich alle Aussagen auf das Parton-Niveau. Da die farbgeladenen Quarks nicht als freie Teilchen in der Natur auftreten, müssen sie zu farbneutralen Hadronen zusammengefaßt werden. Bedingt durch die bei größeren Abständen (1 fm) wirkenden Farbkräfte fragmentieren dazu die Farb-Singletts, gebildet aus dem gestreuten Quark und den Protonfragmenten, über mehrere Zwischenstufen in „farblose“ stabile Teilchen. Ein so entstehendes Teilchenbündel aus z.B. einem „farbigen“ Quark wird als Jet bezeichnet. Der Endzustand einer erzeugten Leptoquarkresonanz besteht demnach aus einem Elektron bzw. Neutrino und einem aus dem gestreuten Quark hervorgehenden Jet, die sich in ihren hohen Transversalimpulsen nahezu ausgleichen. Eine leichte Abweichung von dieser Balance kann eine Folge eines Transversalimpulses des einlaufenden Quarks sein. Der Protonrest ruft einen zweiten Jet hervor, der sich in Richtung des einlaufenden Protons bewegt. Es liegt somit die gleiche Topologie vor, wie für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung niedrigster Ordnung. Eine Trennung eines Leptoquarksignals vom Untergrund ist nur auf statistischem Wege möglich. Die Abbildung 3.14 zeigt eine Resonanzspitze in der rekonstruierten Massenverteilung M_e über dem Untergrund der tiefinelastischen Streu-

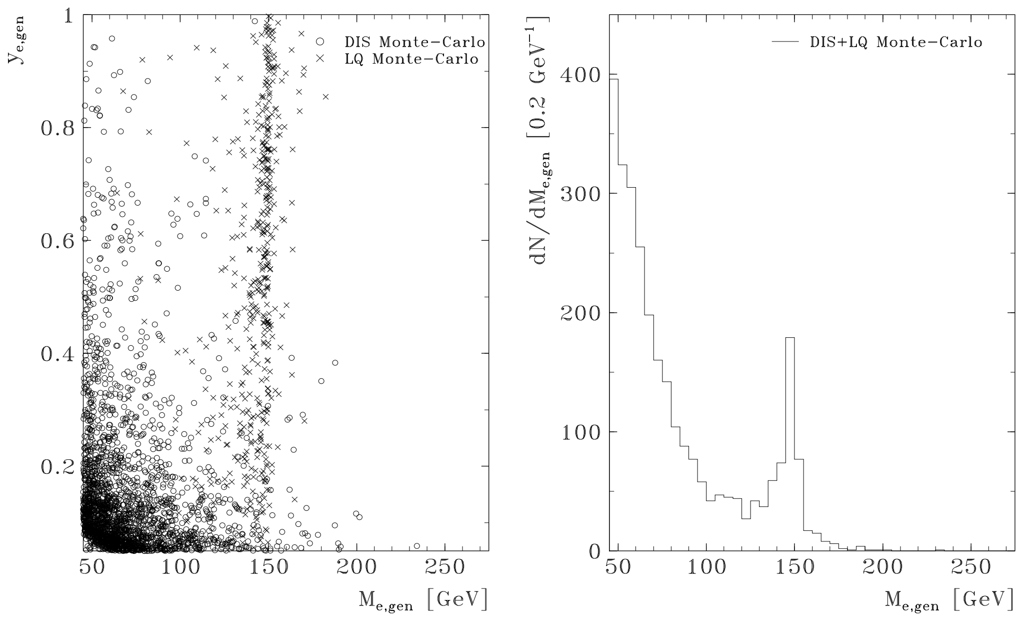

Abbildung 3.14: *Verteilung der rekonstruierten Masse M_e in Abhängigkeit von y_e und deren Projektion auf Generatorniveau für S_0-Leptoquarks ($M_{LQ} = 150\,GeV$, $\lambda_L = 0.1$ und bei Berücksichtigung aller simulierbaren höheren Effekte) und die tiefinelastische Streuung*

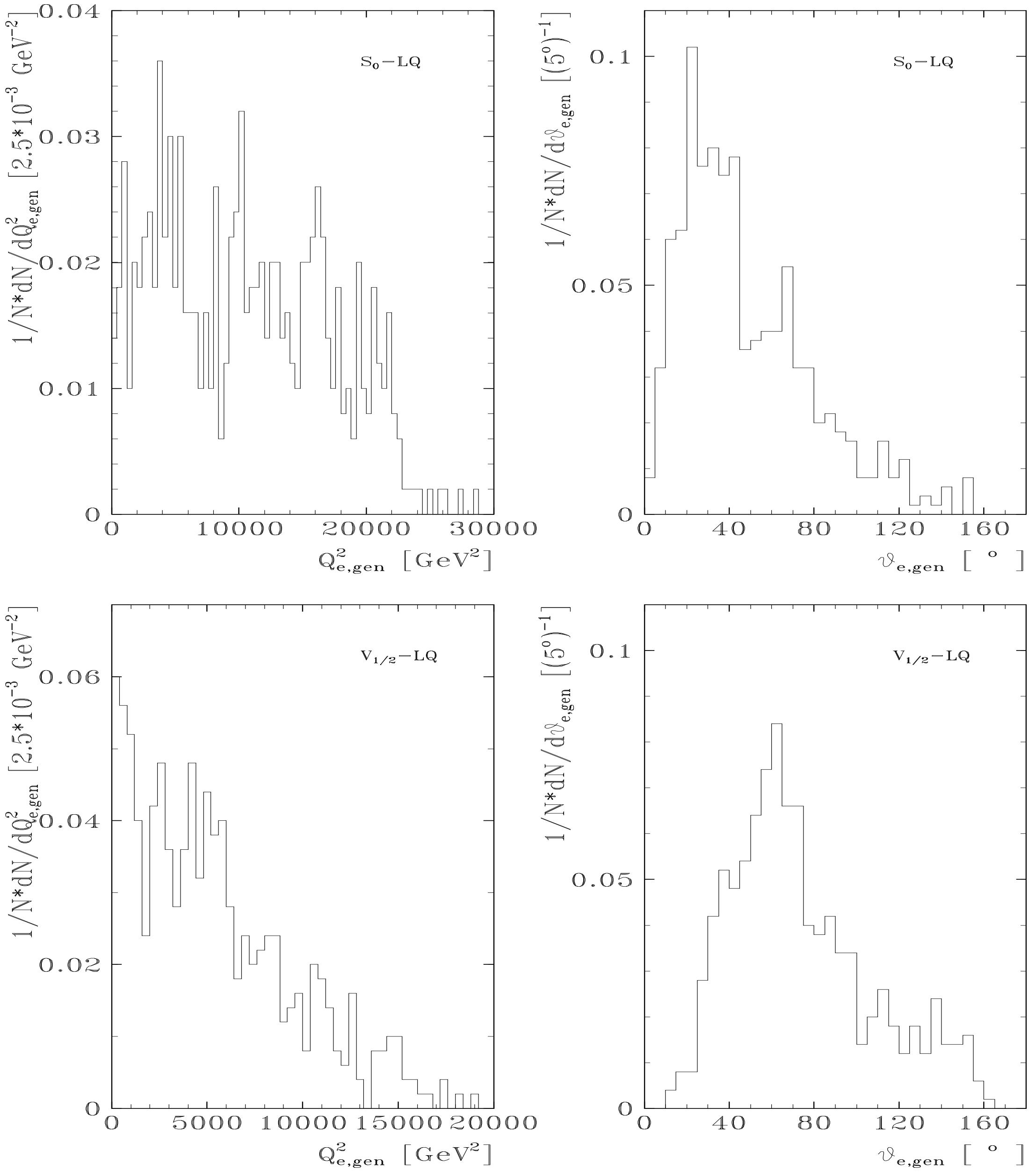

Abbildung 3.15: *Verteilungen der rekonstruierten Größen* Q_e^2 *und* ϑ_e *auf Generatorniveau für skalare und vektorielle Leptoquarks der Masse* $M_{LQ} = 150\,GeV$ *und für eine Kopplungskonstante* $\lambda_L = 0.1$

ung des neutralen Stromes, wie sie für ein S_0-Leptoquark der Masse $M_{LQ} = 150\ GeV$ und einer Kopplungskonstanten $\lambda_L = 0.1$ erwartet würde. Nach Abbildung 3.15 werden für Leptoquarkereignisse sehr häufig hohe quadrierte Impulsüberträge Q_e^2 und auslaufende Elektronen mit Streuwinkeln von $\vartheta_e < 150°$ in Bezug auf die Protonrichtung erwartet. Zerfällt das Leptoquark in ein Neutrino und ein Quark, so müssen die kinematischen Größen ausschließlich über den hadronischen Endzustand ermittelt werden, da das Neutrino im Experiment nicht nachweisbar ist. In diesem Fall wird in der experimentellen Messung ein großer fehlender Transversalimpuls erwartet. Als Ausgangspunkt für eine experimentelle Suche nach Leptoquarks können daher Ereignisselektionen der tiefinelastischen Streuung des neutralen Stromes bei hohen Impulsüberträgen und des geladenen Stromes dienen.

3.2 Leptogluonen

Leptogluonen (LG) kommen in Compositeness-Modellen, wie z.B. in [Fri81, Bau86] beschrieben ist, vor. In diesen Theorien sind die Leptonen und die elektroschwachen Eichbosonen des Standardmodells gebundene Zustände farbtragender Konstituenten. Neben den bekannten Leptonen, welche der Konstruktion nach Farb-Singlett-Zustände sind, treten auch neue Farb-Oktett-Zustände mit denselben Leptonquantenzahlen auf. Diese an Lepton-Gluon-Paare koppelnden neuen Fermionen werden als Leptogluonen bezeichnet. Im einfachsten Fall besitzen die Leptogluonen den Spin 1/2. Zusätzlich können die Leptogluonen auch an „farbige“ schwache Eichbosonen, die ebenfalls in den neuen Theorien vorkommen, koppeln [Str86]. Diese Möglichkeit wird in dieser Arbeit jedoch außer Acht gelassen.

3.2.1 Effektive Lagrangedichte und bestehende Grenzen

Leptogluonen besitzen ausschließlich an Gluonen direkt renormalisierbare Kopplungen. Für die bei HERA interessante Wechselwirkung der dimensionsbehafteten Kopplung zwischen Leptogluonen und Leptonen kann eine effektive Lagrangedichte im Sinne einer Niederenergietheorie zugrunde gelegt werden [Str86, Bi87][8]:

$$\mathcal{L} = \frac{g_s}{2 \cdot \Lambda}\, G^{\alpha}_{\mu\nu} \bar{l} \sigma^{\mu\nu} (a - b\gamma_5) L G^{\alpha}$$

Dabei ist $g_s^2/4\pi = \alpha_s$ die starke Kopplungskonstante und $G^{\alpha}_{\mu\nu}$ beschreibt das Gluonfeld, wobei α den Farbindex repräsentiert. Bei der Compositeness-Skala Λ, die dem inversen Radius des Leptogluons entspricht, wird die neue Kraft stark. Die Variablen a und b dienen dazu, bestimmte Chiralitäten der Leptonen auszublenden.

[8] Die hier angegebene Lagrangedichte enthält einen zusätzlichen Faktor 1/2, um einer allgemeineren Definition zu entsprechen.

Indirekte Grenzen für elektron-artige Leptogluonen können aus dem $(g-2)_{e,\mu}$-Experiment abgeleitet werden [Bau86, Bi87]. Die erhaltenen Bedingungen

$$\begin{aligned} M_{LG} &\geq \; 150\; TeV \quad \text{für } a=1, b=0 \\ M_{LG} &\geq \; 4\; GeV \quad \text{für } a=b=1/2 \end{aligned}$$

legen den Schluß nahe, daß Leptogluonen entweder nur an rechtshändige oder nur an linkshändige Leptonen koppeln. Daher werden die Variablen a und b im weiteren Verlauf dieser Arbeit zu

$$a = b = 1/2$$

gesetzt. Demnach koppeln die Leptogluonen nur an linkshändige Leptonen. Weitere indirekte Grenzen sind in [Bau86, Bi87] beschrieben.

Ähnlich zu der Bestimmung von Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks in den Experimenten an e^+e^-- und $p\bar{p}$-Teilchenbeschleunigern, kann auch für Leptogluonen eine direkte Suche durchgeführt werden [Bi87]. Die schärfsten Massengrenzen liefern bis heute die an der $Sp\bar{p}S$-Beschleunigeranlage am CERN durchgeführten Experimente [Nir85, Bau85]:

$$\begin{aligned} M_{LG,\nu} &> 75\; GeV \\ M_{LG,e} &> 110\; GeV \end{aligned}$$

3.2.2 Leptogluonen bei HERA

In der Elektron-Proton-Streuung bei HERA sind nur elektron-artige Leptogluonen von Interesse. Die Produktion und der Zerfall der Leptogluonen ähneln sehr den Leptoquarkprozessen, bei Ersetzung des einlaufenden Quarks durch ein Gluon:

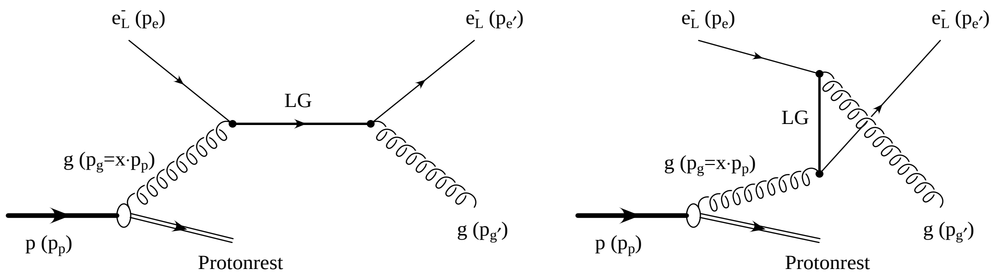

Abbildung 3.16: *Feynmangraphen für die s-Kanal- (links) und u-Kanal-Produktion (rechts) von Leptogluonen in der e^-p-Streuung*

Die Ladungserhaltung verbietet einen Zerfall in ein Neutrino und es können aufgrund der unterschiedlichen Endzustände keine Interferenzen mit der tiefinelastischen Streuung auftreten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die in der Abbildung 3.16 dargestellten Prozesse ergibt sich zu:

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma(e_L^- p)}{\mathrm{d}x \cdot \mathrm{d}Q^2} = \frac{-\pi \cdot \alpha_s^2}{\Lambda^4} \cdot \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \cdot \left\{ \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s}-M_{LG}^2)^2 + M_{LG}^2 \cdot \Gamma_{LG}^2} + \frac{\hat{u}^2}{(\hat{u}-M_{LG}^2)^2} \right\} \cdot g(x,\mu_f^2)$$

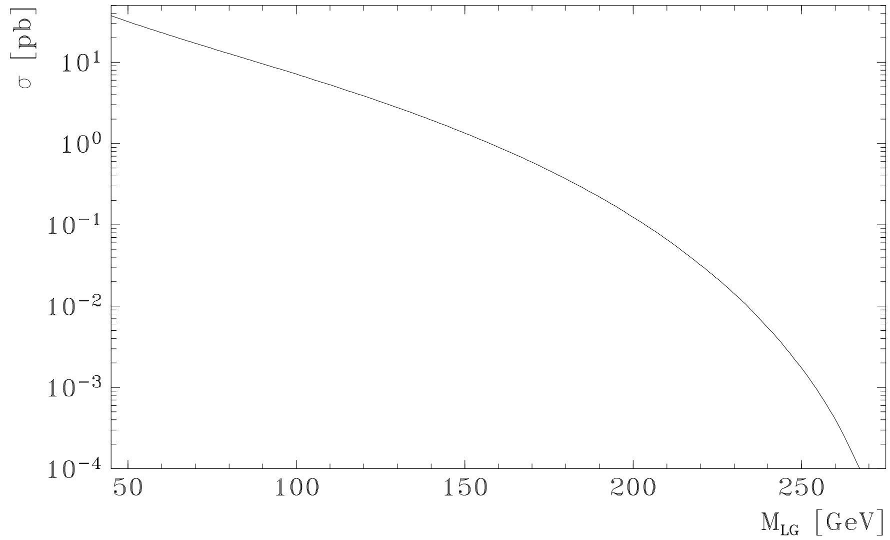

Abbildung 3.17: *NWA-Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Leptogluonen für einen unpolarisierten Elektronstrahl bei HERA und eine Skala $\Lambda = 10\ TeV$; als Parametrisierung der Partondichten diente MRS D- [SFMRS]*

Die Simulation von Leptogluonen im Ereignisgenerator LEGO basiert auf dieser Gleichung. $g(x, \mu_f^2)$ beschreibt in Analogie zur Quarkdichte bei der Leptoquarkproduktion hier die Gluondichte im Proton. Der Wirkungsquerschnitt für den dominanten s-Kanal weist ebenfalls eine Breit-Wigner-Resonanz mit der natürlichen Zerfallsbreite

$$\Gamma_{LG} = \frac{\alpha_s}{4} \cdot \frac{M_{LG}^3}{\Lambda^2}$$

auf. Eine sehr schmale Zerfallsbreite Γ_{LG} erlaubt eine Integration in der *Narrow Width Approximation*:

$$\sigma_{e_L^- p \to LG + X \to e_L^- g + X} \approx \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot \alpha_s}{s} \cdot \left(\frac{M_{LG}}{\Lambda}\right)^2 \cdot g(M_{LG}^2/s, \mu_f^2)$$

Die Abbildung 3.17 zeigt die mit dieser Formel erhaltenen Wirkungsquerschnitte für eine Skala $\Lambda = 10\ TeV$ und die Parametrisierung MRS D- [SFMRS] der Partondichten. Die Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes reflektiert die steil abfallende Gluondichte im Proton mit steigendem Impulsbruchteil x.

Der Spin 1/2 des Leptogluons bestimmt die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte in einer s-Kanalreaktion. Im Ruhsystem des zerfallenden Teilchens ergibt sich eine Verteilung für den Winkel ϑ_e^* des auslaufenden Elektrons in Bezug auf die Protonrichtung der

Form:

$$\frac{\mathrm{d}\Gamma_{LG}}{\Gamma_{LG}\cdot \mathrm{d}\cos(\vartheta_e^*)} = \frac{1}{2}\cdot(1-\cos(\vartheta_e^*))$$

Erwähnenswert ist die Unabhängigkeit dieser Winkelverteilung von der betrachteten Helizität des einlaufenden Elektrons, so daß sich ihre Gültigkeit auch auf Kopplungen der Leptogluonen an ausschließlich rechtshändige Leptonen erstreckt.

Die auslaufenden farbtragenden Leptogluonen fragmentieren wie die Quarks unter Berücksichtigung ihrer Farbpartner in Jets. Der entstehende Endzustand einer Leptogluonresonanz gleicht somit der Signatur eines Leptoquarkereignisses. Der Ereignisgenerator LEGO bietet auch für die Simulation von Leptogluonen die Möglichkeit, sowohl die Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons als auch die Partonschauer im Anfangs- und Endzustand mit zu betrachten. Die erzielten Ergebnisse in den Leptoquarkstudien können übertragen werden.

3.3 Ereignisgeneration

Die Monte-Carlo-Simulation von Signalereignissen erfolgt mit dem entwickelten Ereignisgenerator LEGO [Ro94a], der die Wirkungsquerschnitte für die exotischen Prozesse mit einer Genauigkeit von 1% berechnet. Je ein Satz generierter S_0- und $V_{1/2}$-Leptoquarkereignisse können exemplarisch für die Studien der skalaren und vektoriellen Teilchen mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark dienen. Eine zusätzliche Betrachtung der beiden Leptoquarks $\tilde{S}_{1/2}$ und V_0 ermöglicht für die exotischen Teilchen mit der Fermionenzahl $F = 0$ genaue Untersuchungen. Die Analyse des Endzustandes mit einem Neutrino basiert auf simulierten S_0- und V_0-Ereignissen. Es werden jeweils 500 Ereignisse für die Leptoquarks und Leptogluonen der Massen $M_{LQ,LG} = 35, 50, 75, 100, \ldots, 275$ GeV generiert. Dabei liegt eine Wahl der Kopplungskonstanten λ_L bzw. der Skala Λ in der Größenordnung vor, in der die resultierenden Ausschließungsgrenzen zu erwarten sind, falls in den aufgezeichneten Daten kein Signal auftritt. Damit wird sichergestellt, daß der Bestimmung von Sensitivitäten realistische Resonanzbreiten und Massenverteilungen zugrunde liegen. Die Tabellen im Anhang beinhalten die einzelnen Werte.

Die Vorhersage des Standardmodells für die tiefinelastische Streuung des neutralen Stromes kann mit Hilfe des Ereignisgenerators LEPTO [Ing91] erhalten werden. LEPTO beinhaltet den elektroschwachen Prozeß niedrigster Ordnung (vgl. Abb. 2.1) mit QCD-Korrekturen zur Ordnung α_s. Partonschauer in der *Leading-Log*-Approximation vervollständigen die Simulation [Sjö]. Ein Vergleich mit einer Simulation der tiefinelastischen Streuung, welche die kompletten elektroschwachen Korrekturen erster Ordnung im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt [Spi91], zeigt keine signifikanten Abweichungen in den Verteilungen, die für die durchzuführenden Untersuchungen von Interesse sind. Für die Analyse stehen 18320 simulierte Ereignisse zur Verfügung. Neben den kinematischen Standardschnitten in LEPTO lag der Generation die Bedingung $Q^2 > 100$ GeV^2

zugrunde. Für die Ableitung der endgültigen Resultate können zusätzlich 9907 Ereignisse mit $Q^2 > 1000\ GeV^2$ herangezogen werden. Die Studien der geladenen Stromereignisse der tiefinelastischen Streuung beruhen auf 1999 simulierten Ereignissen mit dem Generator DJANGO [Spi91] für $Q^2 > 25\ GeV^2$.

Während die tiefinelastische Streuung den Hauptuntergrund für ein Leptoquark- oder Leptogluonsignal darstellt, kann die sogenannte „harte Photoproduktion“ [Lev91] einen zusätzlichen Untergrund hervorrufen. Unter Photoproduktionsereignissen sind neutrale Elektron-Proton-Wechselwirkungen bei kleinsten quadrierten Impulsüberträgen $Q^2 \approx 0$ zu verstehen. Eine Beschreibung dieser Prozesse innerhalb der tiefinelastischen Streuung ist nicht möglich, da die gemachten Annahmen bei solch kleinen Q^2-Skalen ihre Gültigkeit verlieren, so daß der DIS-Wirkungsquerschnitt aufgrund der $1/Q^4$-Abhängigkeit divergiert. Daher muß in dem entsprechenden Q^2-Bereich eine separate Beschreibung erfolgen. In dieser strahlt das einlaufende Elektron ein quasi-reelles Photon ($p_\gamma^2 \approx 0$) ab, das mit den Partonen des Protons in Wechselwirkung tritt. Das Elektron selbst bewegt sich mit einer verminderten Energie nahezu in unveränderter Richtung weiter (ähnlich wie in der Bremsstrahlung). Die punktartige Kopplung des Photons an eine elektrische Ladung erlaubt eine Unterscheidung der harten Photon-Proton-Reaktionen in zwei Klassen:

- **Direct Photon-Prozesse:** In Reaktionen dieser Art wechselwirkt das Photon direkt mit den Partonen des Protons. Aufgrund der hohen Quarkmassen ist die *Heavy Flavour* Paarproduktion ($c\bar{c}$) in der Photon-Gluon-Fusion getrennt zu betrachten.
- **Resolved Photon-Prozesse:** Hier spaltet sich das Photon in ein $q\bar{q}$-Paar auf. Eines der beiden farbgeladenen Partonen reagiert dann mit den Konstituenten des Protons.

Beide Prozesse weisen jedoch im Endzustand zwei p_T-starke Partonen auf, aus denen sich Jets entwickeln:

$$\gamma + p \longrightarrow jet + jet + X$$

Das Auftreten der Jets mit hohen Transversalimpulsen führt zu der Bezeichnung „harte Photoproduktion“. Obwohl sich die Signatur solcher Ereignisse stark von der Topologie der tiefinelastischen Streuung und der Leptoquarkproduktion unterscheidet, kann die Photoproduktion aufgrund von experimentellen Fehlinterpretationen einen zusätzlichen Untergrund für die Selektion neutraler Stromereignisse hervorrufen. Es ist demnach zu untersuchen, wie die Photoproduktion die für die Signalsuche relevanten Verteilungen beeinflußt. Die dafür benötigte Simulation von Photoproduktionsereignissen erfolgt mit dem Generator PYTHIA [Sjö]. Dabei wurde die Parametrisierung GRV-G LO [SFGRV] zur Ermittlung der Partondichten im Photon gewählt.

In allen Simulationen wird für die Bestimmung der Partondichten im Proton die Parametrisierung MRS D- [SFMRS] verwendet, die in guter Näherung zu den neuesten Messungen der Proton-Struktur-Funktion F_2 bei HERA steht [F2]. Die Hadronisation der „farbigen“ Endzustände auf Parton-Niveau beruht auf der Lund-String-Fragmentation des Programmpaketes JETSET [Sjö].

Kapitel 4

Datennahme im H1-Experiment

Nach Fertigstellung der Beschleunigeranlage HERA und nach Beobachtung der ersten Elektron-Proton-Kollisionen im Jahre 1991 nahmen die beiden Großexperimente ZEUS und H1 im Jahre 1992 ihr physikalisches Meßprogramm auf. Während 1992 nur eine relativ geringe integrierte Luminosität erzielt werden konnte, gelang es, den Beschleuniger im Jahre 1993 mit großem Erfolg zu betreiben. Daher basiert die in dieser Arbeit beschriebene Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen auf den im H1-Experiment am Speicherring HERA aufgezeichneten Daten des Jahres 1993.

4.1 Der Speicherring HERA

Die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage HERA am DESY in Hamburg ist die weltweit erste Beschleunigeranlage, bei der Elektronen und Protonen gespeichert und zur Kollision gebracht werden. Eine schematische Übersicht gibt die Abbildung 4.1 wieder. Der Speicherring befindet sich in einem Tunnel in einer Tiefe von etwa 15–20 Metern unter der Erdoberfläche und besitzt einen Umfang von 6.3 km. Die Elektronen und die Protonen werden in zwei separaten Strahlröhren beschleunigt und gespeichert. Die vier möglichen Wechselwirkungspunkte der Elektronen und Protonen liegen in den geradlinigen Segmenten, wo die Reaktionspartner unter einem Winkel von 0° kollidieren. Die zur Zeit laufenden Experimente ZEUS und H1 sind in der Süd- bzw. Nordhalle lokalisiert.

Um die angestrebten Energien für Elektronen und Protonen zu erzielen, dienen die DESY-Anlagen LINAC, DESY und PETRA als Vorbeschleuniger. Nach der thermoelektrischen Erzeugung von Elektronen, werden diese in dem Elektron-Linearbeschleuniger LINAC II auf eine Energie von 450 MeV beschleunigt. Es erfolgt eine Erhöhung der Elektronenenergie im Elektron-Synchrotron DESY II auf 7.5 GeV. In PETRA II erreichen die Elektronen anschließend die Injektionsenergie von 14 GeV für HERA. HERA ist für eine Endenergie von 30 GeV für die Elektronen ausgelegt und kann diese mehrere Stunden lang speichern.

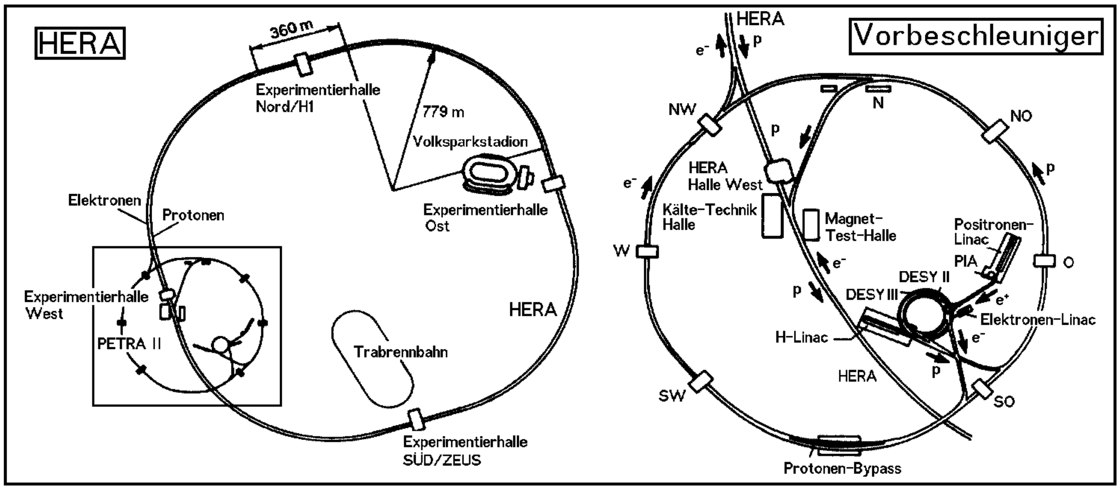

Abbildung 4.1: *Der Speicherring HERA*

Zur Gewinnung von Protonen wird auf negativ geladene Wasserstoffionen zurückgegriffen. Die Fokussierung dieser mit einer Ionenquelle erzeugten H^--Ionen, die eine Energie von 18 keV besitzen, gelingt mit einem Hochfrequenz-Quadrupol. Nach Beschleunigung auf 500 keV werden sie in den Linearbeschleuniger LINAC III injiziert, in welchem die Ionen einen Impuls von 50 MeV erreichen. Beim Durchgang einer dünnen Folie während der Einfüllung in das Proton-Synchrotron DESY III streifen sich die Elektronen von den H^--Ionen ab. Mit einer Energie von 7.5 GeV erreichen die Protonen PETRA II. Dort werden sie in dem gleichen Strahlrohr wie die Elektronen aber in gegenläufiger Richtung auf die Injektionsenergie für HERA von 40 GeV beschleunigt. Die Endenergie in HERA selbst beträgt für die Protonen 820 GeV.

Zur Führung der Teilchen auf einer Kreisbahn sind im Elektronring maximale Magnetfelder von 0.165 T nötig, was die Verwendung von normalleitenden Ablenkmagneten ermöglicht. Zusätzlich muß das Beschleunigersystem die aufgrund der Synchrotronstrahlung auftretenden Energieverluste, pro Umlauf verlieren die Elektronen 127 MeV, ausgleichen. Zur Erzeugung der notwendigen hohen Magnetfelder von 4.68 T für den Protonring kommen supraleitende Ablenkmagnete zum Einsatz, die mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4.2 K abgekühlt werden.

Sowohl der Elektron- als auch der Protonstrahl besteht nicht aus einer gleichmäßigen Dichteverteilung an Elektronen bzw. Protonen, sondern er setzt sich aus Teilchenpaketen zusammen. Um die Solluminosität zu erreichen, muß die Anzahl dieser Pakete in beiden Strahlen 210 betragen, wobei jedes Teilchenpaket im Mittel $3.6 \cdot 10^{10}$ Elektronen bzw. $10 \cdot 10^{10}$ Protonen enthält. Dies führt zu den angestrebten Strahlströmen von 58 mA und 163 mA. Die Elektron- und Protonpakete kreuzen sich in einem zeitlichen Abstand von 96 ns — was einer Kollisionsrate von ca. 10 MHz entspricht — an den Wechselwirkungspunkten, wo es möglicherweise zu einer ep-Streuung kommt. Aufgrund des totalen Wirkungsquerschnittes der ep-Streuung wird im Mittel nur alle 10^5 Kreuzungen eine Wechselwirkung erwartet. Demgegenüber sind Reaktionen der Strahlprotonen mit den Restgasmolekülen in der evakuierten Strahlröhre ($p_{Strahlröhre} \approx 10^{-9}\ Torr$) im Bereich der Wechselwirkungszonen beider Detektoren zehnmal wahrscheinlicher. Um Rückschlüsse auf diese Reaktionen zu gewinnen, wurden die Speicherringe in den Betriebsjahren 1992/93 so gefüllt, daß einige Teilchenpakete, sogenannte Pilot-Pakete, keinen Kollisionspartner hatten.

Einen Überblick über die angestrebten und erreichten Maschinenparameter bei HERA gibt die Tabelle 4.1. Aus den erreichten Strahlenergien von 26.7 GeV für Elektronen und

HERA						
Parameter	e^--Strahl			p-Strahl		
	Design	1992	1993	Design	1992	1993
Strahlenergie [GeV]	30	26.7	26.7	820	820	820
Teilchenpakete	210	9 + 1	90 + 4	210	9 + 1	90 + 4
Teilchen pro Paket [10^{10}]	3.6	3.6	3.6	10	3	3
Strahlstrom [mA]	58	3	25	163	2	20
Mittlere Lebensdauer [h]	4–10	4–10	4–10	50	50	50
Typische Fülldauer [min]	15	30	30	20	120	60
σ_x [μm]	280	290	290	265	330	240
σ_y [μm]	37	70	50	84	100	70
σ_z [cm]	0.8	1	1	11	20	20

Tabelle 4.1: *Einige Parameter der Speicherringanlage HERA (vgl. z.B. [JuS94])*

820 GeV für Protonen ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 296\ GeV$ und ein maximal erreichbarer quadrierter Impulsübertrag von $Q^2_{max} \approx s = 87576\ GeV^2$. Damit ist eine Ortsauflösung von etwa $6 \cdot 10^{-19}$ Metern möglich. Für die durchgeführte Analyse ist es von Bedeutung, daß die Länge der Wechselwirkungszone, wegen der Ausdehnung der Protonpakete entlang der Strahlröhre (z-Achse), $\pm 50\ cm$ beträgt.

4.2 Der H1-Detektor

Eines der beiden laufenden Großexperimente am Speicherring HERA führt die H1-Kollaboration durch. Die Abbildung 4.2 gibt den schematischen Aufbau des H1-Detektors wieder. Die Durchführung des physikalischen Programms an der Beschleunigeranlage HERA, wie in [Pec87, Bu91] vorgestellt, erfordert eine präzise Messung des Energieflusses und eine klare Leptonerkennung, speziell eine gute Elektronidentifikation. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, erfolgte die Konstruktion des Detektors so, daß möglichst der gesamte Raumwinkelbereich für die Teilchenerfassung abgedeckt ist („4π-Detektor“). Die einzelnen Detektorkomponenten umschließen schalenartig und rotationssymmetrisch

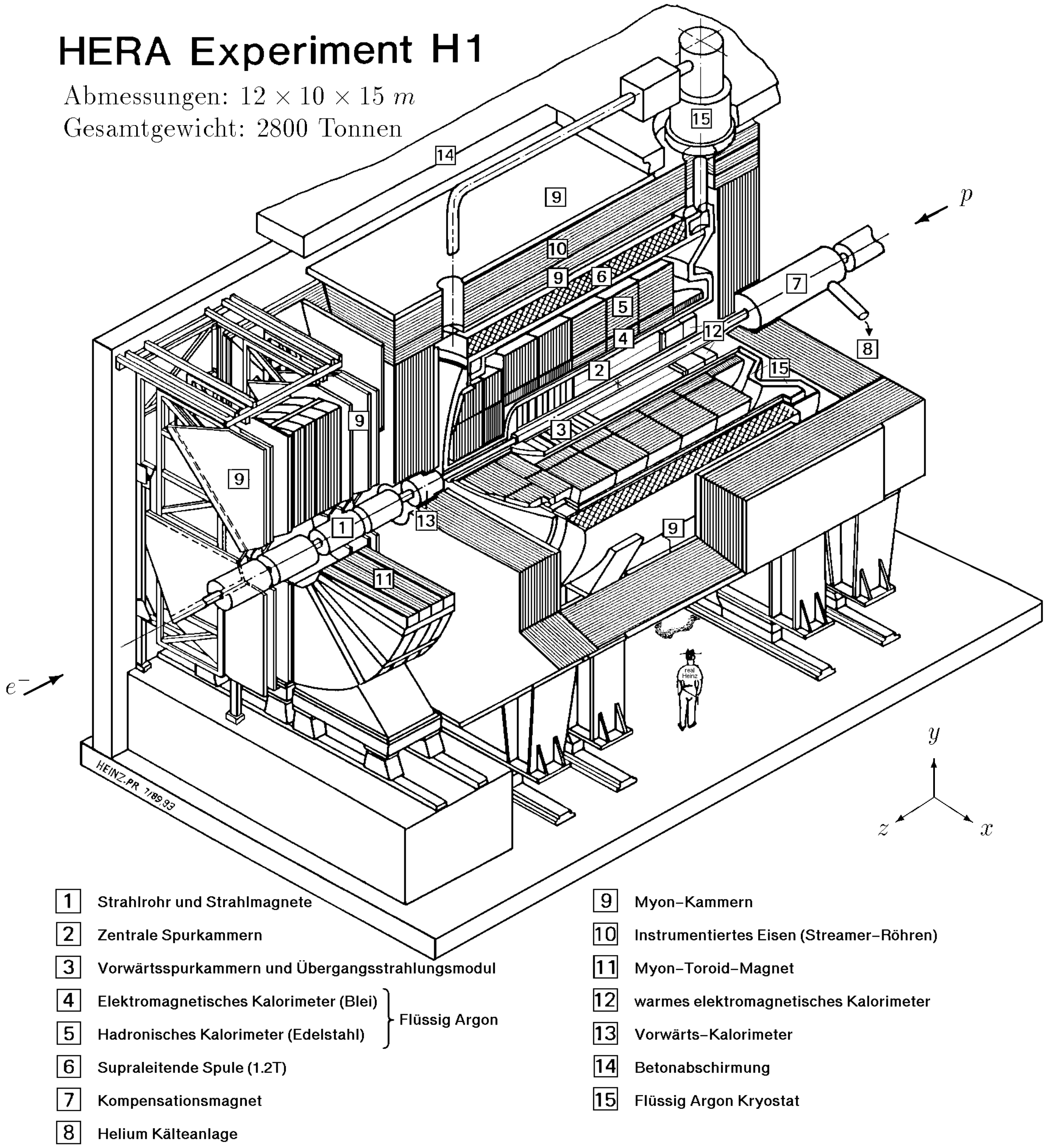

Abbildung 4.2: *Der H1-Detektor*

bezüglich der Strahlachse die Wechselwirkungszone von Elektronen und Protonen. In dieser Hinsicht unterscheidet sich der H1-Detektor nicht wesentlich von den herkömmlichen Detektoren an bestehenden e^+e^-- und p^+p^--Beschleunigern.

Der deutlich erkennbare asymmetrische Aufbau des H1-Detektors entlang der Strahlachse trägt aber den bei HERA unbalancierten Strahlenergien von Elektronen (26.7 GeV) und Protonen (820 GeV) Rechnung. Aufgrund der stark unterschiedlichen Impulse der wechselwirkenden Teilchen ist das Schwerpunktssystem von Elektron und Proton nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit hoher relativer Geschwindigkeit ($\beta \approx 0.93$) in Protonrichtung, mit der Folge, daß sich im Laborsystem etwa 50% aller der in ep-Stößen erzeugten Teilchen in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von 25° bewegen. Der daraus resultierende erhöhte Energiefluß in diese Richtung bedingt massivere und aufwendiger instrumentierte Detektorkomponenten.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit liegt die H1-Namenskonvention für das rechtshändige Koordinatensystem zugrunde. Die $+z$-Achse ist dabei in Richtung des Protonstrahls definiert und wird im allgemeinen als „Vorwärtsrichtung“ bezeichnet. Dementsprechend bewegen sich die einlaufenden Elektronen in „Rückwärtsrichtung“. Der Koordinatenursprung liegt auf dem nominellen Wechselwirkungspunkt. Definiert man die $+x$-Achse in Richtung des Mittelpunktes von HERA, so zeigt die $+y$-Achse aufwärts. Häufig werden Kugelkoordinaten zur Beschreibung verwendet. Dabei bezeichnet ϑ den Polarwinkel und φ den Azimutwinkel.

Zunächst erfolgt eine kurze Übersicht über die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors und deren Eigenschaften, die für die hier durchgeführte Datenanalyse bzw. für die Veröffentlichung [H194b] von Bedeutung sind. Eine detaillierte Beschreibung ist in [H1P86, H1P87, H1P89, H1R93] zu finden.

4.2.1 Das Spurkammersystem von H1

Die Aufgabe des H1-Spurkammersystems besteht sowohl in der Rekonstruktion hadronischer Teilchenbündel („Jets“) mit einer aufgrund der ep-Schwerpunktsenergie von 296 GeV hohen Dichte an geladenen Teilchen als auch in der Identifizierung und Impulsbestimmung einzelner isolierter geladener Teilchen. Mit Hilfe des von der supraleitenden Spule erzeugten homogenen Magnetfeldes von 1.2 T wird eine gleichzeitige Impuls- und Polarwinkelauflösung von

$$\frac{\sigma_p}{p^2} \approx 3 \cdot 10^{-3}\ GeV^{-1}$$

$$\sigma_\vartheta \approx 1\ mrad$$

erreicht.

Um eine sehr effiziente Rekonstruktion zu erzielen, ist das gesamte Kammersystem, wie in der Abbildung 4.3 zu erkennen ist, in eine zentrale (CTD abkürzend für **C**_entral_

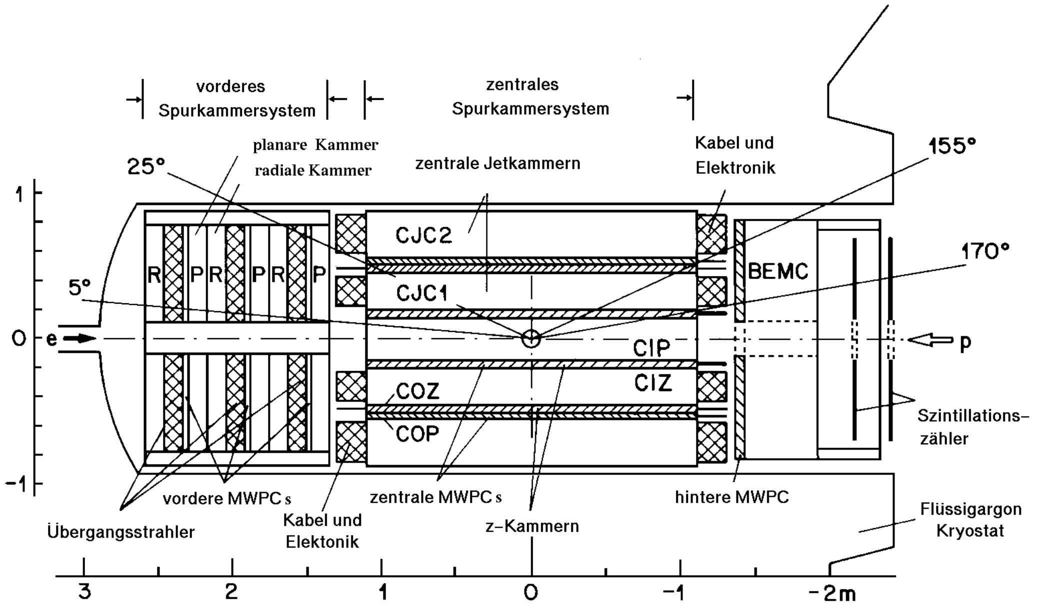

Abbildung 4.3: *Das Spurkammersystem von H1 (rz-Schnitt)*

T*racking* **D***etector*) und eine vorwärtige Region (FTD für **F***orward* **T***racking* **D***etector*) aufgeteilt. In Rückwärtsrichtung befindet sich ergänzend eine Proportionalkammer, welche in Zukunft durch einen Satz von Driftkammern ersetzt werden soll. So ist es möglich, Spuren geladener Teilchen in einem Polarwinkelbereich von 5° bis 175° zu rekonstruieren.

Das Spurkammersystem trägt neben der Rekonstruktion von Spuren auch zum Erkennen sinnvoller physikalischer Ereignisse bei und dient somit auch zu Triggerzwecken (vgl. Kapitel 4.3.2). Die hier durchgeführte Analyse verwendet das Spurkammersystem im wesentlichen zur Bestimmung eines z-Vertex' und nützt die Spurtrigger als Referenztrigger bei Ermittlung der Triggereffizienz (vgl. Abschnitt 5.1.3). Den genauen Aufbau des Spurkammersystems veranschaulicht die Abbildung 4.3.

Zentrale Spurkammern (in Abb. 4.2 mit [2] gekennzeichnet): Das zentrale Spurkammersystem ist konzentrisch um die Strahlachse und symmetrisch in z-Richtung um den Wechselwirkungspunkt so angeordnet, daß es einen Polarwinkelbereich von $25° < \vartheta < 155°$ überdeckt. Von innen nach außen umschließt eine Proportionalkammer (CIP für **C***entral* **I***nner* **P***roportional Chamber*), eine z-Driftkammer (CIZ für **C***entral* **I***nner* **z***-drift Chamber*) und eine Jetkammer (CJC1 für **C***entral* **J***et* **C***hamber*) das Strahlrohr [1]. Daran schließt sich eine weitere z-Driftkammer (COP, „O“ für **O***uter*), eine zylindrische Proportionalkammer (COP) und eine zweite Jetkammer (CJC2) an.

Die Jetkammern (CJC1/2) unterliegen mit ihren parallel zur Strahlachse gespannten Drähten einer Konstruktion, die eine optimale Spurauflösung in der $r\varphi$-Ebene gewährleistet. Die Ladungsteilung des Spannungssignals erlaubt zusätzlich, die z-Koordinate mit einer moderaten Genauigkeit zu bestimmen:

$$\sigma_{r\varphi} \approx 170\ \mu m$$

$$\sigma_z \approx 2.2\ cm$$

Der minimale Abstand der Extrapolation einer rekonstruierten Spur zur Strahlachse in der $r\varphi$-Ebene, im allgemeinen als DCA für **D***istance of* **C***losest* **A***pproach* bezeichnet, kann mit einer Präzision von

$$\sigma_{DCA} \approx 420\ \mu m$$

ermittelt werden. Die Messung des Energieverlustes $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ der geladenen Teilchen im Kammergas (bei der Datennahme im Jahre 1993 wurde eine Mischung von Argon und Ethan im Verhältnis 1:1 verwendet) kann eine Teilchenidentifikation ermöglichen.

Die Drähte der beiden z-Driftkammern (CIP und COP) verlaufen azimutal. Komplementär zu den Jetkammern gestattet dies eine optimale Auflösung in der z-Koordinate. Es läßt sich eine vom Spurwinkel unabhängige Ortsauflösung von

$$\sigma_z \approx 260\ \mu m$$

erreichen.

Bei den Proportionalkammern (CIP und COP) handelt es sich um Vieldrahtproportionalkammern (MWPC für **M***ulti* **W***ire* **P***roportional* **C***hamber*). Sie erzeugen beim Durchgang geladener Teilchen ein promptes Signal zum Auffinden eines Vertex'. Die Information findet im Trigger des H1-Detektors Verwertung, insbesondere für den z-Vertex-Trigger.

Vorwärtsspurkammern [3]: Der Vorwärtsspurdetektor (FTD) erschließt den Winkelbereich $5° < \vartheta < 25°$ zur Messung von Spuren. Er setzt sich aus drei etwa gleich aufgebauten sogenannten „Supermodulen“ zusammen. Vom Wechselwirkungspunkt kommende geladene Teilchen durchqueren im ersten Supermodul zuerst drei planare Driftkammern, die zur Verbesserung der Ortsauflösung jeweils um 60° gegeneinander verdreht sind und zur Bestimmung des Polarwinkels ϑ einer Spur dienen. Nach Durchkreuzen einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC), die ein schnelles Auffinden eines Vertex' und so ein Triggern physikalischer Ereignisse ermöglicht, schließen sich mehrere Lagen von Polypropylenfolien zur Erzeugung von Übergangsstrahlung an, um Elektronen von Pionen zu separieren. Die letzte Komponente des Supermoduls bildet eine radiale Driftkammer. Sie ermöglicht neben der Spurrekonstruktion in der $r\varphi$-Ebene auch den Nachweis der Übergangsstrahlung. Sowohl die planaren als auch die radialen Driftkammern besitzen eine Ortsauflösung von 210 μm. Nach diesem ersten Baustein folgen zwei weitere gleichgebaute Supermodule in Vorwärtsrichtung.

Insbesondere trägt die Information der Proportionalkammer des ersten Supermoduls in Kombination mit der CIP zum Aufbau des z-Vertex-Triggers bei.

Rückwärtige Proportionalkammer: Die rückwärtige Kammer (BPC für **B***ackward* **P***roportional* **C***hamber*) ist ebenfalls als MWPC ausgelegt. Sie schließt den Polarwinkelbereich $155° < \vartheta < 175°$ in Rückwärtsrichtung. Mit Hilfe der BPC und einem rekonstruierten Vertex ist es möglich, den Eintrittsort und den Eintrittswinkel in das unmittelbar dahinter installierte rückwärtige Kalorimeter (BEMC, vgl. Abschnitt 4.2.2) für alle geladenen Teilchen, die von der zentralen Spurkammer nicht erfaßt werden, zu bestimmen. Wie alle anderen Vieldrahtproportionalkammern, wird auch die BPC wegen der schnellen Signalauslese zu Triggerzwecken verwendet.

4.2.2 Die zentralen Kalorimeter

Die innneren Kalorimeter sind das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAC für **L***iquid* **A***rgon* **C***alorimeter*) [4,5], auf welchem die hier durchgeführte Analyse im wesentlichen beruht, und das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC für **B***ackward* **E***lectromagnetic* **C***alorimeter*) [12]. Während das zylindersymmetrische LAC einen Polarwinkelbereich von etwa $4° < \vartheta < 153°$ zur Bestimmung des elektromagnetischen und hadronischen Energieflusses überdeckt, erlaubt das BEMC, die elektromagnetische Energie im Rückwärtsbereich ($155° < \vartheta < 176°$) zu messen.

Flüssig-Argon-Kalorimeter [4,5]: Das LAC [H1C93] befindet sich noch innerhalb der supraleitenden Spule [6] in einem mit flüssigem Argon ($T = 90\ K$) gefüllten Kryostaten [15], um das inaktive Material vor dem Kalorimeter für eine präzisere Energiemessung zu minimieren. Es setzt sich aus acht „Rädern“, wie Abbildung 4.4 verdeutlicht, zusammen:

BBE	:	**B**ackward **B**arrel **E**lectromagnetic	
CBiE/H	:	Central **B**arrel **E**lectromagnetic/**H**adronic	i=1,2,3
FBiE/H	:	**F**orward **B**arrel **E**lectromagnetic/**H**adronic	i=1,2
IFE/H	:	**I**nner **F**orward **E**lectromagnetic/**H**adronic	
OFiH	:	**O**uter **F**orward **H**adronic	i=1,2

Um inaktive Räume zu vermeiden, weisen die Grenzflächen der Ringe nicht auf den nominellen Wechselwirkungspunkt. Mit Ausnahme des BBE bestehen alle anderen Räder aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Anteil, um die Energien der entsprechend wechselwirkenden Teilchen messen zu können. Jeder Ring ist wiederum in der $r\varphi$-Ebene aus acht gleichartigen Oktanden aufgebaut. Die Grenzflächen der hadronischen Bausteine weisen nicht projektiv zur Strahlachse, um im gesamten Azimutwinkelbereich φ sensitiv zu sein.

Die elektromagnetischen Module enthalten abwechselnd 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorbermaterial und 2.35 mm mächtige sensitive Schichten von flüssigem Argon, das von den geladenen Schauerteilchen entlang der Flugbahn ionisiert wird. Im hadronischen Teil bestehen die Absorberplatten aus 16 mm dicken Edelstahlplatten und die sensitiven Schichten aus einer Doppelschicht von 2×2.4 mm flüssigem Argon. Während im rückwärtigen und im zentralen Bereich eine drei(vier)-fache Segmentierung für das elektromagnetische (hadronische) Kalorimeter vorliegt, weist die Vorwärtsrichtung eine feinere Einteilung auf. Der elektromagnetische Teil besteht hier aus vier Lagen und die hadronischen Module setzten sich aus fünf bis sechs Schichten zusammen.

Die Ladungssammlung und die Auslese der Ionisationsladungen im flüssigen Argon erfolgt über auf Leiterplatinen aufgebrachte Kupferplättchen („Pads“) mit Hilfe eines von ca. 625 V/mm angelegten elektrischen Feldes. Die Fläche der Pads reicht von 3×3 cm^2 bis 5×5 cm^2 im elektromagnetischen und von 8×8 cm^2 bis 13×13 cm^2 im hadronischen Kalorimeter. So werden etwa 45000 Zellen ausgelesen. Diese feine Granularität erlaubt eine gute Ortsbestimmung der deponierten Energien.

Zusätzlich können die Pads hintereinanderliegender Ebenen zu „Türmen“, welche projektiv auf den nominellen Wechselwirkungspunkt zeigen, analog aufaddiert und ausgelesen werden. Die so gemessene Ladung ist proportional zu der von einem Teilchen deponierten Energie in einem solchen. Die Türme dienen zum Triggern (Abschnitt 4.3.2) von Ereignissen und werden dementsprechend auch als „Triggertürme“

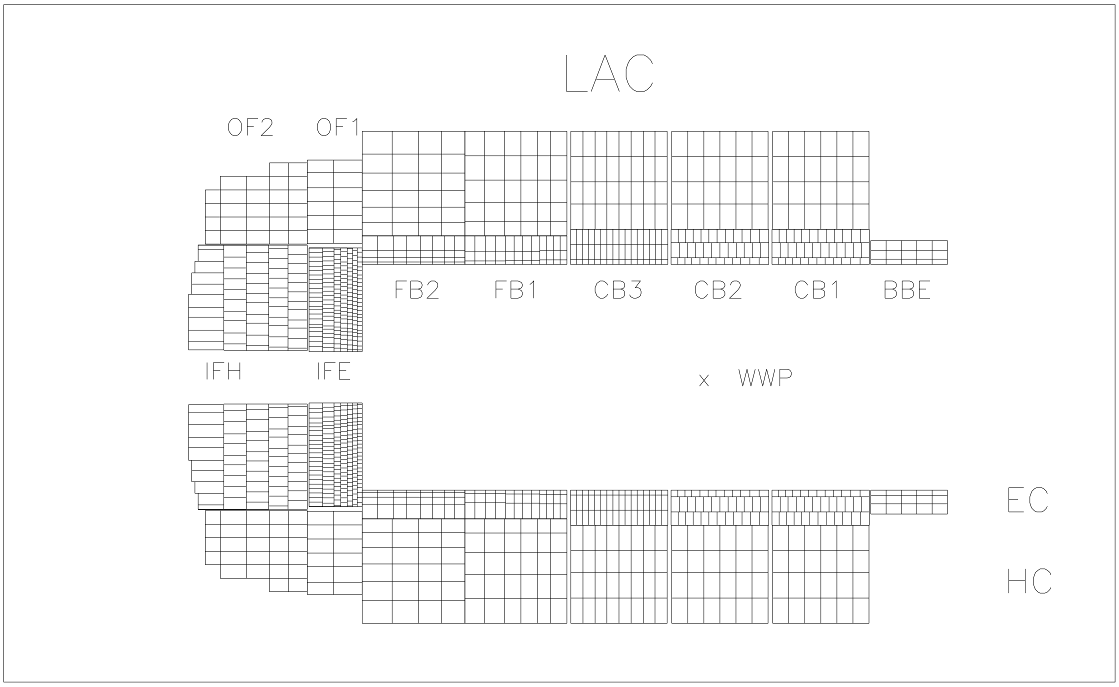

Abbildung 4.4: *Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters von H1 (rz-Schnitt)*

bezeichnet. Zu diesem Zweck fassen sogenannte „Triggergroßtürme“, die dann in digitalisierter Form vorliegen, diese wiederum zusammen.

Die Gesamttiefe des elektromagnetischen Kalorimeters variiert in Abhängigkeit vom Polarwinkel ϑ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Somit ist gewährleistet, daß die totale Energie von Photonen und Elektronen hier deponiert wird. Das gesamte Flüssig-Argon-Kalorimeter (einschl. elektromagnetischem Teil) besitzt eine Tiefe von 4.5 hadronischen Wechselwirkungslängen im zentralen (CB für **C***entral* **B***arrel*) bis zu acht Wechselwirkungslängen im zentralen vorwärtigen Bereich (FB für **F***orward* **B***arrel*).

Die Energieauflösung des Kalorimeters wird im wesentlichen durch die Samplingstruktur bestimmt. Aus Testmessungen am CERN mit Elektronen im Energiebereich von 3–80 GeV läßt sich die Auflösung zur Messung des elektromagnetischen Energieflusses zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{A^2}{E^2} + \frac{B^2}{E} + C^2}$$

mit

$$\begin{aligned} A &= (0.152 \pm 0.004)\ GeV \\ B &= (11.16 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \sqrt{GeV} \\ C &= (0.64 \pm 0.07) \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

angeben. Die drei Terme mit den Konstanten A, B und C entsprechen den Anteilen von elektronischem Rauschen, „Samplingeffizienz“ und der Kalibrationsunsicherheit. Die feine Granularität des elektromagnetischen Kalorimeters gestattet es, den Winkel eines isolierten elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens, z.B. des gestreuten Elektrons, mit einer absoluten Präzision von 7 $mrad$ zu ermitteln.

Die Tatsache, daß es sich um ein nicht kompensierendes Kalorimeter handelt, d.h. elektromagnetische und hadronische Schauer der gleichen Energie liefern unterschiedliche Signale, wirkt sich negativ auf die Auflösung zur Messung des hadronischen Energieflusses aus. Ursache für eine ungenaue Energiebestimmung auf dem hadronischen Sektor sind Fluktuationen des elektromagnetischen Anteils in Schauern, die z.B. durch π^0-Teilchen induziert werden. Aufgrund der feinen Segmentierung des Kalorimeters ist es möglich, die Energien erkannter hadronischer Zellen programmtechnisch neu zu skalieren („software energy weihting“, vgl. [Lo92, H1C94, We94]) und so die Verminderung der Auflösung teilweise zu kompensieren. Die Auswertung der Testmessungen mit Pionen im Energiebereich von 3–170 GeV ergibt eine Auflösung für die Messung hadronischer Energien von:

$$\begin{aligned} A &= (0.73 \pm 0.03)\ GeV \\ B &= (46.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-2} \sqrt{GeV} \\ C &= (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Rückwärtiges elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC) [12]: Die Aufgabe des BEMC, ein Blei-Szintillator-Kalorimeter, ist der Nachweis des gestreuten Elektrons in Prozessen der tief inelastischen ep-Streuung bei kleinen Impulsüberträgen $Q^2 < 100\ GeV^2$. Daher ist es als rein elektromagnetisches Samplingkalorimeter ausgelegt und erreicht eine Tiefe von 22.5 elektromagnetischen Strahlungs- gegenüber 0.97 hadronischen Wechselwirkungslängen. Das Szintillatorlicht wird von Photodioden ausgelesen. Die erreichte Energieauflösung für elektromagnetische Schauer beträgt:

$$\begin{aligned} A &= 0.42\, GeV \\ B &= 10 \cdot 10^{-2} \sqrt{GeV} \\ C &= 3 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Aufgrund der geringen Tiefe an hadronischen Wechselwirkungslängen eignet sich das BEMC nicht zur Messung hadronischer Energien ($\sigma_E/E = 80\% \cdot \sqrt{GeV}/\sqrt{E}$).

4.2.3 Die supraleitende Spule

Mit einer Länge von 5.16 m und einem inneren Radius der Windungen von 2.75 m umschließt die supraleitende Solenoidspule [6] das Flüssig-Argon-Kalorimeter und erzeugt ein nahezu homogenes Magnetfeld ($\Delta B/B \leq 2\%$) der Stärke 1.2 T parallel zur Strahlachse. Das Magnetfeld bewirkt dort eine Spurkrümmung geladener Teilchen zur Messung des Impulses. Die radiale Dicke der Spule einschließlich des zugehörigen Kryostaten entspricht etwa 1.2 Strahlungslängen. Zur Rückführung des magnetischen Flusses dient ein oktogonales Eisenjoch [10].

4.2.4 Instrumentiertes Eisen

Das Eisenjoch [10] setzt sich aus zehn 7.5 cm mächtigen Eisenplatten zusammen. Die Zwischenräume sind mit Streamerrohrkammern instrumentiert. So kann mit dem 4.5 Wechselwirkungslängen tiefen Instrumentierten Eisen die hadronische Restenergie, die nicht vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter absorbiert wurde, nachgewiesen werden. Es wirkt also als letzte Absorberschicht des Kalorimeters und wird deshalb als „*Tail Catcher*“ bezeichnet. Die Lage des Eisenjochs hinter der Spule erfordert eine Korrektur auf inaktives Material. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_E/E = 98.5\% \cdot \sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ [HJB93].

Neben der Rückführung des magnetischen Flusses dient das Instrumentierte Eisen in Verbindung mit den Myonkammern [9] zum Nachweis und zur groben Impulsbestimmung von Myonen.

4.2.5 Weitere Detektorkomponenten

Um ein vollständiges Bild des H1-Detektors zu geben, seien noch die weiteren Detektorkomponenten erwähnt.

Das Vorwärtskalorimeter [13]: Um Akzeptanzlücken in extremer Vorwärtsrichtung ($0.6^\circ < \vartheta < 3^\circ$) zwischen Strahlrohr und dem Flüssig-Argon-Kalorimeter zu schliessen, ist dort ein Samplingkalorimeter installiert. Es wird im allgemeinen als *PLUG* (für „Stopfen") bezeichnet. Mit Hilfe des PLUGs wird eine verbesserte Messung des transversalen Energieflusses angestrebt. Für die im Jahre 1993 genommenen Daten konnten die Informationen des Vorwärtskalorimeters aufgrund technischer Probleme noch nicht zur Auswertung herangezogen werden.

Vorwärtsmyonspektrometer [9,11]: Das Vorwärtsmyonspektrometer weist hochenergetische Myonen, die beim Zerfall von Teilchen mit schweren Quarks entstehen können, im Polarwinkelbereich von $3^\circ < \vartheta < 17^\circ$ nach. Das Spektrometer setzt sich aus zwei Sätzen von Driftkammern [9] (jeweils zwei radiale und eine azimutale), die jeweils vor und nach einem Toroidmagneten [11] installiert sind, zusammen. Mit Hilfe des toroidalen Magnetfeldes lassen sich die Impulse von beobachteten Teilchen bestimmen.

Flugzeitzähler: Der Flugzeitzähler (TOF für *Time of Flight*), in Abbildung 4.3 zu erkennen, ist aus zwei Szintillatorwänden hinter dem rückwärtigen Kalorimeter aufgebaut. Eine Zeitauflösung von ca. $4\,ns$ ermöglicht es, zwischen vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen und Teilchen, die den Detektor aus Protonrichtung durchqueren, zu unterscheiden. Grund dafür ist, daß in Bezug auf den von HERA vorgegebenen Zeitpunkt der Teilchenkollisionen am nominellen Wechselwirkungspunkt ein Flugzeitunterschied von ca. $13\,ns$ zwischen ep-Ereignissen und Untergrundereignissen vorliegt. Das TOF legt bei Auftreten nahezu koinzidenter Signale der Szintillatorwände ein Veto bei den H1-Triggerbedingungen ein. Dies verhindert ein Überschwemmen der aufgenommenen Daten mit Untergrundereignissen.

4.2.6 Luminositätsbestimmung bei H1

Eine weitere Komponente des H1-Detektors, die in der Abbildung 4.2 nicht dargestellt ist, bilden die Luminositätsdetektoren für eine experimentelle Bestimmung der absoluten Luminosität im H1-Experiment [H1R93]. Eine genaue Ermittlung der Luminosität

$$\mathcal{L} = \frac{N}{\sigma} = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse}}{\text{Wirkungsquerschnitt}}$$

erfordert einen physikalischen Prozeß mit einer sehr hohen Ereignisrate, einem geringen Untergrund und einem sehr präzise berechenbaren Wirkungsquerschnitt. Diese Anforderungen erfüllt der Bethe-Heitler-Prozeß [Be34]:

$$ep \rightarrow ep\gamma$$

In dieser reinen quantenelektrodynamischen Wechselwirkung handelt es sich um die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons vom Elektron im Feld des Protons. Einen Untergrund ruft die Photonabstrahlung vom Elektron im Feld der Atome des Restgases in der Strahlröhre hervor:

$$eA \rightarrow eA\gamma$$

Während dieser Prozeß die gleiche Signatur wie die Luminositätsreaktion aufweist, beträgt der Wirkungsquerschnitt des Untergrundes bei Solluminosität nur 10% des Bethe-Heitler-Prozesses [Lev90]. Eine sehr gute Abschätzung des Untergrundes und die notwendige Korrektur gelingt unter Zuhilfenahme des ungepaarten Elektron-Pilot-Paketes, da hier wegen des fehlenden Protonpaketes keine Luminositätsreaktionen auftreten.

Aufgrund des sehr steilen Anstiegs der Winkelverteilung für das auslaufende Elektron und Photon im Bethe-Heitler-Prozeß in Richtung des primären Elektrons, sind die beiden Detektoren zur Identifizierung der Reaktionsprodukte in zwei Armen nahe der Strahlröhre und weit weg vom nominellen Wechselwirkungspunkt plaziert, um auf sehr kleine Winkel sensitiv zu sein (Abbildung 4.5). Der sogenannte „*Elektron-Tagger*“ ET, der zum Nachweis des auslaufenden Elektrons dient, deckt im Abstand $z = -33.4\ m$ vom Kollisionspunkt einen Polarwinkelbereich ϑ von 0 bis 5 $mrad$ ab. Der „*Photondetektor*“ PD identifiziert in einer Entfernung $z = -102.9\ m$ und in einem Winkelbereich ϑ von 0 bis 0.45 $mrad$ die Bremsstrahlungsphotonen. In den beiden als Čerenkov-Kalorimeter ausgelegten Detektoren, die aus TlCl/TlBr-Kristallen bestehen, lesen Photomultiplier die Zellen aus. Bei einer absoluten Kalibrationsgenauigkeit von besser als 1%, die auf der Energiebedingung $E_{ET} + E_{PD} = E_{e-Strahl}$ für Luminositätsereignisse beruht, werden Auflösungen von $\sigma_E/E = 10\% \cdot \sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ für die Energiemessung und $\sigma_{xy} = 0.2\ cm$ für die Ortsbestimmung erzielt.

Zum Nachweis einer Bethe-Heitler-Reaktion müssen beide Detektoren, Elektron-Tagger und Photondetektor, jeweils ein Signal in Koinzidenz aufweisen. So erfolgt die Ermittlung der Luminosität durch Abzählen der Rate und mit Hilfe des errechneten Wirkungs-

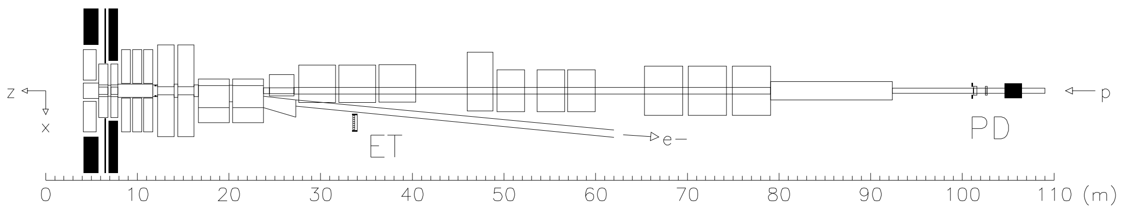

Abbildung 4.5: *Die Luminositätsdetektoren von H1*

querschnittes einschließlich der Akzeptanzkorrekturen und Triggereffizienzen des gesamten Systems. Mit Hilfe dieser Methode erreicht die absolute Luminositätsmessung eine Genauigkeit von 5%. Der Hauptbeitrag zum systematischen Fehler für die Ermittlung der absoluten Luminosität $\mathcal{L}$ basiert auf der Abhängigkeit der Systemakzeptanz von einer möglichen Variation des Elektron-Strahlwinkels in der Wechselwirkungsregion.

Neben der Luminositätsbestimmung eignet sich der Elektron-Tagger zum Triggern von Photoproduktionsereignissen mit quasireellen Photonen, da entsprechend den geringen Impulsüberträgen Q^2 eine Streuung des Elektrons unter sehr kleinen Winkeln vorliegt. Ein gleichzeitiges Signal im Elektron-Tagger und im Photondetektor kann demgegenüber als ein Veto für die Selektion von Photoproduktionsereignissen interpretiert werden. In tiefinelastischen Streuprozessen dient der Photondetektor dazu, einen möglichen Nachweis eines abgestrahlten Bremsstrahlungsphotons im Elektronanfangszustand zu erbringen.

4.3 Datenfluß und Datenreduktion bei H1

Die Elektron- und Proton-Pakete der Teilchenstrahlen werden bei der angestrebten Sollluminosität mit einem Zeitabstand von 96 ns in der Wechselwirkungsregion zur Kollision gebracht. Dies entspricht einer Frequenz von 10.4 MHz. Es findet aber nicht bei jeder Kollision eine nachweisbare Wechselwirkung zwischen den Elektronen und Protonen der gepaarten Pakete statt. Bei erreichter Solluminosität wird eine Ereignisrate von 50–100 kHz erwartet, die im wesentlichen durch den protoninduzierten Untergrund bestimmt ist. Die für die Analyse physikalisch interessanten Ereignisse machen nur einen Bruchteil dieser gesamten Rate aus. So rechnet man bei Solluminosität für die Photoproduktion, die den höchsten Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu allen anderen physikalisch interessanten Prozesse aufweist, mit einer Ereignisrate von ca. 100 Hz, während sie für die tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung nur im Bereich einiger Hz liegt. Der Untergrund ist demnach effizient zu unterdrücken. Eine Beschreibung des Datenflusses und der Datenreduktion einschließlich des Triggersystem beinhaltet die Detektorbeschreibung [H1R93].

4.3.1 Untergrundereignisse bei der Datennahme

Der Hauptuntergrund für die Datennahme rührt von unerwünschten protoninduzierten Reaktionen her [Ha93]. Eine weitere Quelle für Untergrundereignisse stellen kosmische Myonen dar.

Strahl-Gas-Ereignisse: Im Bereich des H1-Detektors können die Protonen mit den Molekülen des Restgases in der Strahlröhre wechselwirken, so daß rekonstruierte Spuren die Bestimmung eines Vertex' erlauben. Die Topologie dieser Reaktionen ähnelt denen der physikalisch interessanten Ereignissen mit schweren Quarks. Strahl-Gas-Ereignisse erfolgen bei Solluminosität mit einer Häufigkeit von bis zu einem kHz.

Strahl-Rohr-Ereignisse: Protonen mit einem von der Sollenergie abweichenden Impuls verlassen die vorgesehene Flugbahn und treffen auf die Strahlrohrwand. Dort entstehen über die starke Wechselwirkung Pionen, die selbst im Detektor Signale hervorrufen können, falls sich die Reaktion im näheren Bereich der nominellen Wechselwirkungszone vollzieht. Anderenfalls zerfallen die Pionen in langlebige Myonen, die große Materialschichten ohne Wechselwirkungen durchqueren können. Dies hat zur Folge, daß der Protonstrahl außerhalb der Strahlröhre von einer „Wolke“ aus Myonen („Halo-Myonen“) begleitet wird. Alle diese Teilchen durchkreuzen den Detektor in Vorwärtsrichtung unter kleinen Winkeln zur Strahlachse. Während der Flugzeitzähler eine leichte Identifizierung der Halo-Myonen in der Nähe der Strahlröhre ermöglicht, können sie das Flüssig-Argon-Kalorimeter unerkannt erreichen. Beim Passieren des Kalorimeters verlieren die Myonen einen Teil ihrer Energie in einem zur Strahlröhre parallelen Zylinder, was zum Auslösen eines Triggers führen kann. Als direkte Folge sind die aufgezeichneten Daten mit Halo-Myonen kontaminiert. Die erwartete Rate für Strahl-Rohr-Ereignisse beträgt für die Solluminosität ca. 50 kHz.

Kosmische Myonen: Myonen der kosmischen Höhenstrahlung, die die Wechselwirkungszone durchqueren, können große Energiemengen im Flüssig-Argon-Kalorimeter deponieren und eine Spur im Kammersystem und im Instrumentierten Eisen hervorrufen. Auf diese Weise sind diese Myonen in der Lage, dort Triggerelemente auszulösen.

4.3.2 Triggersystem im H1-Experiment

Die Aufgabe des Triggers besteht darin, aus einer Rate von 50–100 kHz bei Solluminosität mit Hilfe der Signale der einzelnen Detektorkomponenten in kürzester Zeit die physikalisch interessanten ep-Ereignisse von Untergrundereignissen zu trennen. Ebenso muß der Trigger die Ausgangsrate der auszulesenden und abzuspeichernden Daten auf die maximal mögliche Speicherrate von 5 Hz beschränken. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, ist das H1-Triggersystem als vierstufiger Trigger konzipiert. Die hierarchisch getrennten Triggerebenen werden zeitlich nacheinander durchlaufen und mit komplexer werdenden Triggerentscheidungen steigt der Zeitaufwand der einzelnen Stufen. Die Angaben in den folgenden kurzen Beschreibungen der Triggerebenen beziehen sich auf die angestrebte Solluminosität.

Erste Triggerstufe L1

In der kurzen Zeit von 96 ns zwischen zwei Paketkollisionen, die auch als „*bunch crossings*“ (BCs) bezeichnet werden, ist es nicht möglich, eine Triggerentscheidung zu fällen. Die Zwischenspeicherung der Informationen aller Teildetektoren der letzten 27 bis 35 BCs in zentral synchronisierten Datenketten, den sogenannten „Pipelines“, läßt in der Zeit bis zu 2.3 μs nach der Kollision ein erstes totzeitfreies Triggerurteil für das zuerst registrierte Ereignis zu. So behindert diese erste Stufe L1 (für *Level 1*), welche die Tauglichkeit der Daten überprüft, nicht die Erfassung neu entstehender Ereignisse.

Die Triggerentscheidung basiert auf den spezifischen Basisinformationen der neun verschiedenen Triggersysteme der einzelnen Subdetektoren, die als Triggerelemte bezeichnet werden. Die parallel zu den Pipelines arbeitende zentrale Triggerlogik [Kr92] kombiniert die Triggerelemente zu 128 verschiedenen Subtriggern. Ein logisches „ODER" all dieser Subtrigger führt zu einem positiven Triggersignal. Im Falle einer positiven Triggerentscheidung sendet die Triggerlogik ein „L1-Keep"-Signal an alle Detektorkomponenten, was zu einem Anhalten der Pipelines führt. Die Totzeit der Datennahme beginnt, so daß keine weiteren Daten mehr aufgezeichnet werden können. Auf diese Weise reduziert der L1-Trigger die Eingangsrate von 50–100 kHz auf eine Ausgangsrate von ca. 1 kHz.

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse stützt sich auf die drei Subtrigger „LAr_electron_1", "LAr_Etrans>0" für die neutralen und „LAr_Etmiss>0" für die geladenen Stromereignisse des Flüssig-Argon-Triggersystems [H1C93, H1R93]. Alle drei Subtrigger setzen sich je aus einem Triggerelement des Flüssig-Argon-Kalorimeters, zwei Elementen des Spurkammersystems und der Information des Flugzeitzählers zusammen. Um eine positive Triggerentscheidung herbeizuführen, darf neben einer erfüllten Bedingung im Kalorimeter das TOF kein Veto einlegen. Weiterhin muß das Signal in zeitlicher Übereinstimmung mit einem entweder vom z-Vertex- bzw. FWD-RAY-Trigger [Ei92] oder vom DC-RPHI-Trigger [Wo92] bestimmten Zeitpunkt T_0 der Wechselwirkung sein, um ein Überschwemmen der Daten mit Untergrundereignissen zu vermeiden. Den Wert für das T_0 des z-Vertex-Triggers bestimmen die sehr schnellen zentralen Vieldrahtproportionalkammern zusammen mit der Proportionalkammer des ersten Supermoduls der Vorwärtsspurkammer. Die Jetkammern CJC1/2 liefern neben den Spurinformationen für den FWD-RAY-Trigger auch eine T_0-Information.

Ausgangspunkt für die Triggerelemente des Flüssig-Argon-Kalorimeters sind die schon in Abschnitt 4.2.2 erwähnten Triggergroßtürme, die Energiedepositionen oberhalb einer bestimmten Rauschschwelle besitzen. Das Triggerelement für den kalorimetrischen Subtrigger „LAr_Etrans>0" fordert für die totale transversale Energie im Flüssig-Argon-Kalorimeter

$$E_T = \sum_i E_i \sin(\vartheta_i),$$

wobei die Summation über alle Triggergroßtürme erfolgt, einen Wert von mehr als 5 GeV. Die vektoriell gebildete Summe der transversalen Impulse aller Triggergroßtürme ermöglicht es, tiefinelastische Ereignisse des geladenen Stroms zu selektieren. Der gemessene fehlende Transversalimpuls $p_{T,miss}$ muß eine Energieschwelle von 3 GeV übersteigen, damit der Subtrigger „LAr_Etmiss>0" angesprochen wird. Während der Subtrigger „LAr_electron_1" in einem Großturm eine elektromagnetische Mindestenergie in Abhängigkeit vom Polarwinkel verlangt, darf die innerhalb des Turmes im hadronischen Teil des Kalorimeters deponierte Energie einen bestimmten Schwellenwert nicht überschreiten. Die Bedingungen für das entsprechende Triggerelement sind:

	Central Barrel	*Forward Barrel*	*Inner Forward*
elm. Schwelle	8 GeV	10 GeV	40 GeV
hadr. Veto	3 GeV	4 GeV	10 GeV

Tabelle 4.2: *Schwellenwerte des „LAr_electron_1“ Triggerelementes*

Die Schwellenwerte aller drei verwendeten Subtrigger waren während der gesamten Datennahme nahezu stabil (>97%) und lagen oberhalb der aufgrund des elektronischen Rauschens registrierten Energien. Zur Bestimmung der Triggereffizienzen dienen die von T_0 unabhängigen Subtrigger des gesamten Spurkammersystems als Referenz. Die Effizienz der Subtrigger bei den angegebenen Schwellenwerten sollte etwa 50% betragen. Die drei unabhängigen Bedingungen für einen positiven Subtrigger-Entscheid, die sich auf physikalisch gegebene Ereignissignaturen beziehen, können jedoch auch bei einer zufälligen Überlagerung zweier Untergrundereignisse erfüllt sein.

Zweite Triggerstufe L2

Das „L1-Keep“-Signal aktiviert die zweite Triggerstufe, deren Entscheidungsfindung ebenfalls ausschließlich auf *Hardware* beruht, und die Signalauslese der einzelnen Detektorkomponenten wird gestartet. Aufgrund eines längeren Zeitintervalls von 20 μs, welches dem L2-Trigger zur Verfügung steht, können komplexere topologische Korrelationen der bereits nutzbaren Informationen zur Beurteilung der Ereignisse herangezogen werden. Das Verwerfen von Ereignissen durch den L2-Trigger soll die Signalrate auf 200 Hz senken.

Dritte Triggerstufe L3

In der dritten Stufe beginnt die Ereignisbildung, d.h. die Informationen der einzelnen Subdetektoren werden mit Hilfe von *Software* zusammengefaßt, und es wird mit der Ereignisauswertung begonnen. Bei einer Entscheidungszeit von 800 μs soll der L3-Trigger die Ereignisrate auf 50 Hz reduzieren.

Während der Datennahme im Jahre 1993 waren der L2- und L3-Trigger nicht aktiv, d.h. sie lieferten nur „L2/L3-Keep“-Signale und verwarfen somit keine Ereignisse.

Vierte Triggerstufe L4

Diese Ebene kann nun die gesamten ausgelesenen Rohdaten aller Detektorbausteine zur Entscheidungsfindung heranziehen. Eine „Filter-Farm“, bestehend aus parallel arbeitenden Microcomputern (RISC-Prozessoren), führt eine schnelle partielle Rekonstruktion der Daten durch. Mit Hilfe von Filteralgorithmen verwirft der L4-Trigger Ereignisse, die z.B. bestimmte Vertex- oder Energiebedingungen nicht erfüllen [Ha93]. Liegt eine positive Triggerentscheidung vor, wird die laufende Rekonstruktion sofort abgebrochen. Zusätzlich beginnt der Datentransfer und das Abspeichern der Rohdaten auf Magnetband-Kassetten (*Cartridges*). Angestrebt für diese vierte Ebene ist eine Ausgangsrate von 5 Hz bei Sollluminosität.

4.3.3 Datenrekonstruktion und L5-Klassifikation

Parallel zur weiteren Datennahme führt das Programmpaket H1REC [H1REC] eine vollständige Rekonstruktion der Ereignisse auf Basis der Rohdaten durch. So werden zum Beispiel mit Hilfe der angesprochenen Drähte (*Hits*) im gesamten Spurkammersystem die Spuren der geladenen Teilchen rekonstruiert und die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes ermittelt. Ist keine Bestimmung des Wechselwirkungspunktes möglich, so erfolgt eine Setzung des Vertex' auf einen bestimmten Wert. Die im Flüssig-Argon-Kalorimeter aufgenommenen Ladungssignale werden in Energien umgerechnet. Eine auf jeden einzelnen Kanal angwandte Rauschunterdrückung in Abhängigkeit von der Standardabweichung des Rauschspektrums im jeweiligen Kanal führt zu einer Verbesserung der Datenqualität. Nach einer Korrektur der verbleibenden Signale auf Energieverluste aufgrund inaktiver Detektorbereiche faßt ein Algorithmus benachbarte Kalorimeterzellen, in denen Energiedepositionen vorliegen, zu „*Clustern*" zusammen. Der Clusteralgorithmus ist auf die Schauerform von Photonen und Elektronen in der Weise optimiert, daß elektromagnetische Schauer in der Regel einen Cluster bilden [Go91]. Die räumlich sehr weite Verteilung der hadronischen Schauer führt meist zu Energiedepositionen in mehreren Clustern. Die Signale hadronischen Ursprungs werden durch das Verfahren der Gewichtung umskaliert, wie schon in Kapitel 4.2.2 angedeutet. Die physikalische Analyse berücksichtigt nur Zellen bzw. Cluster mit Energien oberhalb bestimmter Rauschschwellen. Ebenso erfolgt eine vollständige Rekonstruktion aller anderen Detektorkomponenten, wie z.B. BEMC und Instrumentiertes Eisen.

Eine sogenannte L5-Klassifizierung [HHuf] weist nun die vollständig rekonstruierten Reaktionen bestimmten Ereignisklassen zu, um auf Ereignisse bestimmter Prozesse in einer späteren Analyse leichter zugreifen zu können. Die nicht exklusive Einteilung erfolgt nach physikalischen Gesichtspunkten, d.h. nach Ereignistopologien physikalischer Reaktionen. Während sich zum Beispiel die tiefinelastische ep-Streuung des neutralen Stromes bei hohen Impulsüberträgen Q^2 durch das gestreute Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter auszeichnet, erwartet man bei Reaktionen des geladenen Stromes einen großen fehlenden Transversalimpuls. Die klassifizierten Ereignisse werden auf als POTs (für *Production Output Tape*) bezeichneten Magnetband-Kassetten gespeichert. Eine Klassifikation unter Anwendung verschärfter Bedingungen zur Unterdrückung des Untergrundes erlaubt es, die Daten teilweise auf Festplatten zu schreiben. Diese DSTs (für *Data Summary Tape*) sind der Ausgangspunkt für die weitere physikalische Analyse. Jedes Ereignis ist durch eine Lauf- (*Run*-) und eine Ereignisnummer (*Event-Number*) gekennzeichnet.

4.3.4 Monte-Carlo-Simulationen und Datenverwaltung

Studien mit Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren, welche physikalische Prozesse simulieren, ermöglichen einen Vergleich der im Experiment aufgezeichneten Daten mit der Erwartung gemäß des Standardmodells oder neuer „exotischer Signale". Die dafür notwendige Normierung basiert auf theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitten und der gemessenen Luminosität. Um ein realistisches Bild zu gewinnen, passieren alle mit Generatoren erzeugten Ereignisse ein detailliertes Monte-Carlo-Simulationsprogramm des H1-Detektors, einschließlich aller Akzeptanzen, Auflösungen, Effizienzen und des elektronischen Rauschens. Dieses Programmpaket H1SIM [H1SIM] arbeitet auf der Basis von GEANT [Br87]. Die Detektorsimulation hat sowohl die Aufgabe, die aus Ereignisgeneratoren gewonnenen Teilchen, die in Form von Vierervektoren als Eingabe für H1SIM dienen, zu verfolgen, als auch Zerfälle und Reaktionen am Detektormaterial nachzubilden und so die Signale, die in den einzelnen Detektorkomponenten entstehen, zu simulieren. Die Ausgabe von H1SIM entspricht weitestgehend den Informationen, die der H1-Detektor liefert. Die so simulierten Monte-Carlo-Ereignisse unterliegen dann der gleichen Rekonstruktion und Ereignisklassifikation wie die Daten.

Alle Informationen der rekonstruierten Ereignisse, sowohl der H1-Daten als auch der simulierten Monte-Carlos, werden in „Datenbänken" zusammengefaßt. Die Verwaltung dieser Datenbänke übernimmt das dynamische Bankverwaltungssystem BOS [Bl88]. In Verbindung mit dem Paket FPACK [Blob] gelingt eine vom Rechnertyp unabhängige Abspeicherung der BOS-Bänke. Das physikalische Analysepaket H1PHAN [MErd] ermöglicht einen einfachen Zugriff auf die BOS-Bänke, so daß zum Beispiel physikalische Objekte sofort in Form von Vierervektoren abrufbar sind. Eine visuelle Darstellung der rekonstruierten Ereignisse gestattet das *Event-Display* H1ED+LOOK [Bl90].

4.3.5 DST-Ereignisklassifikation

Das Ziel der L5-Ereignisklassifikation [HHuf] ist es, nach der vollen Rekonstruktion aufgrund der Ereignistopologien aus den aufgenommenen Daten Kandidaten verschiedener physikalischer Reaktionen für die Analyse herauszufiltern. Eine Zuweisung eines Ereignisses zu einer bestimmten physikalischen Klasse erfolgt nach Anwendung einfacher Schnitte auf nur sehr gut gemessene und verstandene Größen, wie z.B. den transversalen Energiefluß E_T oder den fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$. Um einen Verlust physikalisch interessanter Reaktionen zu vermeiden, werden keine komplizierten Größen, die z.B. sensitiv auf Kalibrationsprobleme einzelner Detektormodule sind, benutzt. Aus dem gleichen Grund werden auch keine kombinierten Objekte, wie Cluster-Spur-Kombinationen, berücksichtigt. Weiterhin zieht die Ereignisklassifizierung keine Subtriggerinformationen zur Selektionsentscheidung heran.

Die sehr schwach restriktiven Schnitte führen dazu, daß nahezu sämtliche Ereignisse eines physikalischen Prozesses der für diese Reaktionen entsprechend vorgesehenen Klasse zugewiesen werden. Dadurch fallen aber auch Ereignisse anderer physikalischer Wechselwirkungen und Untergrund in diese Klasse, was zu einer Kontamination führt.

Die für die hier vorgestellte Analyse zugrundeliegenden physikalischen Ereignisklassen sind „NCHQSQ“ und „EWKCC“. NCHQSQ steht abkürzend für *Neutral Current High Q^2 events* und EWKCC für *Electro Weak Charge Current events*.

Physikalische Ereignisklasse NCHQSQ

Die physikalische Ereignisklasse NCHQSQ bezieht sich auf tiefinelastische Ereignisse des neutralen Stromes, bei denen das Elektron mit einem großen transversalen Impuls p_T ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreut wird. Diese Ereignisse zeichnen sich durch einen hohen Impulsübertrag von $Q^2 \geq 100\ GeV^2$ aus. Diese Grenze ist jedoch nicht scharf bestimmt, da der Impulsübertrag nicht nur vom Streuwinkel ϑ des Elektrons abhängt, sondern auch vom Impulsbruchteil x des Protons, den das am harten Prozeß wechselwirkende Quark trägt (Born-Niveau). Weiterhin unterliegt diese Q^2-Grenze einer Verschmierung aufgrund der durch die Paketlängen von Elektronen und Protonen in den Strahlen verursachten breiten Wechselwirkungszone. Eine Zuweisung zu dieser Ereignisklasse erfolgt nur, wenn die aufgenommenen Daten einer Reaktion bestimmte Kriterien erfüllen:

- Das gesamte Ereignis muß in p_T ausbalanciert sein, d.h. der aus der vektoriellen Summe der in den Kalorimetern gemessenen Impulse bestimmte fehlende Transversalimpuls $p_{T,miss}$ darf $40\ GeV$ nicht überschreiten. Bei der Summation wird hier, wie auch im weiteren Verlauf der Arbeit, zusätzlich zu den zentralen Kalorimetern das Instrumentierte Eisen herangezogen.

- Die transversale Energie E_T eines geforderten Elektronkandidaten muß eine bestimmte Bedingung in Abhängigkeit vom Polarwinkel erfüllen. Ein Elektronkandidat ist definitionsgemäß ein Cluster im Flüssig-Argon-Kalorimeter, in dem sich 50% der deponierten Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters befindet, sofern der Clusterschwerpunkt der Energiedeposition einen 5° großen Azimutalwinkelabstand von elektromagnetischen Kalorimeterlücken in der $r\varphi$-Ebene („φ-Cracks“) aufweist. Im Bereich der φ-Cracks unterliegen die Cluster nicht dieser Bedingung an den elektromagnetischen Energieanteil, so daß dort die elektromagnetischen Schauer weit in die hadronische Komponente hineinreichen dürfen. Die Berechnung der transversalen Energie E_T stützt sich auf die einzelnen Zellen der Clusterkandidaten.

ϑ-Bereich	$10° < \vartheta < 45°$	$45° < \vartheta < 100°$	$100° < \vartheta < 160°$
$E_{T,min}$	$8\ GeV$	$5\ GeV$	$5\ GeV$

Tabelle 4.3: *E_T-Forderung für Elektronkandidat in der NCHQSQ Ereignisklasse*

Der transversale Energiefluß E_T muß eine Mindestenergie $E_{T,min}$ in Abhängigkeit vom Polarwinkel ϑ des Clusters nach Tabelle 4.3 überschreiten.

- Die Forderung einer Mindestenergie von mehr als 10 GeV im Flüssig-Argon-Kalorimeter außerhalb eines Zylinders, der durch den Cluster des Elektronkandidaten und parallel zur Strahlachse mit einem Radius von 25 cm verläuft, unterdrückt ein Überschwemmen der Ereignisklasse mit Halo-Myonen. Die Abbildung 4.6 gibt die typischen Energiedepositionen eines solchen Ereignisses wieder.

- Um auch im Grenzbereich zwischen BBE und BEMC sensitiv zu sein, genügen auch Ereignisse, die im Winkelbereich $145° < \vartheta < 165°$ eine mit ausschließlich den zentralen Jetkammern rekonstruierte „gute Spur" aufweisen, ungeachtet aller anderen Bedingungen der NCHQSQ Klasse. Die Definition einer „guten Spur" ist dabei wie folgt:

    1. Der Transversalimpuls der Spur muß größer als 0.2 GeV sein, um niederenergetische Teilchen auszuschließen.
    2. Eine erforderliche Anzahl von mindestens 10 Hits für die Spur, garantiert die Qualität der Rekonstruktion.
    3. Die DCA darf 2 cm nicht überschreiten. Diese Forderung schließt Spuren, die von Strahl-Wand-Ereignissen herrühren, aus.
    4. Der radiale Abstand zur Strahlachse des ersten Hits, der zur Rekonstruktion der Spur beiträgt, muß für eine präzise Impulsmessung kleiner als 30 cm sein.
    5. Abschließend wird zur groben Unterdrückung von Strahl-Gas-Ereignissen gefordert, daß der Ursprung der Spur innerhalb eines Bereiches von 1 m entlang der z-Achse um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegt.

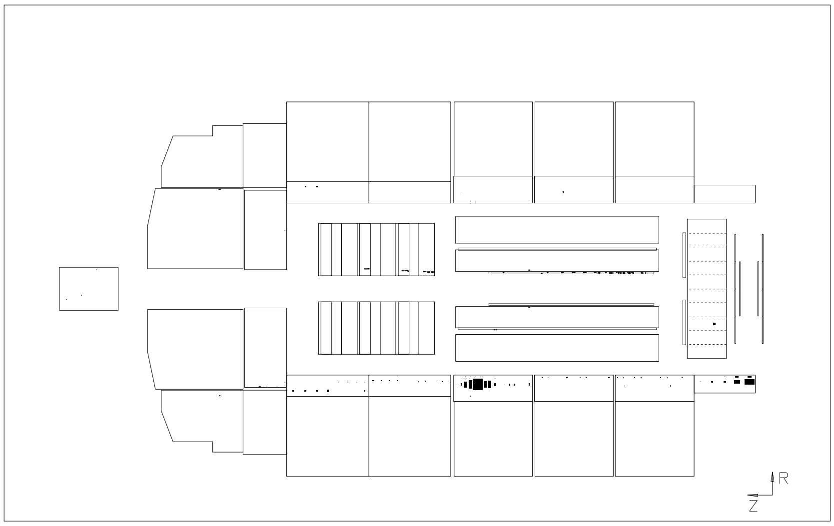

Abbildung 4.6: *Ein H1-Datenereignis mit einem Halo-Myon*

Die DST-Ereignisselektion NCHQSQ, auf welche sich die weitere Analyse stützt, enthält immer noch einen hohen Untergrundanteil. So kann bei Photoproduktionsereignissen, in denen das Elektron aufgrund des kleinen Impulsübertages Q^2 nicht ins Flüssig-Argon-Kalorimeter gestreut wird, eine Fehlinterpretation vorliegen, so daß Hadronen, Photonen oder überlappende Schauer als Kandidaten für das auslaufende Elektron angesehen werden. Wegen des um zwei Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion gegenüber der tiefinelastischen Streuung stellen diese Ereignisse einen großen Teil des Untergrundes dar, der jedoch schon zum Teil durch den Schnitt in E_T eingedämmt wird. Weiterhin stezt sich der Untergrund aus falsch interpretierten Strahl-Gas-Ereignissen, Strahl-Rohr-Ereignissen und kosmischen Myonen zusammen.

Physikalische Ereignisklasse EWKCC

Während die neutralen Stromereignisse der tiefinelastischen ep-Streuung im Transversalimpuls ausbalanciert sind, charakterisiert ein hoher fehlender Transversalimpuls $p_{T,miss}$ die Ereignisse des geladenen Stromes, da ein Nachweis und somit eine Impulsmessung des auslaufenden Neutrinos nicht möglich ist. Die Aufgabe der Ereignisklasse EWKCC besteht darin, aus der Fülle der aufgenommenen Daten, Kandidaten für geladene Stromreaktionen zu selektieren. Dazu müssen die in Frage kommenden Ereignisse folgende Erwartungen erfüllen:

- Das gesamte Ereignis muß sich durch einen fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$ von mindestens 10 GeV auszeichnen.
- Zusätzlich ist eine „gute Spur“ im vorwärtigen oder zentralen Spurkammerbereich erforderlich, um den Untergrund zu mindern. Im Gegensatz zur NCHQSQ-Klasse ist die „gute Spur“ hier unter Berücksichtigung eines Vertex' zu rekonstruieren. Eine „gute Spur“ im Vorwärtsbereich liegt vor, wenn Segmente der planaren Driftkammern getroffen wurden. Die Definition im zentralen Bereich ähnelt stark den im Falle der NCHQSQ-Klasse gestellten Anforderungen an eine „gute Spur“:
    1. Die maximal erlaubte DCA beträgt 5 cm.
    2. In Verbindung mit dem maximal zulässigen radialen Abstand zur Strahlachse des ersten Hits von 30 cm muß die rekonstruierte Spur eine radiale Mindestlänge von 10 cm aufweisen.
    3. Auch hier wird der Beginn der rekonstruierten Spur in einem Bereich von 1 m entlang der Strahlachse um den Koordinatenursprung gefordert.

Die mit diesen Schnitten erzielte Ereignisklasse EWKCC besteht im wesentlichen aus Untergrundereignissen. Den größten Anteil stellen dabei Halo-Myonen und kosmische Ereignisse. Die für die Analyse interessanten Ereignisse müssen durch geschickte Schnitte herausgefiltert werden.

Kapitel 5

Ereignisselektion

Die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen basiert auf einer untergrundfreien und möglichst vollständigen Ereignisselektion der tiefinelastischen Streuung, die in diesem Kapitel beschrieben wird. Ausgangspunkt sind die mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten. Bei der Auswahl der Daten ist zwischen Reaktionen des neutralen und des geladenen Stromes zu unterscheiden. Während die Ereignisse des neutralen Stromes ein gestreutes Elektron im Endzustand enthalten, ist das auslaufende Neutrino in den geladenen Stromreaktionen nicht experimentell nachweisbar.

5.1 Selektion der neutralen Stromereignisse

Die Topologie eines Leptoquarkereignisses, falls ein Zerfall des exotischen Teilchens in ein Elektron und Quark vorliegt, oder eines Leptogluonereignisses unterscheidet sich nicht von der Topologie tiefinelastischer Ereignisse des neutralen Stromes. Deshalb und weil in den exotischen Prozessen ein p_T-starkes Elektron, wie in Kapitel 3.1.5 dargestellt, im Flüssig-Argon-Kalorimeter erwartet wird, kann bei der Selektion auf die in Abschnitt 4.3.5 beschriebene DST-Ereignisklasse NCHQSQ zurückgegriffen werden. In diesem Falle dient eine gemeinsame Selektion für die Leptoquark- und Leptogluon-Analyse.

Um einen möglichst untergrundfreien Ereignissatz herauszufiltern, wird eine sehr gute Identifikation des gestreuten Elektrons benötigt. Eine präzise Energiemessung und eine gute Winkelauflösung bei der Elektronerkennung begünstigen auch eine genaue Berechnung der Kinematik des Ereignisses. Grundlage für die hier vorgestellte Selektion sind die mit dem H1-Detektor im Jahre 1993 aufgenommenen Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 418 \pm 21\ nb^{-1}$. Aus der Fülle der aufgezeichneten Daten sind ca. 140000 Ereignisse der NCHQSQ-Ereignisklasse zugewiesen worden. Die Tabelle 5.1 faßt die Ereigniszahlen der einzelnen Selektionsstufen für die Analyse des neutralen Stromes (NC für **N***eutral* **C***urrent*) zusammen.

5.1.1 Elektronidentifikation

Zur Vermeidung der schon angesprochenen Fehlerkennungen, in denen hadronische Cluster als Elektronkandidaten bezeichnet werden, kann die Berücksichtigung der topologisch unterschiedlichen Formen der von Elektronen und hadronischen Jets induzierten Schauer beitragen. Während die Elektronen ihre hohen Energien in meist wenigen Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters deponieren („schmaler heißer Schauer"), beinhalten für einen im allgemeinen transversal breit gefächerten hadronischen Schauer viele einzelne Kalorimeterzellen geringe Energieansammlungen („breiter kalter Schauer"). Dementsprechend sollte das auslaufende Elektron sowohl für tiefinelastische als auch für Leptoquark-Ereignisse das p_T-stärkste Energiecluster hervorrufen (s.a. letzter Abschnitt). Als Grundlage der Erkennung des gestreuten Elektrons wird daher ein schmaler Zylinder mit einem Radius von 15 cm gewählt [Me94][1]. Die Zylinderachse verläuft durch den bei der Rekonstruktion gewonnenen Vertex und den Schauerschwerpunkt des p_T-stärksten elektromagnetischen Clusters. Die Einstufung eines Clusters als elektromagnetisch erfolgt, wenn mindestens 80% der Clusterenergie im elektromagnetischen Teil angehäuft ist. Die Energie des Elektronkandidaten ergibt sich aus der Summe der Energiedepositionen in den Kalorimeterzellen, die sich innerhalb des beschriebenen Zylinders befinden. Vom Vertex aus gesehen erstreckt sich dabei der Zylinder auf das elektromagnetische Kalorimeter und auf die erste Lage des hadronischen Kalorimeters. Die erste hadronische Lage kann besonders in der zentralen Kalorimeterregion noch einige Prozent der Elektronenergie enthalten, die so berücksichtigt wird. Durch die Nutzung der Kalorimeterzellen anstelle der rekonstruierten Cluster erzielt man eine verbesserte Energiemessung, insbesondere wenn der Elektronschauer Bereichsgrenzen oder Inhomogenitäten im Detektor berührt, was zur Bildung von Nebenclustern oder Energieverlusten führen kann. Der Polarwinkel ϑ_e des Elektronkandidaten bestimmt sich aus dem Clusterschwerpunkt und dem in der Rekonstruktion bestimmten Vertex.

Um breit gestreute hadronische Schauer von Elektronkandidaten zu trennen, darf die in einem Hohlzylinder nachgewiesene Energie eine obere Schranke von 1.2 GeV nicht überschreiten. Der Hohlzylinder umgibt dabei mit einem inneren und äußeren Radius von 15 cm bzw. 30 cm den bereits oben definierten Zylinder und besitzt die gleiche Tiefe. Ein dritter Zylinder mit einem Radius von 30 cm hinter dem Hohlzylinder im hadronischen Teil des Kalorimeters sollte für Elektronen keine Energie enthalten. Eine dort maximal zulässige Energieansammlung von 0.5 GeV reduziert die Wahrscheinlichkeit, daß Pionen für Elektronen gehalten werden. Basierend auf der Kompaktheit elektromagnetischer Schauer gegenüber hadronischer Schauer wird zusätzlich verlangt, daß 50% der gesamten Clusterenergie auf die vier energiereichsten Kalorimeterzellen konzentriert sind.

Ein weiterer Parameter, die Energie in der ersten elektromagnetischen Lage innerhalb des ersten Zylinders, dient zur Verringerung einer Kontamination der Ereignisselektion

[1] Diese Elektronidentifikation wurde in Anlehnung an die „HADES"- und „ELAN"-Arbeitsgruppe der H1-Kollaboration verwendet.

mit Halo-Myonen. Während Halo-Myonen sehr häufig ausschließlich eine Lage des Kalorimeters durchdringen, verlieren Elektronen nur einen Teil ihrer Energie in der ersten Kalorimeterschicht. Aufgrund dieser Tatsache darf der in der ersten Lage gemessene Energieanteil nicht mehr als 90% der Gesamtenergie innerhalb des Zylinders ausmachen. Um kosmische Myonen als Elektronkandidaten auszuschließen, ist in einem Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von 5° in Richtung des Clusterkandidaten keine Myonspur im Instrumentierten Eisen erlaubt.

Energieverluste treten an allen Kalorimeterlücken auf. Die durch die φ-Cracks hervorgerufenen größten Meßfehler führen zum Teil dazu, daß eine Identifikation des gestreuten Elektrons nicht mehr möglich ist. Daher muß der Azimutalwinkel des Clusterschwerpunktes einen Mindestabstand von 2° zur nächsten φ-Lücke aufweisen. In z-Richtung stellt besonders der Übergangsbereich zwischen BBE und BEMC eine Problemzone dar. Zwischen diesen beiden Detektorkomponenten erstreckt sich ein inaktiver Raum, durch den die Signalkabel geführt werden. Da in dieser Zone keine zufriedenstellende Energiemessung durchführbar ist, werden Elektronkandidaten, bei denen eine gerade Verbindung zwischen Vertex und Schauerschwerpunkt des Clusters das BEMC berührt, nicht akzeptiert. Dies impliziert eine Beschränkung des auf den nominellen Wechselwirkungspunkt bezogenen Polarwinkels auf ca. 152° für das auslaufende Elektron. Korrekturfaktoren (1.051 für BBE und 1.031 für CB, FB und IF) gleichen die durch Rauschunterdrückung hervorgerufenen Energieverluste teilweise aus [CLe95]. Auf diese Weise gelingt eine Energieauflösung von 12-13%$\cdot\sqrt{GeV}/\sqrt{E}$ für die gestreuten Elektronen. Die Effizienz, das korrekte gestreute Elektron in der tiefinelastischen Streuung zu identifizieren, wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation zu ca. 98% bestimmt [Me94, CLe95].

Bei der Suche nach dem gestreuten Elektron in der tiefinelastischen ep-Streuung (DIS) ist es von großem Nutzen, die Topologie der Ereignisse schon in diesem Selektionsstadium mit zu berücksichtigen. Da die transversalen Impulse der einlaufenden Strahlteilchen e und p vernachlässigbar sind, müssen sich die Transversalimpulse des auslaufenden Elektrons und des hadronischen Endzustandes kompensieren. Dies rechtfertigt auch die oben gemachte Annahme, daß das Elektron den p_T-stärksten Cluster verursacht. Die vektorielle Summation über aller Energiezellen, die nicht zum Elektronkandidaten beitragen, einschließlich der Energien im BEMC und im Instrumentierten Eisen, ergibt den hadronischen Impulsvektor. Zur Unterdrückung von Ereignissen, die nicht aus ep-Stößen stammen, wird gefordert, daß der zum Elektron parallele Anteil des hadronischen Transversalimpulses mindestens 20% des transversalen Elektronimpulses betragen muß. Falls die Berechnung der kinematischen Variable y_e mittels der Elektronmethode einen größeren Wert als 0.9 liefert, bezweckt die Bedingung, daß der Transversalimpuls des Elektronkandidaten einen Wert von 5 GeV zu überschreiten hat, eine erste grobe Unterdrückung der durch Photoproduktion induzierten Untergrundereignisse (vgl. auch Abb. 5.2).

Nach Anwendung der so definierten Elektronidentifikation auf die NCHQSQ-Klasse verbleiben noch 3730 Ereignisse. Darauf kann nun die weitere Selektion aufgebaut werden.

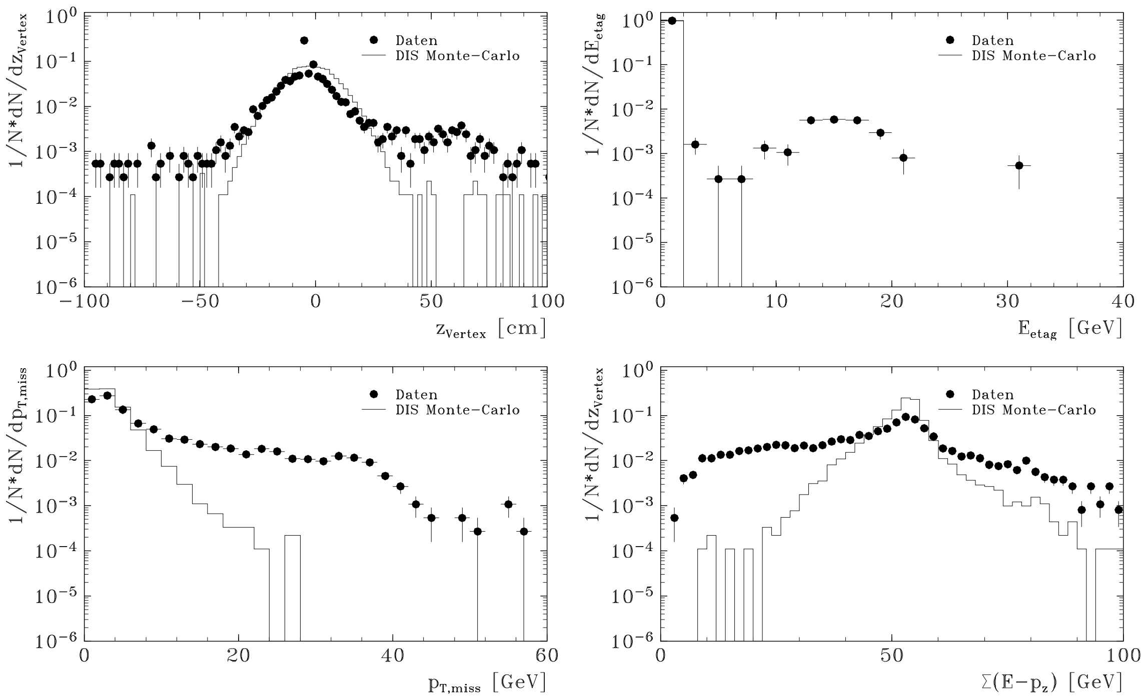

Abbildung 5.1: *Daten-Qualitäts-Verteilungen für Ereignisse der NCHQSQ-Klasse, in denen ein Elektron identifiziert wurde; die H1-Daten werden durch Punkte mit Fehlerbalken und die DIS-Vorhersage mittels Histogrammen dargestellt; aufgetragen sind:*
(*a*) *z-Koordinate des Vertex' z_{Vertex}*
(*b*) *Energie im Elektron-Tagger E_{etag}*
(*c*) *Fehlender Transversalimpuls $p_{T,miss}$ des gesamten Ereignisses*
(*d*) *Die Energie-Impuls-Erhaltungsgröße $\sum(E - p_z)$ des Ereignisses*

5.1.2 Selektionskriterien

Abbildung 5.1 weist auf einen immer noch bestehenden hohen Untergrundanteil in den 3730 ausgelesenen Ereignissen hin, da auf diesem Niveau der Selektion starke Abweichungen zwischen den auf eins normierten Verteilungen der Daten und der DIS-Erwartung zu beobachten sind. Die erwarteten Verteilungen für die tiefinelastische Streuung wurden mit einem voll simulierten und rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignissatz gewonnen. Der Generation der DIS-Ereignisse mit dem Monte-Carlo-Generator LEPTO lagen die in Kapitel 3.3 angegebenen Parameter zugrunde. Die Spitzen in der z_{Vertex}-Verteilung bei -4.3 *cm* bzw. -0.6 *cm* beruhen auf der Zuweisung dieser Werte in Abhängigkeit von der *RUN-NUMBER* während der Rekonstruktion der Daten, wenn die Ereignistopologie keine experimentelle Bestimmung zuließ. Die Einträge oberhalb von 40 *GeV* in der

$p_{T,miss}$-Verteilung sind eine Folge der aufgrund der alternativen Spurbedingung in der NCHQSQ-Ereignisklassifikation akzeptierten Ereignisse. Die Dateneinträge in den Histogrammen der gemessenen Energie E_{etag} im Elektrontagger und der Größe $\sum(E - p_z)$ deuten auf eine Kontamination mit Photoproduktionsereignissen hin. Eine genaue Diskussion dieser Meßgrößen erfolgt weiter unten.

Die Aufgabe der folgenden Selektion besteht nun darin, den Untergrund stark zu reduzieren. Dazu müssen die Ereignisse, in denen sich ein identifiziertes Elektron findet, folgenden Anforderungen genügen:

1. Es muß ein aus der Ereignistopologie rekonstruierter Vertex mit einer z-Koordinate im Bereich $|z_{Vertex} - \bar{z}_{Vertex}| < 50\ cm$ (mit $\bar{z}_{Vertex} = -4\ cm$ als Mittelwert der Verteilung) existieren.

2. An den Transversalimpuls $p_{T,e}$ und den Polarwinkel ϑ_e des erkannten Elektrons sind die Bedingungen gestellt:

   - $p_{T,e} > 7\ GeV$
   - $10° < \vartheta_e < 145°$

3. Für den totalen fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$, bestimmt aus den zentralen Kalorimetern und dem Instrumentierten Eisen, ist gefordert: $p_{T,miss} < 15\ GeV$

4. Der Forderung der Energie-Impuls-Erhaltung des gesamten Ereignisses im Idealfall $\sum(E - p_z) = 2 \cdot E_e^0$, wobei E_e^0 die Energie des einlaufenden Elektrons bezeichnet und die Summe über alle Energiedepositionen läuft, wird in Form von $30\ GeV < \sum(E - p_z) < 70\ GeV$ Rechnung getragen.

5. Die gemessene Energie E_{etag} im Elektron-Tagger des Luminositätsmonitors darf $5\ GeV$ nicht überschreiten.

6. Die mit dem gemessenen Elektron berechnete Skalen-Variable y_e unterliegt der Bedingung: $0.05 < y_e < 0.95$

7. Ereignisse, die auf „Coherent Noise“ beruhende Energiecluster aufweisen, werden mit Algorithmen, die auf den gut verstandenen Rausch-Schauerformen basieren, verworfen [MErd]. „Coherent Noise“ im Flüssig-Argon-Kalorimeter wird durch benachbarte Ausleseeinheiten, in denen das elektronische Rauschen in Phase ist, hervorgerufen. Die auf diese Weise entstehenden Signale können von der gleichen Größenordnung sein, wie die Signale hochenergetischer Teilchen, so daß die vorgetäuschten Energiedepositionen verschiedene Trigger im Kalorimeter auslösen können.

8. Schließlich soll ein akzeptiertes Datenereignis mindestens einen der beiden Flüssig-Argon-Subtrigger „LAr_electron_1“ und/oder “LAr_Etrans>0“ ausgelöst haben.

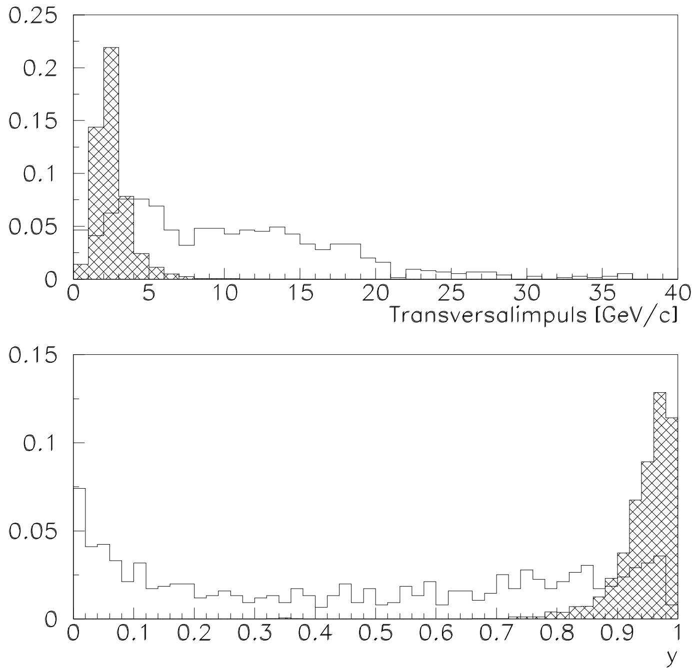

Abbildung 5.2: *Vergleich zwischen Spektren von tiefinelastischen Ereignissen und Photoproduktionsereignissen (schraffiert), bei denen Elektronkandidaten nach voller Simulation und Rekonstruktion gefunden wurden (aus [Me94]); die γp-Verteilung ist um den Faktor 5 reduziert dargestellt*

Die Forderungen (1), (2) und (3) unterdrücken sowohl den durch Strahl-Gas- und Strahl-Rohr-Reaktionen induzierten Untergrund als auch kosmische Myonen. Der Schnitt (4) in der Erhaltungsgröße $\sum(E - p_z)$ bewirkt eine sehr wirkungsvolle Verwerfung von Ereignissen mit einem Energieflußverlust in Rückwärtsrichtung entlang der Strahlröhre. Dazu gehören zum Beispiel Ereignisse, in denen das einlaufende Elektron vor der eigentlichen harten Streuung ein energiereiches Photon γ in Flugrichtung abstrahlt. Zusammen mit der Bedingung (5) werden durch die Forderung (4) auch Photoproduktionsereignisse mit einem mißidentifizierten Elektron im Flüssig-Argon-Kalorimeter verworfen, da das wahre Elektron entlang der Strahlröhre aus dem zentralen Detektor entweicht und gegebenenfalls im Elektrontagger nachgewiesen werden kann (vgl. auch Kapitel 4.2.6). Die Forderung (5) wirkt zusätzlich DIS-Ereignissen, denen z.B. ein Bethe-Heitler-Prozeß überlagert ist, entgegen. Für Ereignisse der tiefinelastischen Streuung bei hohen quadrierten Impulsüberträgen werden nämlich keine Energiedepositionen im Elektrontagger des Luminositätssystems erwartet, wie es die Abbildungen 5.1 und 5.4 widerspiegeln.

Der obere Schnitt in der kinematischen Variable y_e vermeidet Regionen, in denen QED-Strahlungskorrekturen von großer Bedeutung sind. Zusätzlich diskriminiert er, wie auch die Bedingung (2) an den Transversalimpuls $p_{T,e}$ des gestreuten Elektrons, weiteren

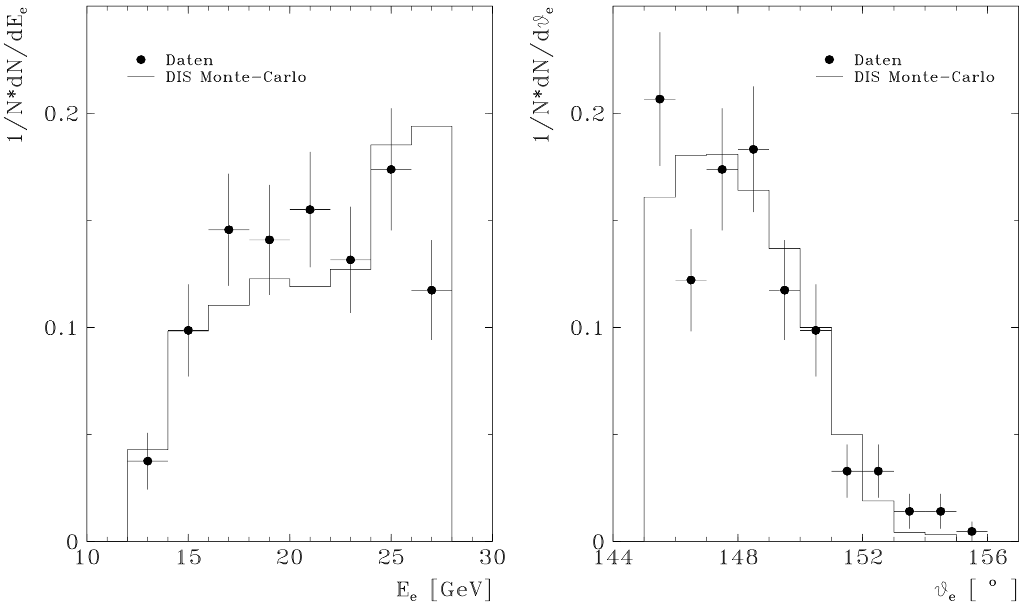

Abbildung 5.3: *Die Energie- (E_e) und Polarwinkelverteilung (ϑ_e) der erkannten Elektronen im Bereich des BBE ($\vartheta_e > 145°$)*

Photoproduktionsuntergrund, der sich auf diese Bereiche konzentriert (vgl. Abb. 5.2). Der Bereich kleiner y_e wird nicht betrachtet, da sich dort die Auflösung der Elektronmethode, wie in Kapitel 2.2 angegeben, stark verschlechtert. Der untere Schnitt im Polarwinkel ϑ_e des Elektrons stellt sicher, daß das durch das Elektron erzeugte Cluster vollständig im Flüssig-Argon-Kalorimeter enthalten ist. Während die Abbildung 5.3 belegt, daß die Polarwinkelverteilung ϑ_e der Daten auch im Bereich $\vartheta_e > 145°$ gut durch Monte-Carlo-Ereignisse reproduziert werden kann, deutet im Vergleich zur Simulation die Elektronenergieverteilung E_e der Daten auf höhere Energieverluste für hochenergetische Elektronen im Bereich des nur zwei Strahlungslängen tiefen BBEs an. Aus diesem Grund und da in diesen Winkelbereich im Hinblick auf die spätere Analyse nur Ereignisse mit Leptoquark- bzw. Leptogluon-Massen unterhalb von 45 GeV fallen, beschränkt sich die Auswahl auf Ereignisse, in denen das Elektron einen Polarwinkel ϑ_e von kleiner als 145° besitzt. Zu bemerken ist noch, daß der Effizienzverlust für die gesuchten DIS-Ereignisse, der auf der Vertexforderung (1) beruht, im später interessanten Massenbereich ($M_{LQ,LG} > 45\ GeV$) geringer als 1% ist.

Von den 3730 Ereignissen verbleiben nach Anwendung der so definierten Schnitte 868. Um die erlangte Reinheit dieser erhaltenen Ereignismenge zu demonstrieren, stellt die Abbildung 5.4 einige auf eins normierte Kontrollverteilungen dar. Gezeigt ist ein Vergleich der Verteilungen der Daten mit der DIS-Erwartung nach der oben beschriebenen

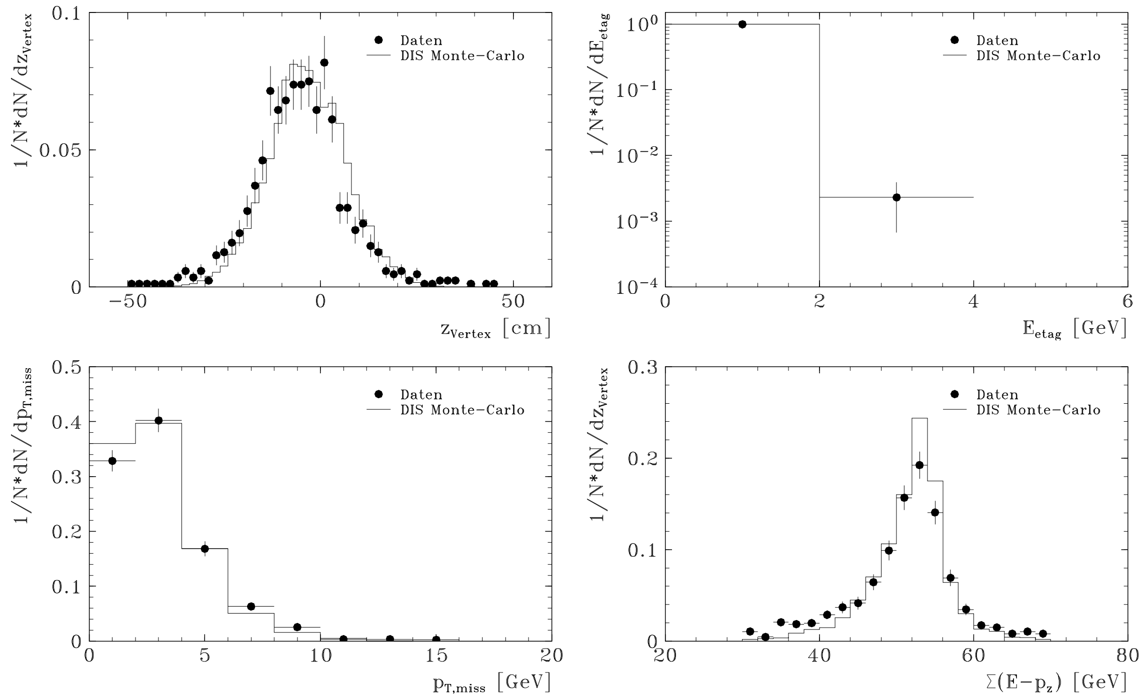

Abbildung 5.4: *Daten-Qualitäts-Verteilungen für die selektierten Ereignisse; aufgetragen sind die gleichen Größen wie in Abbildung 5.1*

Selektion. Alle Verteilungen der Daten stimmen in ihrer Form gut mit der Vorhersage überein. Die Einträge in der $\sum(E - p_z)$-Verteilung konzentrieren sich, wie erwartet, um einen Wert, der der zweifachen Energie E_e^0 des einlaufenden Elektrons entspricht. Während die Ausläufer zu höheren Werten im wesentlichen durch Auflösungseffekte verursacht sind, schlagen sich die schon oben angesprochenen Energieverluste entlang der Strahlröhre in einer Verschmierung zu kleineren Werten nieder. Dabei ist zu beachten, daß der Monte-Carlo-Generator LEPTO die Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron nicht mitsimuliert. Der ein wenig höher liegende Ausläufer der Daten zu kleineren Werten kann möglicherweise aber auch auf einen immer noch vorhandenen kleinen durch Photoproduktion induzierten Untergrundanteil hindeuten. Die Form der z-Vertex-Verteilung stimmt für Daten und Monte-Carlo zufriedenstellend überein, wenn auch eine kleine Verschiebung zu kleineren Werten für die Daten vorliegt. Dies ist jedoch mehr eine Konsistenzüberprüfung für das Monte-Carlo-Verfahren als für die Daten, da die Eingabeparameter für die Simulation der z-Vertexkoordinate von einem untergrundfreien H1-Datensatz abgeleitet wurden.

Um nicht nur Formen von Verteilungen vergleichen, sondern auch absolute Ereigniszahlen beurteilen zu können, wird neben der schon angegebenen integrierten Luminosität auch die Effizienz der verwendeten Triggerkombination benötigt. Die ermittelten Triggereffizienzen gestatten es dann, die simulierten Monte-Carlo-Verteilungen auf mögliche Datenverluste aufgrund eines Nichtansprechens der Triggerkombination zu korrigieren.

5.1.3 Triggereffizienzen

Damit ein Ereignis überhaupt aufgezeichnet wird, ist es notwendig, daß mindestens ein Subtrigger des gesamten Detektors ein positives Signal liefert (*Level 1* der Datenreduktion). Als Trigger dient in der hier durchgeführten Analyse eine logische „ODER" Kombination der beiden in Abschnitt 4.3.2 vorgestellten Subtrigger „LAr_electron_1" und „LAr_Etrans>0", da sowohl für die DIS-Ereignisse mit hohen quadrierten Impulsüberträgen als auch für Leptoquark- und Leptogluon-Ereignisse hochenergetische Elektronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter zu erwarten sind. Diese Kombination weist eine höhere Effizienz auf, als die Verwendung nur eines Subtriggers, da z.B. bei der alleinigen Forderung von „LAr_electron_1" ein Effizienzverlust aufgrund des hadronischen Vetos hingenommen werden müßte. Um einen absoluten Vergleich zwischen den Meßdaten und der Vorhersage durchführen zu können, wird die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis die geforderte Triggerkombination auslöst (Triggereffizienz), in Abhängigkeit von dem Transversalimpuls $p_{T,e}$ des gestreuten Elektrons parametrisiert. Ausgangspunkt dafür ist eine Obermenge der in Abschnitt 5.1.2 selektierten Ereignisse. Die Auswahl dieser Obermenge basiert auf den gleichen Anforderungen wie die eigentliche Selektion, mit Ausnahme der Triggerforderung (8), die fallengelassen wird. Der resultierende Ereignissatz enthält 937 Ereignisse. Diese Anzahl der insgesamt „gesehenen" Ereignisse sei mit N bezeichnet. Alle Trigger des gesamten Spurkammersystems, die unabhängig von den beiden verwendeten Flüssig-Argon-Subtriggern sind, dienen bei der Ermittlung der Effizienz als Referenztrigger. Für die Erläuterung der Effizienzbestimmung sind folgende Definitionen hilfreich:

$\varepsilon_{Ref,LAr}$	:	Triggereffizienz der Spur- bzw. Flüssig-Argon-Subtriggerkombination (logisches „ODER")
N_{total}	:	Wahre Anzahl an Ereignissen, die stattgefunden haben ($> N$)
$N_{Ref,LAr}$	:	Anzahl der Ereignisse, in denen der Referenztrigger bzw. die Flüssig-Argon-Subtriggerkombination ausgelöst wurde
$N_{Ref+LAr}$	:	Anzahl der Ereignisse, in denen beide Subtriggerkombinationen ausgelöst wurden

Für diese Größen gelten die Beziehungen:

$$\begin{aligned} N_{Ref} &= \varepsilon_{Ref} N_{total} \\ N_{LAr} &= \varepsilon_{LAr} N_{total} \\ N_{Ref+LAr} &= \varepsilon_{Ref}\varepsilon_{LAr} N_{total} = \varepsilon_{LAr} N_{Ref} \end{aligned}$$

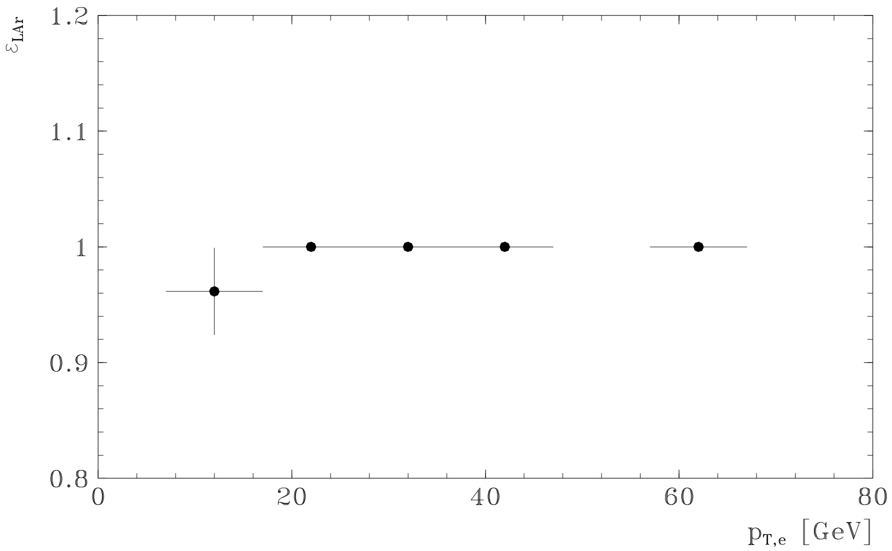

Abbildung 5.5: *Die Triggereffizienz ε_{LAr} in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{T,e}$ des identifizierten Elektrons*

Daraus ergibt sich die Triggereffizienz der Flüssig-Argon-Subtriggerkombination zu:

$$\varepsilon_{LAr} = \frac{N_{Ref+LAr}}{N_{Ref}}$$

Die Fehler $\sigma(\varepsilon_{LAr})$ der Effizienzen berechnen sich über:

$$\sigma(\varepsilon_{LAr}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{LAr}(1-\varepsilon_{LAr})}{N_{Ref}}}$$

Die Abbildung 5.5 faßt die so erhaltenen Triggereffizienzen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{T,e}$ des auslaufenden Elektrons zusammen. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein selektiertes Ereignis die geforderte Triggerbedingung erfüllt, liegt schon ab kleinsten transversalen Impulsen von ca. 7 GeV nahe bei eins. So ist sichergestellt, daß aufgrund der Triggerforderung in den Selektionsbedingungen in Abschnitt 5.1.2 keine großen Verluste für die gesuchten Ereignisse auftreten. Auch die Triggerstufe L4 und die DST-Ereignisklassifikation verwerfen keine für die hier durchgeführte Analyse interessanten Ereignisse mit einem Elektron im Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters.

5.1.4 Untergrundabschätzungen und Güte der Selektion

Um in der späteren Analyse aus den noch zu erstellenden Verteilungen Schlüsse über neue Effekte ziehen zu können, muß in dem bereits erzielten Ereignissatz der Untergrundanteil abgeschätzt werden. Studien mit Monte-Carlo-Generatoren erlauben, die verbliebene Kontamination durch Photoproduktionsereignisse zu quantifizieren. Für die Wechselwirkungen $\gamma + p \rightarrow jet + jet$ (*Direct* und *Resolved* Photon-Prozesse) läßt sich eine obere Grenze zu 0.6% bestimmen, während der auf *Heavy Flavour* Paar-Produktion in Boson-Gluon-Fusionsprozessen beruhende Untergrundanteil weniger als 0.5% beträgt.

Mit Hilfe der graphischen Darstellung der rekonstruierten Ereignisse (*scannen*) zeigt sich, daß drei Ereignisse der selektierten Daten ihren Ursprung in der Höhenstrahlung besitzen. Die drei als kosmische Myonen identifizierten Ereignisse werden im weiteren Verlauf der Analyse nicht weiter mitbetrachtet. So verbleiben 865 Ereignisse in der Selektion. Mit Hilfe der Pilotpakete der Strahlen kann eine Verunreinigung durch Ereignisse, die nicht von *ep*-Stößen herrühren, untersucht werden. Ein visueller Vergleich solcher Ereignisse mit den selektierten Ereignissen ergibt, daß der gewonnene Datensatz frei von Strahl-Gas-, Strahl-Rohr- und Halo-Myon-Ereignissen ist.

Die Güte einer Selektion ist nicht allein durch die erfolgreiche Unterdrückung des Untergrundes gegeben, sondern es muß zusätzlich ein möglichst hoher Anteil der gesuchten Ereignisse die angewendeten Schnitte passieren. Wie Tabelle 5.1 zusammenfaßt, genügen noch 26.45% ± 0.33% der simulierten DIS-Ereignisse — im wesentlichen durch die Q^4-Abhängigkeit des DIS-Wirkungsquerschnittes bedingt — allen Selektionsschnitten.

DIS Monte-Carlo

	Ereigniszahl
generiert	18320
ident. Elektron	9062
selektiert	4846
σ_{DIS}	6789.3 pb
$\mathcal{L}_{MC}$	2698.4 nb^{-1}

Daten

	Ereigniszahl
NCHQSQ-Klasse	ca. 140000
ident. Elektron	3730
selektiert	868
nach *Scannen*	865
$\mathcal{L}$	418 nb^{-1}

Tabelle 5.1: *Ereigniszahlen nach den einzelnen NC-Selektionsstufen; zusätzlich sind noch die entsprechenden Luminositäten $\mathcal{L}$ und für das Monte-Carlo der theoretische Wirkungsquerschnitt σ_{DIS} angegeben*

Die für die Simulation generierte Ereigniszahl entspricht bei dem gegebenen theoretischen Wirkungsquerschnitt σ_{DIS} einer Luminosität von $\mathcal{L}_{MC} = 2698.4\ nb^{-1}$. Dem Vergleich der Vorhersage mit den Daten liegt also für das DIS-Monte-Carlo eine um einen Faktor 6.5 höhere Statistik zugrunde. Der in allen späteren Vergleichsverteilungen von Daten

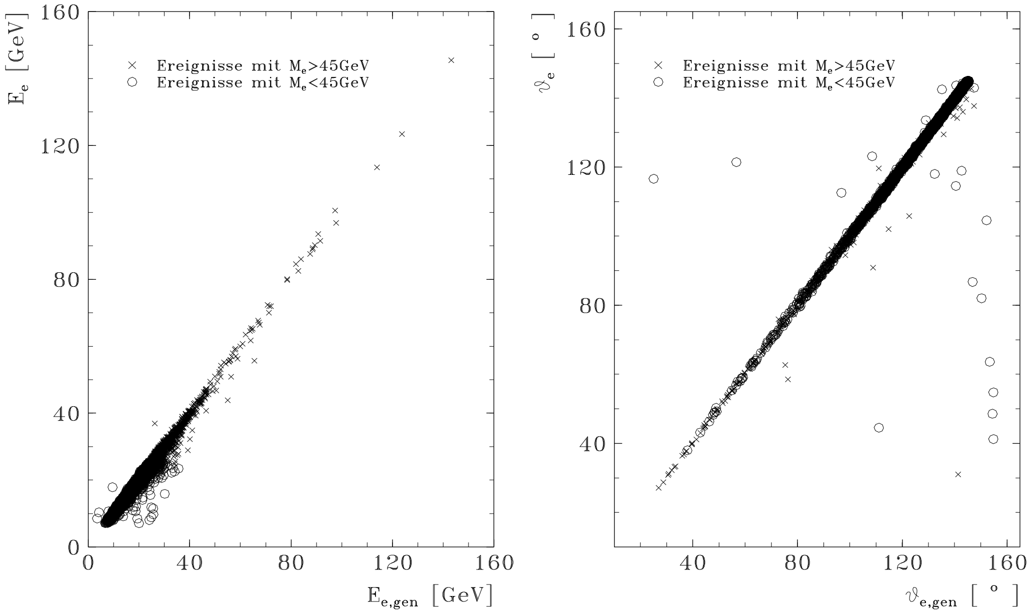

Abbildung 5.6: *Vergleich der generierten und rekonstruierten Elektronenergie $E_{e(,gen)}$ bzw. Elektronstreuwinkel $\vartheta_{e(,gen)}$*

und theoretischer Erwartung angewendete Schnitt in der mit dem Elektron rekonstruierten Masse $M_e > 45\,GeV$ impliziert in Verbindung mit dem minimal erlaubten y_e eine untere Grenze für den quadrierten Impulsübertrag von $Q_e^2 > 101.25\,GeV^2$. Diese Tatsache gewährleistet einen objektiven Vergleich zwischen den generierten Ereignissen (Kapitel 3.3) und den aufgezeichneten Daten.

Ein Vergleich zwischen der Vorhersage des Standardmodells und den selektierten Ereignissen besitzt nur dann eine Aussagekraft, wenn sichergestellt ist, daß der identifizierte Elektronkandidat in der Tat dem wahren Elektron entspricht, eine genaue Kalibration der Kalorimeter vorliegt und die kinematischen Variablen mit guter Genauigkeit aus den gemessenen Größen abgeleitet werden können. Figur 5.6 verdeutlicht die Korrelation der Energien $E_{e(,gen)}$ und der Streuwinkel $\vartheta_{e(,gen)}$ zwischen dem generierten (Index „gen“) und dem rekonstruierten Elektron nach allen Selektionsschnitten. Die Korrelationsverteilung der Streuwinkel deckt auf, daß für einige Ereignisse eine Fehlerkennung des auslaufenden Elektrons vorliegt, insbesondere wenn das generierte Elektron in die Region des BBE gestreut wird. Ein Schnitt in der mit dem identifizierten Elektron rekonstruierten Masse M_e von $M_e > 45\,GeV$ unterdrückt im wesentlichen diese Ereignisse. Die Elektronidentifikation und die angewendeten Schnitte garantieren demnach die Erkennung des wahren gestreuten Elektrons in dem für die hier durchgeführte Analyse interessanten Massenbereich.

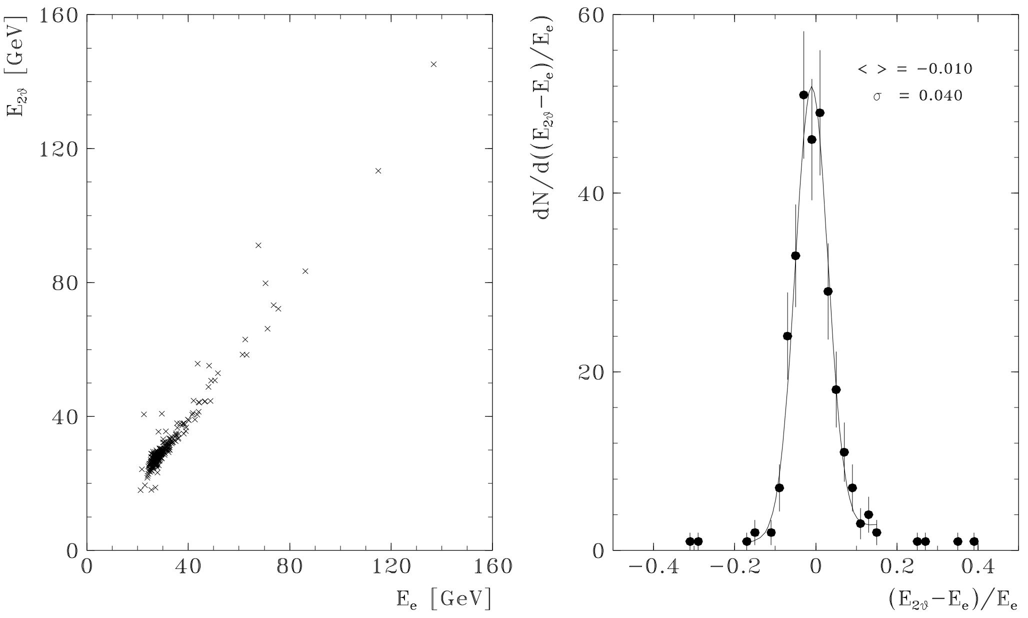

Abbildung 5.7: *Vergleich der im Kalorimeter gemessenen Elektronenergie E_e mit der aus der Doppelwinkelmethode bestimmten Elektronenergie $E_{2\vartheta}$ (für $M_e > 45$ GeV)*

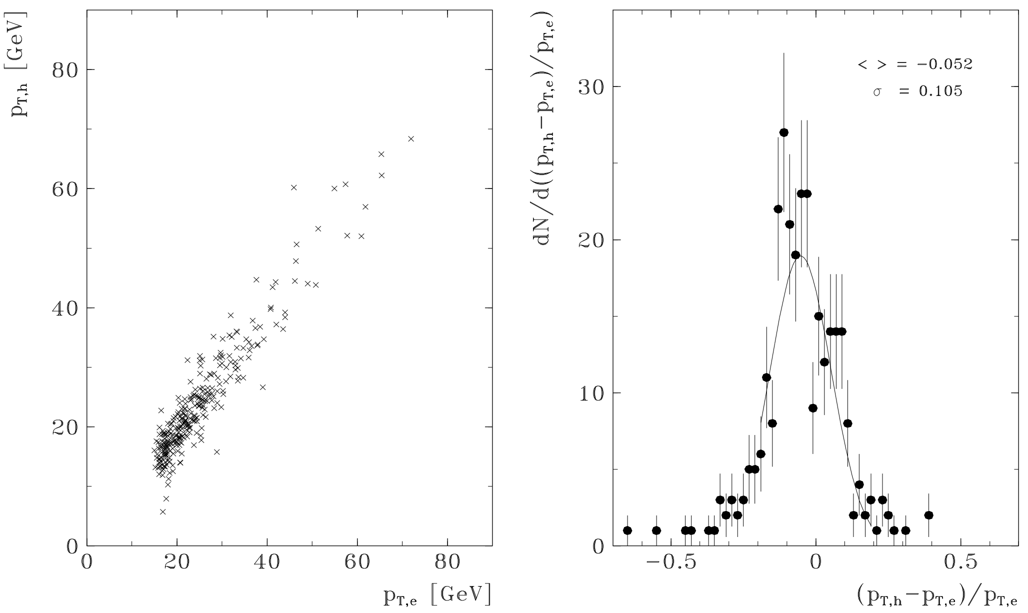

Abbildung 5.8: *Vergleich der in den Kalorimetern gemessenen Transversalimpulse des Elektrons $p_{T,e}$ und des gesamten hadronischen Systems $p_{T,h}$ (für $M_e > 45$ GeV)*

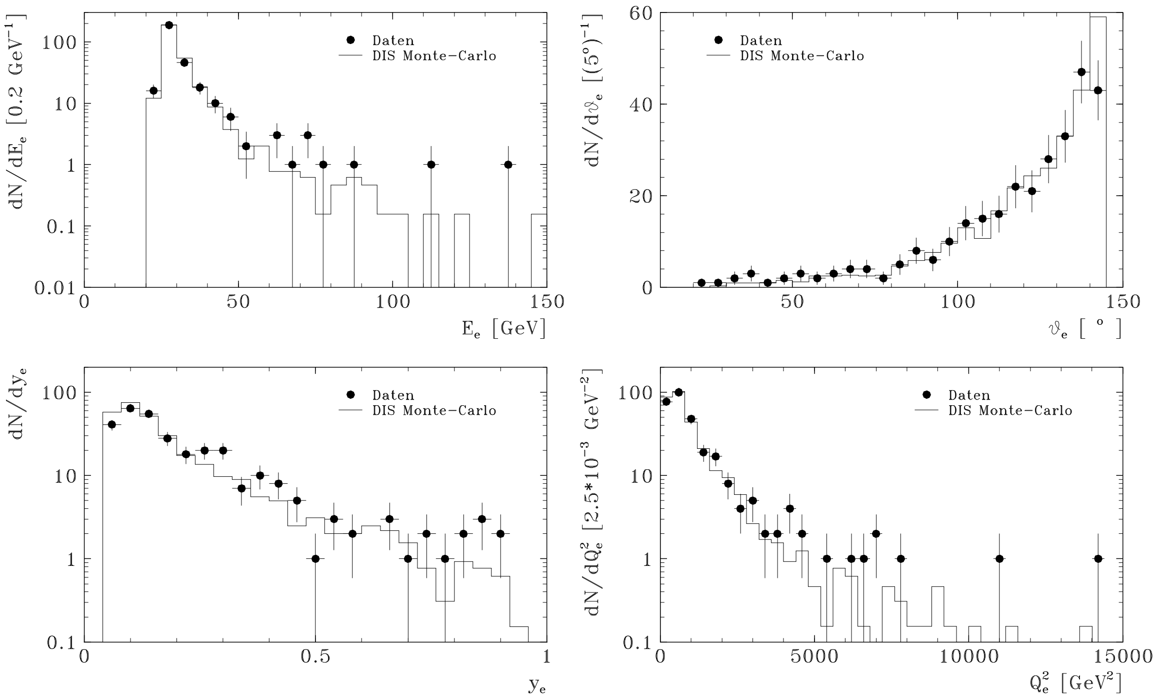

Abbildung 5.9: *Vergleich der mit der Elektronmethode rekonstruierten kinematischen Größen E_e, ϑ_e, y_e und Q_e^2 zwischen Daten und Monte-Carlo*

Die Abbildungen 5.7 und 5.8 spiegeln die in Abschnitt 4.2.2 angegebenen Kalibrationsgenauigkeiten wider. Zur Demonstration der absoluten Kalibrationsgüte bei der Energieermittlung des Elektrons wird die im Kalorimeter gemessene Energie E_e mit der aus der Doppelwinkelmethode berechneten Elektronenergie $E_{2\vartheta}$ verglichen. Zur Beurteilung der hadronischen Skala ist in Abbildung 5.8 die Korrelation zwischen den transversalen Impulsen des Elektrons $p_{T,e}$ und des hadronischen Systems $p_{T,h}$ dargestellt. Eine Verbesserung der p_T-Balance kann vielleicht in Zukunft durch die zusätzliche Auswertung der im PLUG deponierten Energien und durch eine genauere Messung der hadronischen Energien im BEMC erreicht werden. Die kalibrierten Kalorimeter gestatten also eine zufriedenstellende Messung sowohl elektromagnetischer als auch hadronischer Energien.

Damit der mit dem Generator LEPTO erzeugte Ereignissatz bei späteren Studien der Massenverteilungen als Grundlage für die Suche nach neuen physikalischen Effekten verwendet werden kann, muß zunächst ein Nachweis erfolgen, daß die Daten- und Monte-Carlo-Verteilungen grundlegender kinematischer Variablen übereinstimmen. Die Histogramme in Abbildung 5.9 zeigen aus den Daten erhaltene Elektronspektren im Vergleich zur LEPTO-Vorhersage. Alle Verteilungen basieren auf dem rekonstruierten Elektron.

Die Energie E_e und der Streuwinkel ϑ_e sind gemessene Größen, während die Skalenvariable y_e und Q_e^2 daraus mittels der Elektronmethode (Kapitel 2.2) abgeleitet werden. Die Monte-Carlo-Verteilungen sind auf die experimentelle Luminosität normiert und auf die in Kapitel 5.1.3 bestimmten Triggereffizienzen korrigiert. Dies gestattet nicht nur einen Vergleich der Formen der Verteilungen, sondern auch eine Aussage über die absoluten Ereigniszahlen. Für die Bestimmung der kinematischen Variablen mit Hilfe des hadronischen Systems seien noch in Abbildung 5.10 die Verteilungen der mit der Jacquet-Blondel-Methode ermittelten Größen y_{JB} und Q^2_{JB} aufgeführt. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen arbeitet zufriedenstellend und die Übereinstimmung zwischen Daten und Vorhersage ist gut.

Ein typisches selektiertes Ereignis der Daten und eins der simulierten tiefinelastischen Streuung zeigen die Abbildungen 5.11 und 5.12. Die Darstellung (Abb. 5.13) eines S_0-Leptoquarkereignisses der Masse $M_{LQ} = 150\,GeV$ bestätigt die Übereinstimmung ihrer Topologie mit der tiefinelastischer Reaktionen.

Nachdem gezeigt wurde, daß die generierten Monte-Carlo-Ereignisse nach voller Simulation und Rekonstruktion die Daten gut beschreiben, kann nun in den Massenverteilungen nach Hinweisen auf eine s-Kanal-Resonanz, wie sie für Leptoquarks und Leptogluonen erwartet wird, gesucht werden.

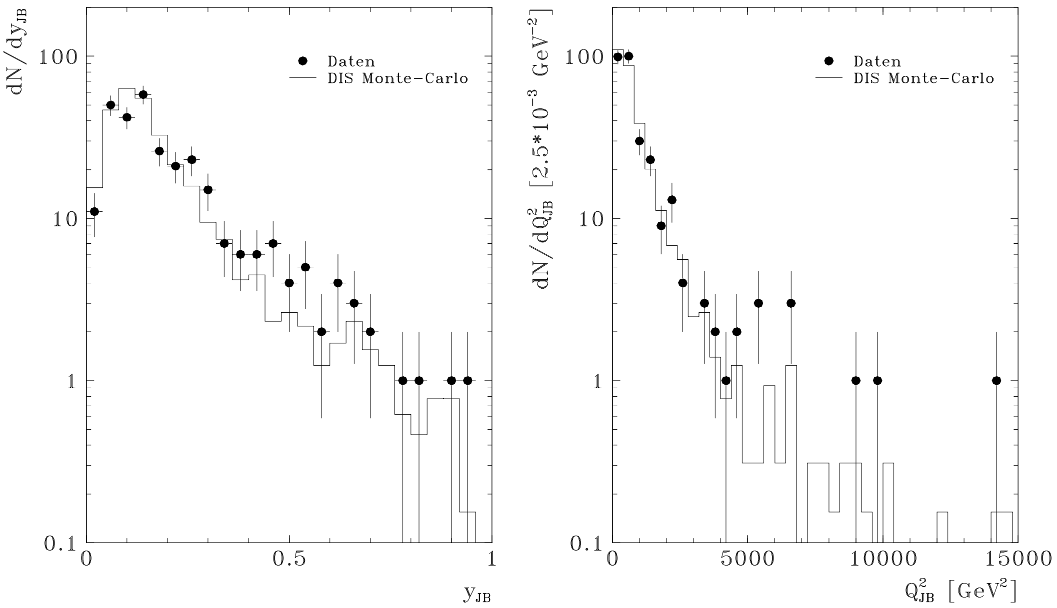

Abbildung 5.10: *Vergleich der mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten kinematischen Größen y_{JB} und Q^2_{JB} zwischen Daten und Monte-Carlo*

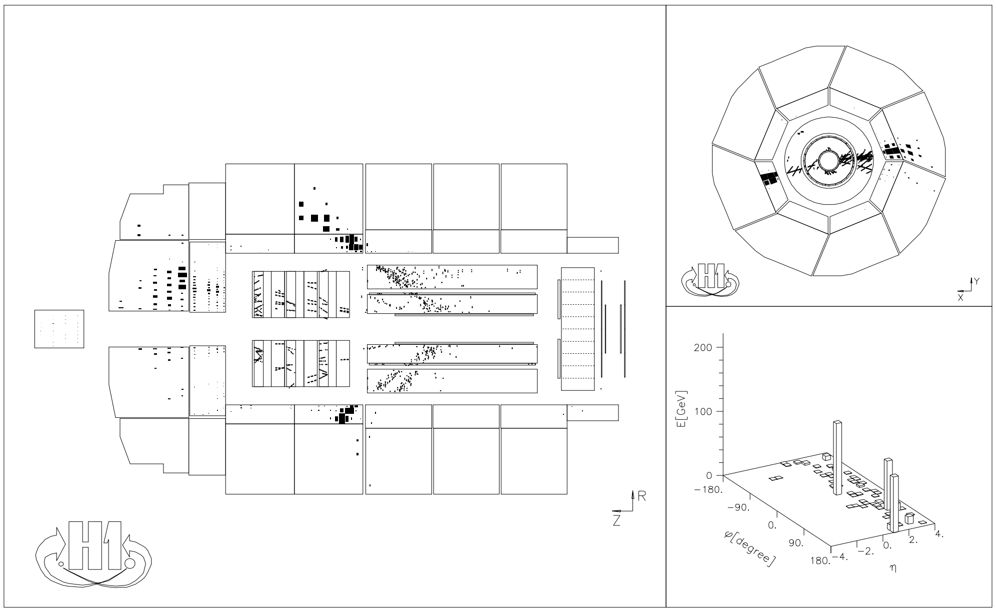

Abbildung 5.11: *Ein selektiertes Datenereignis des neutralen Stromes mit einer rekonstruierten Masse $M_e = 140.5$ GeV (RUN=59384,EVENT=25101)*

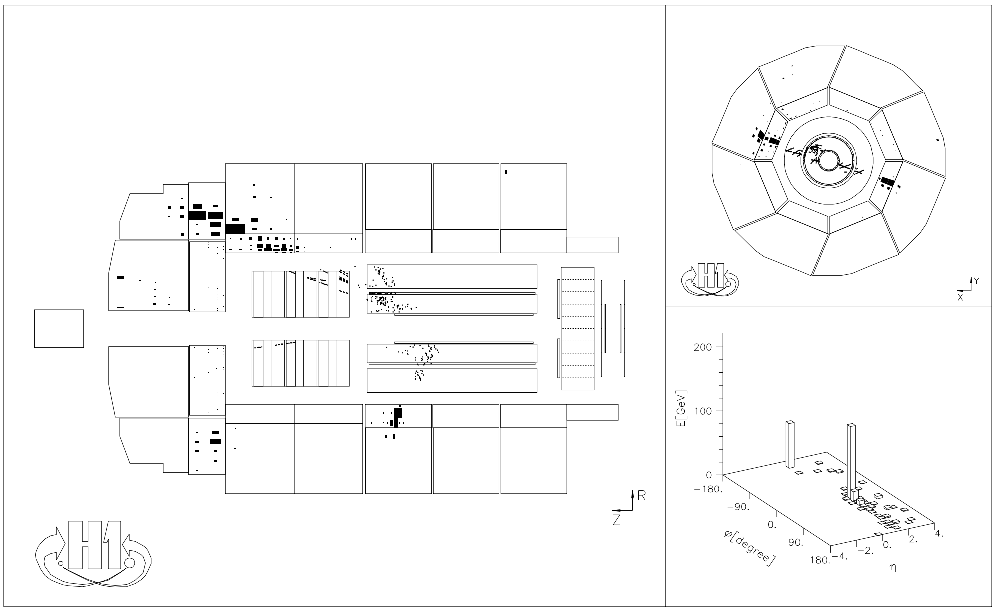

Abbildung 5.12: *Ein selektiertes Ereignis simulierter tiefinelastischer Reaktionen des neutralen Stromes mit einer rekonstruierten Masse $M_e = 147.5$ GeV*

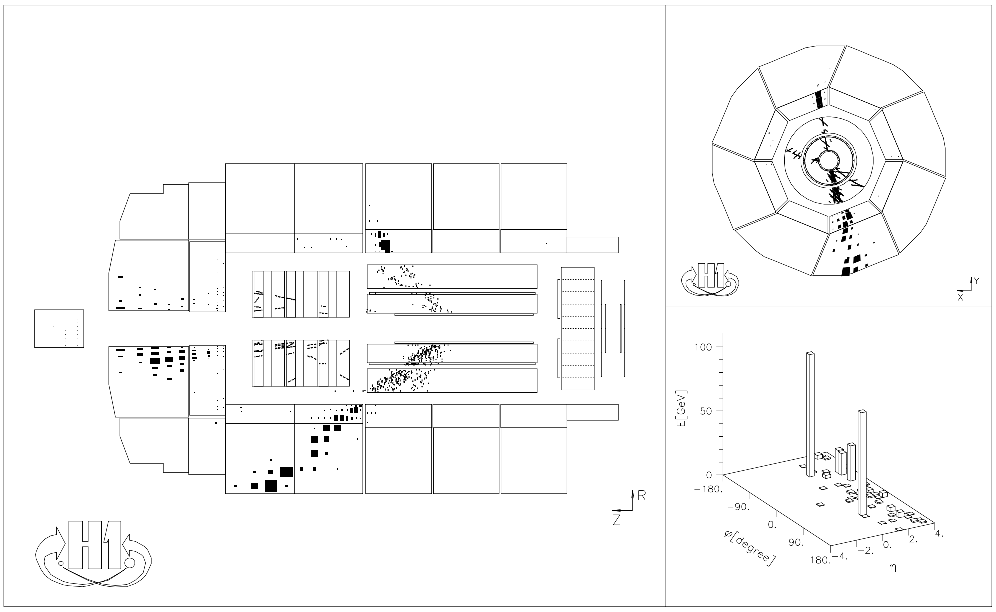

Abbildung 5.13: *Ein selektiertes S_0-Leptoquarkereignis der Masse $M_{LQ} = 150$ GeV mit einem Elektron im Endzustand*

5.1.5 Selektionseffizienzen für das Signal

Die entwickelten Selektionskriterien sollten an die Kinematik des exotischen Signals angepaßt sein, um die Sensitivität auf eine mögliche Entdeckung neuer physikalischer Phänomene zu erhöhen. Die im Experiment aufgezeichneten Daten enthalten jedoch, wie bereits ausführlich beschrieben, nicht nur die für die Leptoquarksuche physikalisch interessanten ep-Reaktionen bei hohen quadrierten Impulsüberträgen, sondern auch in hohem Maße Untergrundereignisse. Daher mußte ein Kompromiß zwischen einer erstrebten hohen Sensitivität auf ein Signal und der Erlangung eines hohen Reinheitsgrades in der Datenselektion eingegangen werden.

Die Anwendung der entwickelten Selektionsschnitte auf die in Kapitel 3.3 mit dem Signal-Generator LEGO simulierten Ereignisse liefert die Effizienz, ein Leptoquark- oder ein Leptogluonereignis zu selektieren. Es ergeben sich für Massen $M_{LQ,LG}$ oberhalb von 45 GeV durchweg hohe Sensitivitäten von $\gtrsim$70%, unabhängig vom Typ des exotischen Teilchens (vgl. Abb. 5.14). Um die Hauptursache für die auftretenden Effizienzeinbußen zu verdeutlichen, sind dort die Sensitivitäten nach der ausschließlichen Forderung eines identifizierten Elektrons, wie in Abschnitt 5.1.1 erläutert, und nach allen Selektionsschnitten dargestellt. Demnach treten schon starke Verluste durch die Elektronerkennung auf. Grund dafür ist eine vorgenommene Optimierung der Elektronidentifikation mit dem Ziel, daß bei den vorliegenden Daten keine Fehlerkennungen von hadronischen Energiedepositionen als Elektronkandidaten auftreten. Dadurch müssen insbesondere für höchstenergetische Elektronen, die zudem in extremer Vorwärtsrichtung den Detektor durchkreuzen, Effizienzeinbußen hingenommen werden. Dies trifft besonders auf skalare Leptoquarks und in einem kleineren Maße auch auf Leptogluonen im Massenbereich von 175 GeV bis 225 GeV zu, weil das exotische Teilchen aufgrund der Masse $M_{LQ,LG}$ einen sehr hohen Impuls in Vorwärtsrichtung besitzt. Da im Zerfall der vektoriellen Leptoquarks in deren Ruhsystem das auslaufende Elektron bevorzugt in Rückwärtsrichtung gestreut wird, kommt dieser Effekt hier nicht zum Tragen.

Das Ansteigen der Effizienzen für die skalaren Leptoquarks und die Leptogluonen im Bereich der höchsten Massen ($M_{LQ,LG} \geq 250\,GeV$) basiert auf der Faltung der Breit-Wigner-Funktion, die hier wegen den bei der Simulation zugrundeliegenden Kopplungskonstanten lange Ausläufer aufweist, mit den für große x-Werte steil abfallenden Quarkdichten im Proton. Dadurch erfolgt eine Produktion von Leptoquarks bzw. Leptogluonen, deren invariante Massen über den gesamten Massenbereich unterhalb des Resonanzwertes $M_{LQ,LG}$ des exotischen Teilchens streuen. Die Effizienzverluste unterhalb von $M_{LQ,LG} < 50\,GeV$ werden durch die Anforderungen an den transversalen Impuls $p_{T,e}$ und an den Polarwinkel ϑ_e des auslaufenden Elektrons hervorgerufen.

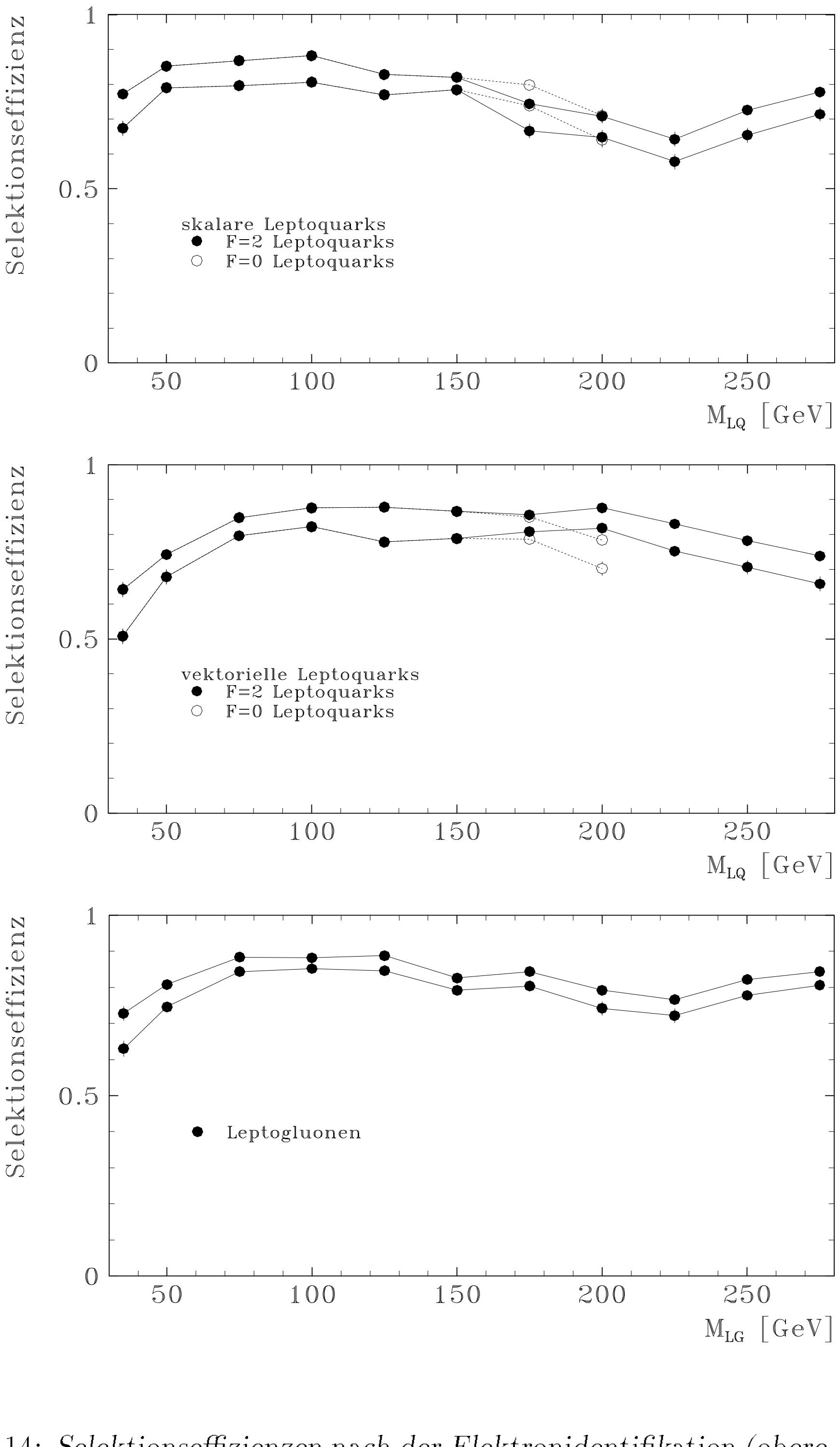

Abbildung 5.14: *Selektionseffizienzen nach der Elektronidentifikation (obere Kurven) und nach allen Selektionsschnitten (untere Kurven) für die verschiedenen exotischen Teilchentypen*

5.2 Selektion der geladenen Stromereignisse

Ereignisse mit einem Neutrino im Endzustand, also DIS-Ereignisse des geladenen Stromes und Leptoquarkereignisse, bei denen das exotische Teilchen in ein Neutrino und ein Quark zerfällt, heben sich durch einen hohen fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$ hervor, da das auslaufende Neutrino nicht nachweisbar ist. Die DST-Ereignisklasse EWKCC (Kapitel 4.3.5) bietet sich als Startpunkt für eine Suche nach solchen Leptoquarkereignissen an. Die Analyse für geladene Ströme (CC für *Charged Current*) beruht auf den ebenfalls im Jahre 1993 aufgezeichneten Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 304 \pm 15\ nb^{-1}$. Im Vergleich zur Selektion der neutralen Stromereignisse kann hier nur der Teil der Daten verwendet werden, bei dem der geforderte CC-Trigger aktiv war. Für die untersuchte Datenmenge enthält die EWKCC-Klasse 258621 Ereignisse.

5.2.1 Selektionskriterien

Während in der betrachteten Datenmenge entsprechend des geringen Wirkungsquerschnittes für geladene Stromreaktionen nur sehr wenige ep-Ereignisse zu erwarten sind, machen Untergrundereignisse fast den gesamten Anteil aus. Eigene geschickte Schnitte erlauben es, die wenigen physikalisch interessanten Ereignisse herauszufiltern:

1. Es muß ein aus der Ereignistopologie rekonstruierter Vertex innerhalb der Wechselwirkungszone $|z_{Vertex} - \bar{z}_{Vertex}| < 50\ cm$ (mit $\bar{z}_{Vertex} = -4\ cm$) existieren.
2. Es darf kein identifiziertes Elektron mit einem Transversalimpuls $p_{T,e}$ größer als $10\ GeV$ vorliegen. Die Elektronidentifikation ist dabei wie in Abschnitt 5.1.1 gegeben.
3. Für den totalen fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$ wird im Gegensatz zur neutralen Stromselektion gefordert: $p_{T,miss} > 15\ GeV$
4. An den p_T-stärksten Cluster mit dem Energieinhalt E_{Cl} im Flüssig-Argon-Kalorimeter werden folgende Anforderungen gestellt:
   - Der transversale Fluß $E_{T,Cone}$ der in einem Kegel deponierten Energie E_{Cone} muß mindestens $10\ GeV$ betragen. Der Kegel ist dabei auf die Pseudorapidität η_{Cl}[2] und den Azimutwinkel φ_{Cl} des Clusters zentriert und besitzt einen Öffnungswinkel $R = \sqrt{(\Delta\eta_{Cl})^2 + (\Delta\varphi_{Cl})^2}$ von 0.35. Damit beschränkt sich die Selektion auf „heiße Jets“.
   - Für die Energiedifferenz $(E_{Cone} - E_{Cl})$ wird gefordert:

$$\frac{E_{Cone} - E_{Cl}}{E_{Cl}} > 10\%$$

[2]Die Pseudorapidität η ist über den Polarwinkel ϑ definiert: $\eta = -\ln(\tan(\vartheta/2))$

DIS Monte-Carlo	
	Ereigniszahl
generiert	1999
selektiert	1171
σ_{DIS}	$64\ pb$
$\mathcal{L}_{MC}$	$31234.4\ nb^{-1}$

Daten	
	Ereigniszahl
EWKCC-Klasse	258621
selektiert	168
nach *Scannen*	10
Trigger ausgelöst	9
$\mathcal{L}$	$304\ nb^{-1}$

Tabelle 5.2: *Ereigniszahlen nach den einzelnen CC-Selektionsstufen; zusätzlich sind noch die entsprechenden Luminositäten $\mathcal{L}$ und für das Monte-Carlo der theoretische Wirkungsquerschnitt σ_{DIS} angegeben*

- Die registrierte Energie außerhalb eines Zylinders, der durch den Clusterschwerpunkt und parallel zur Strahlachse mit einem Radius von 30 cm verläuft, muß 20 GeV übersteigen.

5. Die aus dem hadronischen Energiefluß mittels der Jacquet-Blondel-Methode berechnete Skalen-Variable y_{JB} muß dem Schnitt $y_{JB} < 0.95$ genügen.

6. „Coherent Noise"-Ereignisse und Ereignisse, die nicht in Koinzidenz mit kollidierenden Teilchenpaketen registriert wurden, werden verworfen.

Die Forderung (1) unterdrückt vorwiegend Halo-Myonen und Untergrund der kosmischen Strahlung. Da Strahl-Gas-, Strahl-Wand- und Photoproduktionsereignisse in den transversalen Impulsen nahezu ausgeglichen sind, verwirft die Bedingung (3) den durch diese Prozesse hervorgerufenen Untergrund. Zusammen mit der Forderung (2) vermeidet (3) auch eine Kontamination durch DIS-Ereignisse des neutralen Stromes. Die Schnitte unter Punkt (4) zielen darauf, weitere Halo-Myon-Ereignisse, die stärkste Untergrundquelle, zu verwerfen. Die Trennung dieses Untergrundes von den physikalisch interessanten Ereignissen basiert auf den unterschiedlichen Schauerformen der Jets und der Halo-Myonen. Durch den Schnitt (5) wird die Region, in der die Jacquet-Blondel-Methode sehr schlechte Auflösungen aufweist (Kapitel 2.2), gemieden.

168 Ereignisse der EWKCC-Klasse genügen den gestellten Bedingungen (1)-(6). Ein anschließender visueller *Scan* — eine visuelle Betrachtung ist hier einfacher und schneller als die Erstellung automatischer Algorithmen — liefert 10 klare Ereignisse, die einer Signatur des geladenen Stromes entsprechen. Davon haben 9 Ereignisse den Flüssig-Argon-Subtrigger „LAr_Etmiss>0" ausgelöst. Die Triggereffizienz dieses Subtriggers wurde in einer Analyse des tiefinelastischen geladenen Stromes [H194a] zu 0.92 ± 0.04 bestimmt. In Tabelle 5.2 sind nochmals die Ereigniszahlen der einzelnen Selektionsstufen für die Daten im Vergleich zum Monte-Carlo zusammengestellt.

Für die Ermittlung der auf geladene Stromreaktionen bezogenen Selektionssensitivität dient ein mit dem Generator DJANGO erzeugter Ereignissatz, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben. Die Effizienz der Selektionsschnitte ergibt sich zu $58.6\% \pm 1.1\%$. Entsprechend dem theoretischen Wirkungsquerschnitt korrespondiert die Zahl der generierten Ereignisse zu einer integrierten Luminosität $\mathcal{L}_{MC}$ für das Monte-Carlo, die um einen Faktor 103 höher liegt als die experimentell Aufgenommene.

In den Abbildungen 5.15 und 5.16 sind einige Vergleichsverteilungen der Daten und der Erwartung des Standardmodells dargestellt. Aufgetragen sind der fehlende Transversalimpuls $p_{T,miss}$ eines Gesamtereignisses, die mit Hilfe des gesamten hadronischen Systems bestimmte Skalenvariable y_{JB} und der quadrierte Impulsübertrag Q^2_{JB}. Die Vorhersage des W-Boson-Austausches reproduziert die Formen der Datenverteilungen sehr gut.

Die Abbildungen 5.17 bis 5.19 stellen je ein Ereignis der Daten, der Simulation von Reaktionen eines W-Austausches und der Simulation von S_0-Leptoquarkprozessen mit einem Neutrino im Endzustand dar.

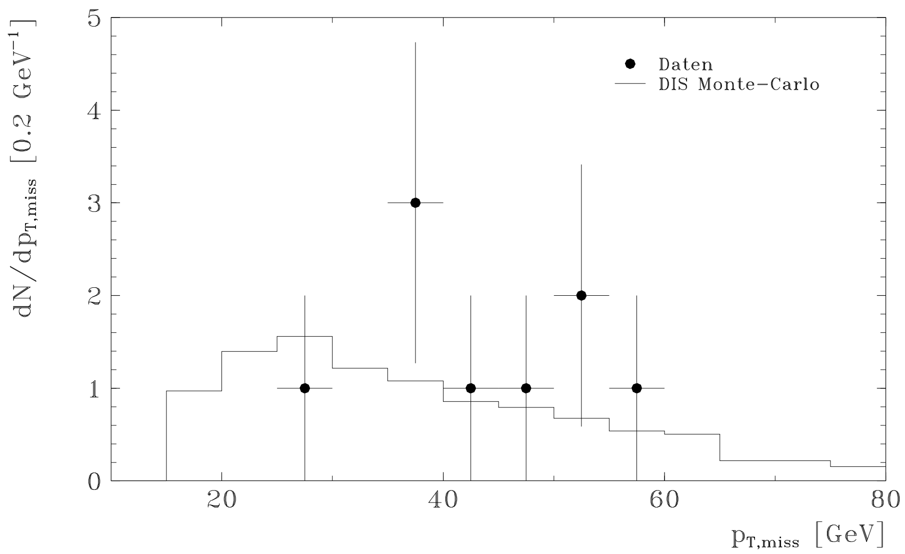

Abbildung 5.15: *Vergleich des fehlenden Transversalimpulses $p_{T,miss}$ zwischen Daten und Monte-Carlo für CC-Ereignisse*

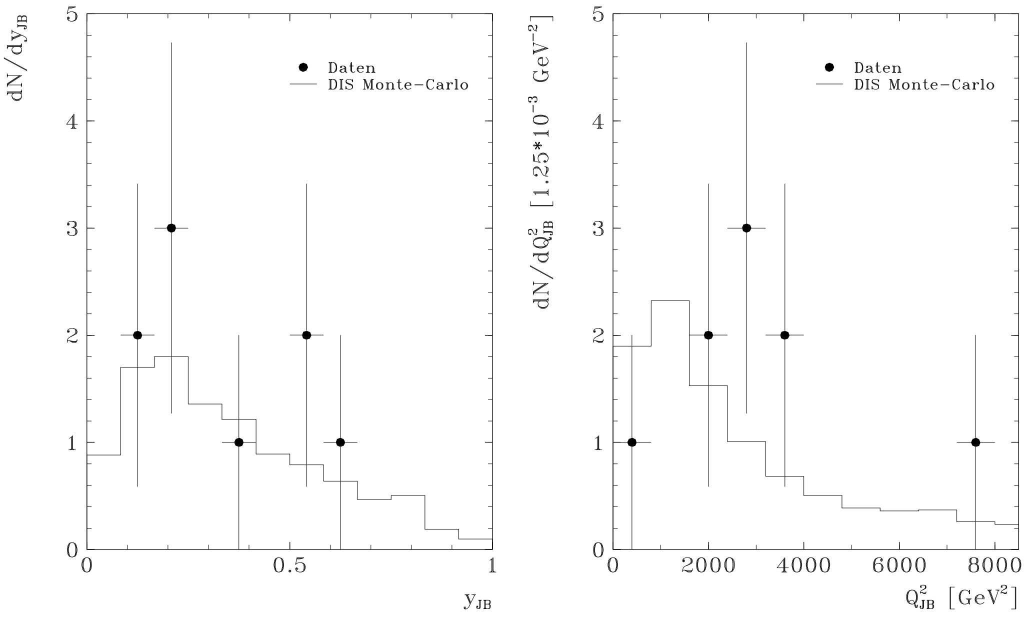

Abbildung 5.16: *Vergleich der mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten kinematischen Größen y_{JB} und Q^2_{JB} zwischen Daten und Monte-Carlo für CC-Ereignisse*

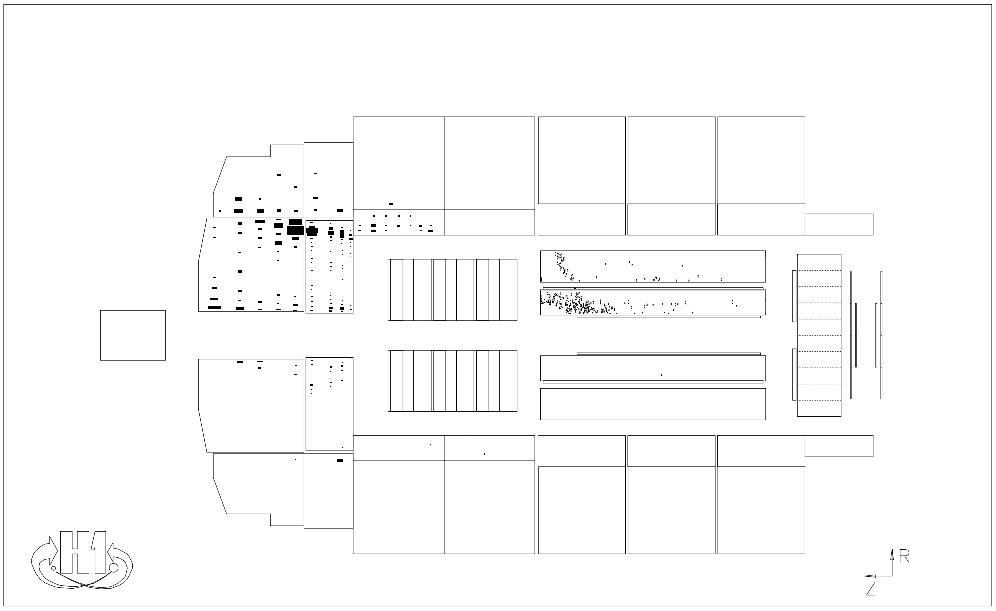

Abbildung 5.17: *Ein selektiertes Datenereignis des geladenen Stromes mit einer rekonstruierten Masse* $M_{JB} = 145.9$ *GeV (RUN=66231,EVENT=52708)*

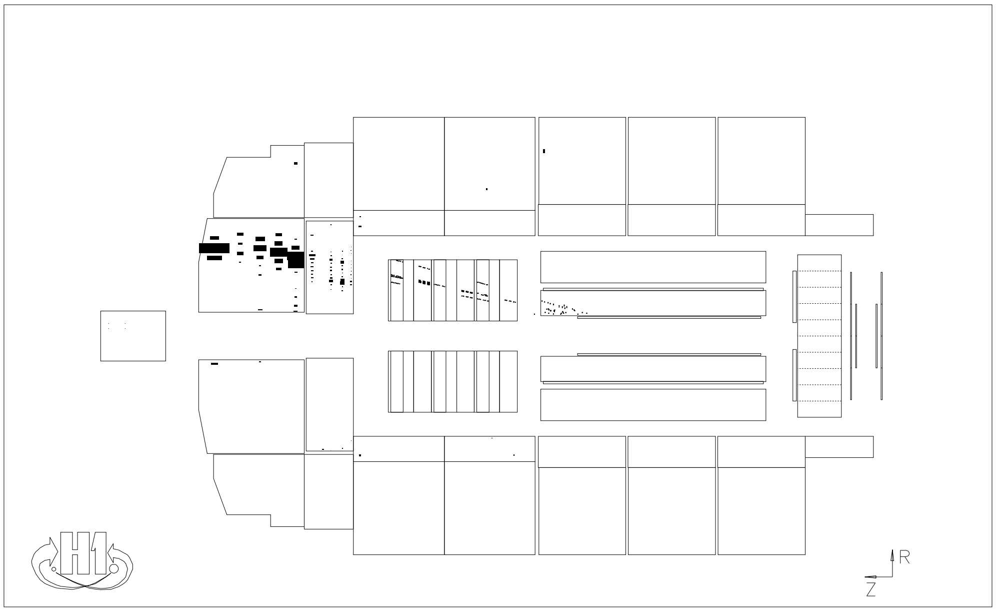

Abbildung 5.18: *Ein selektiertes Ereignis simulierter tiefinelastischer Reaktionen des geladenen Stromes mit einer rekonstruierten Masse* $M_{JB} = 147.9$ *GeV*

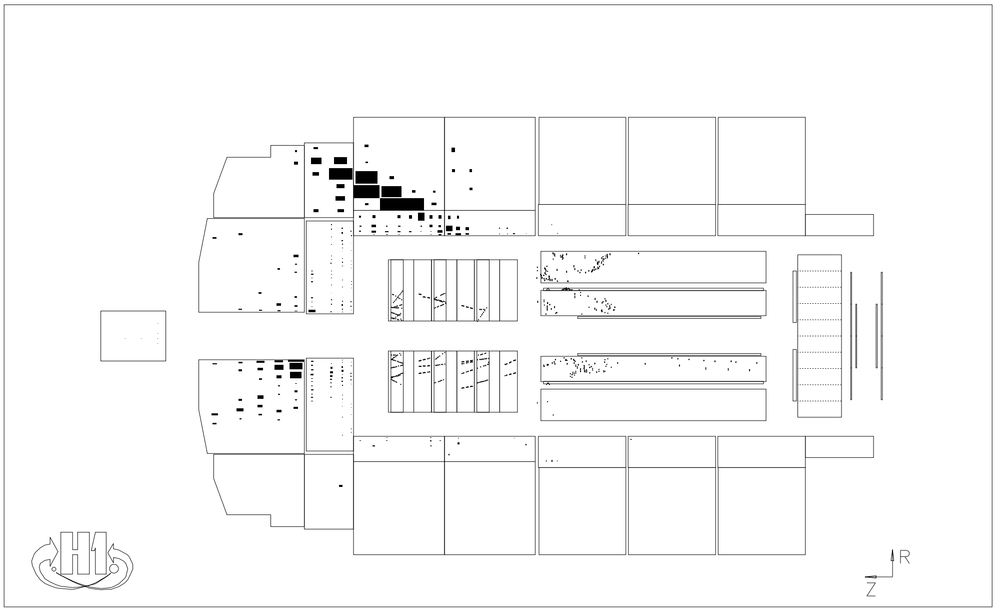

Abbildung 5.19: *Ein selektiertes S_0-Leptoquarkereignis der Masse $M_{LQ} = 150$ GeV mit einem Neutrino im Endzustand*

5.2.2 Selektionseffizienzen für das Signal

Die erhaltenen Selektionseffizienzen nach allen Schnitten sind für die simulierten Leptoquarkereignisse, die ein Neutrino als Zerfallsprodukt aufweisen, in Abbildung 5.20 dargestellt. Für Massen oberhalb von 100 GeV ist die Sensitivität von mehr als 70% auf solche Ereignisse zufriedenstellend. Für die vektoriellen Leptoquarks treten wegen der bei der Simulation zugrunde gelegten Kopplungskonstanten geringe Effizienzverluste für hohe Massen M_{LQ} auf. Der Schnitt im fehlenden Transversalimpuls $p_{T,miss}$ zieht einen Abfall der Sensitivitäten für kleinere Leptoquarkmassen nach sich.

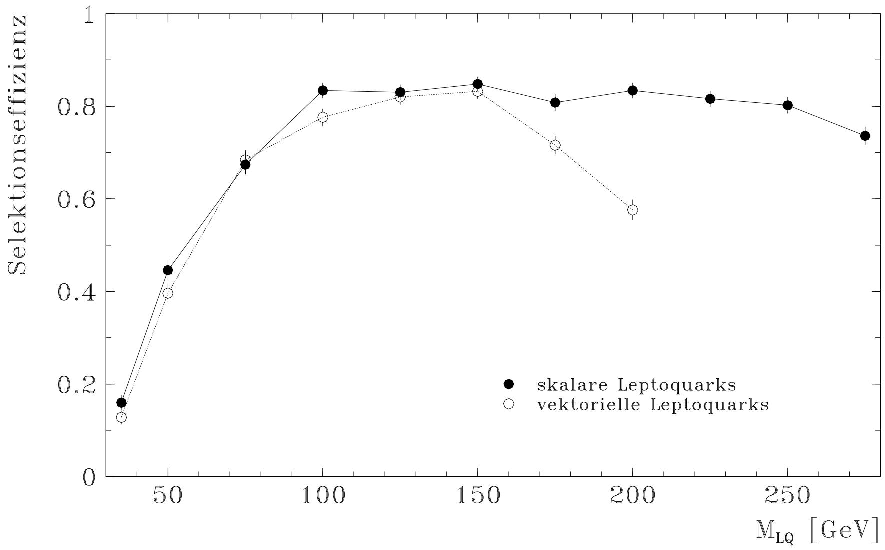

Abbildung 5.20: *Selektionseffizienzen in Abhängigkeit von der Leptoquarkmasse M_{LQ} für skalare und vektorielle Leptoquarks, die in ein Elektronneutrino und ein Quark zerfallen*

Kapitel 6

Suche nach einer s-Kanal-Resonanz

Eine mögliche Existenz neuer Elementarteilchen, die in der Elektron-Quark-Streuung durch die Fusion der beiden Fermionen gebildet werden könnten, sollte in der x- bzw. Massenverteilung beobachtbar sein. So sollten sich auch Leptoquarks und Leptogluonen aufgrund ihrer definierten Masse und ihrer schmalen natürlichen Zerfallsbreite durch eine Resonanzspitze in der Massenverteilung über dem DIS-Untergrund bemerkbar machen. Dies trifft sowohl für die Verteilung des neutralen als auch des geladenen Stromes zu. Während jedoch für Ereignisse mit einem Neutrino im Endzustand die Rekonstruktion der kinematischen Variablen und somit auch der Leptoquarkmasse ausschließlich mittels des gemessenen hadronischen Systems möglich ist, ist die Kinematik für die neutralen Stromreaktionen, in welchen zusätzlich das gestreute Elektron nachgewiesen wird, überbestimmt. So kann die Masse des exotischen Teilchens mit Hilfe der in Kapitel 2.2 beschriebenen unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden ermittelt werden.

6.1 Analyse der neutralen Stromereignisse

Im Falle eines Hinweises auf ein neues exotisches Teilchen in Form einer Überhöhung in der Massenverteilung der Daten gegenüber der Standardmodellvorhersage ist eine präzise Massenbestimmung und eine gute Massenauflösung von enormer Bedeutung. Die Auflösungen sind für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden unterschiedlich limitiert. Die folgenden Abschnitte fassen die Vor- und Nachteile der einzelnen Methoden kurz zusammen. Da die Ereignissignatur der Leptogluonen mit der Signatur der Leptoquarks übereinstimmt, reicht es, die Untersuchungen auf die Leptoquarks zu beschränken. Die erzielten Ergebnisse können dann ohne weiteres auf die Leptogluonen übertragen werden.

6.1.1 Blick auf die Erwartung und die Daten mit der Elektronmethode

Es erfolgt ein Vergleich der selektierten Daten mit der Vorhersage des Standardmodells für die neutrale tiefinelastische Streuung. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen (y_e, Q_e^2, x_e) und der Masse $(M_e = \sqrt{x_e s} = \sqrt{Q_e^2/y_e})$ basiert dabei ausschließlich auf dem identifizierten Elektron, in Analogie zur Ableitung der Ausschließungsgrenzen aus den im Jahr 1992 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten [H193a]. Abbildung 6.1 zeigt die Daten und die korrespondierende Monte-Carlo-Verteilung in der (M_e, y_e)-Ebene. Die Verteilung der Simulation stimmt in der Form mit der Datenverteilung gut überein, und sie belegt das zu kleineren y_e und kleineren Massen M_e hin erwartete Ansteigen des Wirkungsquerschnittes. Der Schnitt in beiden Verteilungen bei kleinen y_e und kleinen M_e ist durch die Anforderungen an den Transversalimpuls $p_{T,e}$ und den Streuwinkel ϑ_e des auslaufenden Elektrons während der Ereignisselektion bedingt.

In dem Bereich $y_e > 0.2$ und $M_e > 100\ GeV$ der (M_e, y_e)-Ebene werden im Vergleich zu den 10 selektierten Datenereignissen nur 5.8 ± 0.9 DIS-Ereignisse erwartet. Dieser Überschuß an Daten in der Region sehr hoher quadrierter Impulsüberträge $Q_e^2 > 2000\ GeV^2$ repräsentiert eine 1.8σ Fluktuation über dem erwarteten durchschnittlichen Untergrund der tiefinelastischen Streuung für ein Leptoquarksignal.

Zur Beantwortung der Frage, ob sich hinter dieser geringen Überhöhung ein noch nicht entdecktes exotisches Teilchen verbirgt, muß die Massenauflösung der Elektronmethode für ein solches Teilchen genau diskutiert werden. Für diese Studien dient ein voll simulierter und rekonstruierter Ereignissatz für ein skalares Leptoquark S_0 der Masse $M_{LQ} = 150\ GeV$ (Kapitel 3.3). Der Generierung der Leptoquarkereignisse lag eine Kopplungskonstante von $\lambda_L = 0.1$ zugrunde, so daß die natürliche Zerfallsbreite nur $\Gamma_{LQ} = 1.3\ MeV$ beträgt und somit eine sehr schmale generierte Massenverteilung $M_{LQ,gen} \approx M_{LQ}$ vorliegt. Zudem ist der Wirkungsquerschnitt für ein skalares Leptoquark flach in der kinematischen Variablen y.

Abbildung 6.2 stellt die mit dem auslaufenden Elektron rekonstruierte Leptoquarkmasse in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y auf Generatorniveau $(M_{e,gen}, y_{e,gen})$ und nach voller Simulation und Rekonstruktion (M_e, y_e) dar. Die eingetragenen Leptoquarkereignisse unterlagen den gleichen Selektionskriterien wie die Daten, um eine objektive Aussage über die Auflösungen auf dieser Stufe der Selektion zu erzielen. Die Masse $M_{e,gen}$ ist dabei die bei idealer Energie- und Winkelmessung bestmöglich rekonstruierbare Leptoquarkmasse unter Anwendung der Elektronmethode. Auf Generatorniveau sind die Ereignisse durch Effekte der Strahlungskorrekturen schon stark zu kleineren Massenwerten hin gestreut, wie auch schon in Abschnitt 3.1.4 für generierte Ereignisse, die keinen Selektionsschnitten unterlagen, besprochen. Für die rekonstruierte Masse M_e weitet sich die Streuung um die Leptoquarkmasse M_{LQ} nur im Bereich kleiner $y_e < 0.2$ ein wenig weiter auf, während in der Region größerer y_e die Verteilung nach voller Rekonstruktion die Massenverteilung auf Generatorniveau sehr gut wiedergibt. Dies bestätigt auch

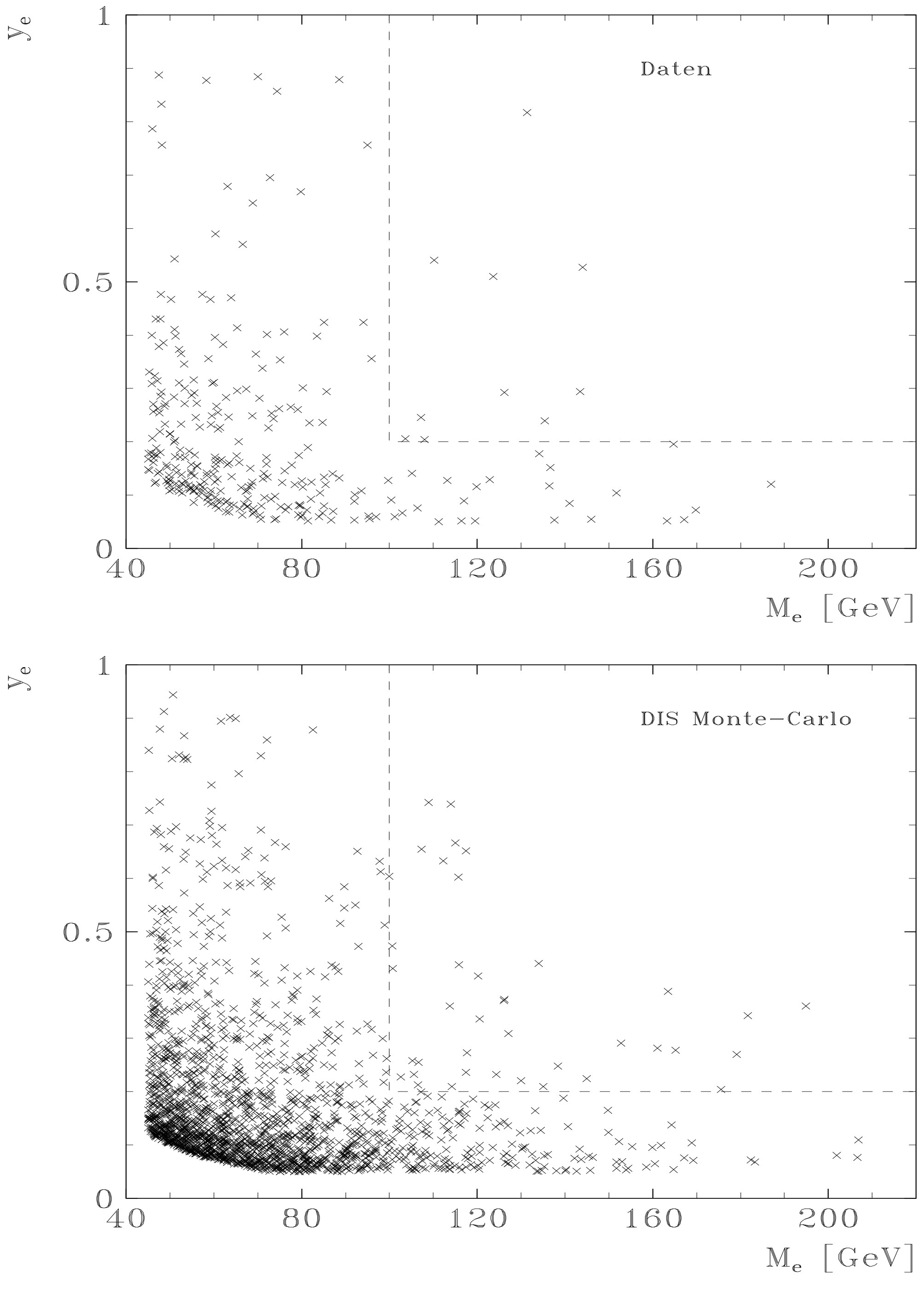

Abbildung 6.1: *Die mittels der Elektronmethode rekonstruierte Masse M_e in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_e für Daten und Monte-Carlo (volle Statistik)*

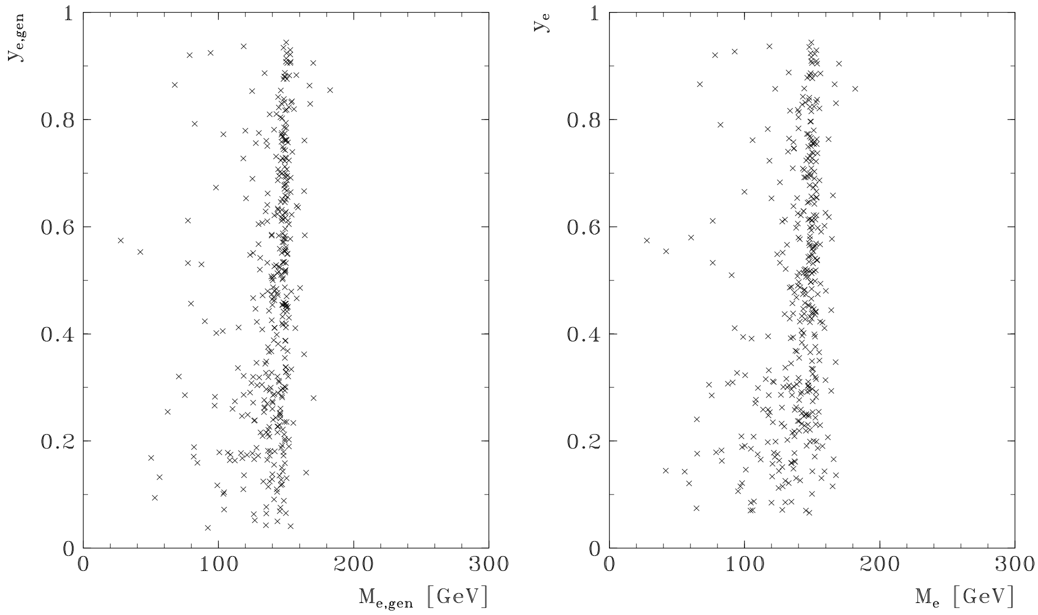

Abbildung 6.2: *Verteilung der mit der Elektronmethode rekonstruierten Masse in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y auf Generatorniveau ($M_{e,gen}, y_{e,gen}$) und nach voller Simulation und Rekonstruktion (M_e, y_e) für generierte S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 150$ GeV und der Kopplungskonstanten $\lambda_L = 0.1$*

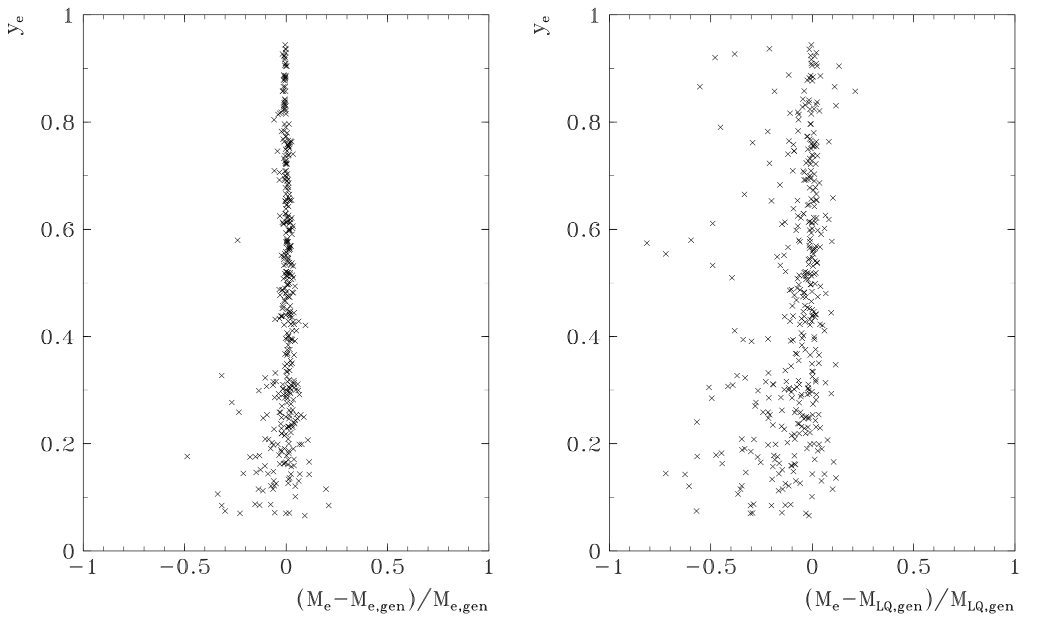

Abbildung 6.3: *Relative Abweichung der rekonstruierten Masse M_e von der ideal rekonstruierbaren Masse $M_{e,gen}$ und von der generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ in Abhängigkeit von y_e für $M_{LQ} = 150$ GeV*

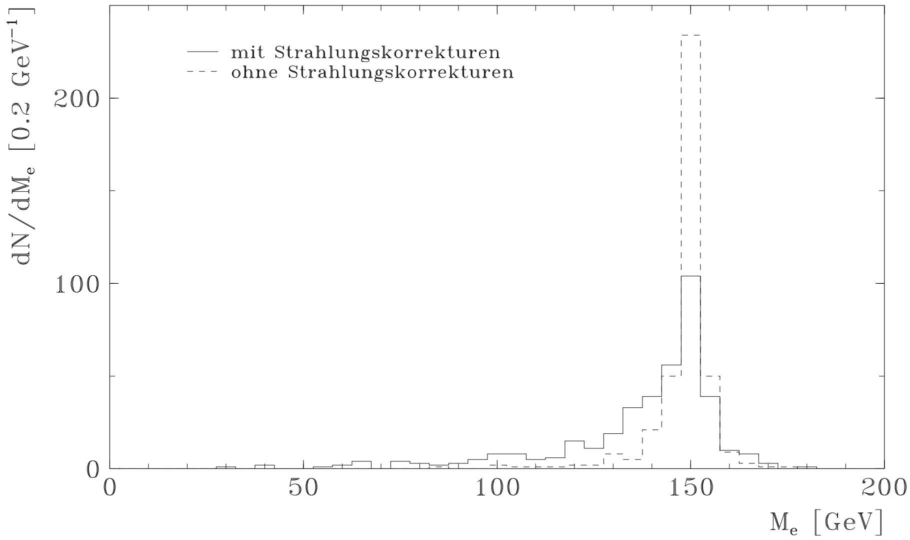

Abbildung 6.4: *Rekonstruierte Masse M_e für generierte S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 150\ GeV$ mit und ohne Strahlungskorrekturen*

Abbildung 6.3. Die relative Abweichung der rekonstruierten Masse M_e von $M_{e,gen}$ in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen y_e ist ein Maß für die experimentelle Massenauflösung (ca. $3\ GeV$), die auf den Meßungenauigkeiten der Elektronenergie und des Elektronwinkels basiert. Die Streuung bei kleinen y_e-Werten beruht also auf den Kalorimetereffekten, die sich über die Fehlerfortpflanzung in der mit der Elektronmethode berechneten Masse niederschlagen. Dementsprechend genügt die beobachtete Verteilung der erwarteten $1/y_e$-Proportionalität des Fehlers für die x_e-Messung. Die relative Abweichung der berechneten Masse M_e von der generierten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen y_e zeigt, daß im wesentlichen die Strahlungskorrekturen, insbesondere die Partonschauer im Endzustand, die beobachtete Verschmierung hervorrufen. Die limitierte Massenauflösung aufgrund der experimentellen Meßungenauigkeiten spielt also für die Elektronmethode nur eine untergeordnete Rolle. Sie ist ausschließlich für kleine y_e-Werte bedeutsam. Dieser Bereich wird jedoch noch im Verlauf der Analyse zur Trennung des Signals vom DIS-Untergrund in weiten Bereichen der Leptoquarkmasse ausgegrenzt (vgl. Abschnitt 6.1.5).

Die M_e-Verteilungen für simulierte S_0-Leptoquarks in Abbildung 6.4 bestätigen, daß für das Monte-Carlo-Modell, welches die Strahlungskorrekturen berücksichtigt, nur ein Bruchteil (ca. 44%) der Ereignisse in einem symmetrischen Bereich von $5\ GeV$ um die Leptoquarkmasse im Vergleich zur Simulation ohne Effekte höherer Ordnungen zu erwarten ist. Die Projektion der relativen Abweichung der rekonstruierten Masse M_e von der Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die Verteilung belegt noch-

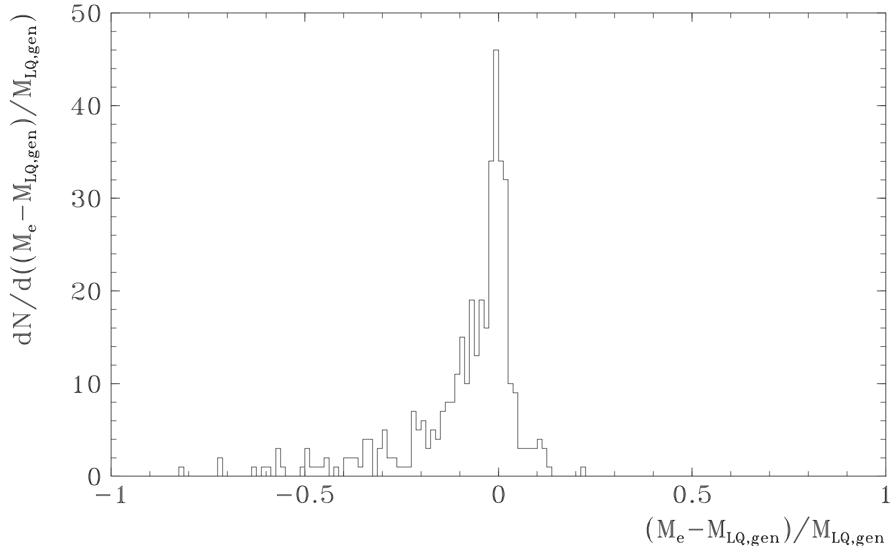

Abbildung 6.5: *Relative Abweichung der rekonstruierten Masse M_e von der generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150\ GeV$*

mals, daß die Elektronmethode dazu neigt, die wahre Leptoquarkmasse zu unterschätzen. Als Maß für die Güte einer Rekonstruktionsmethode kann ein symmetrischer Bereich um die generierte Leptoquarkmasse definiert werden, in welchem 68% der selektierten Ereignisse liegen. Die totale Breite dieser Region sei im weiteren mit $\Gamma_{68\%}$ bezeichnet. Für die Elektronmethode ergibt sich aus Abbildung 6.5 ein Wert von $\Gamma_{68\%} = 29.4\ GeV$. In Tabelle 6.1 sind auch die entsprechenden Werte für die anderen Rekonstruktionsmethoden zusammengestellt.

Da mit der Elektronmethode wegen ihrer Sensitivität auf Effekte höherer Ordnungen nur mäßige Massenauflösungen für Leptoquarks erzielt werden, ist zu prüfen, ob andere Rekonstruktionsmethoden bessere Ergebnisse liefern.

6.1.2 Massenbestimmung mit herkömmlichen Rekonstruktionsmethoden

Konventionelle Rekonstruktionsmethoden

In den Abbildungen 6.6 bis 6.9 sind die rekonstruierten Massen in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen y und im Vergleich zur generierten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für die vier weiteren konventionellen Rekonstruktionsmethoden aufgetragen (Kapitel 2.2):

- Jacquet-Blondel-Methode (M_{JB}, y_{JB});
- $Q_e^2 y_{JB}$-Methode oder gemischte Methode (M_{mix}, y_{JB});
- Doppelwinkelmethode $(M_{2\vartheta}, y_{2\vartheta})$;
- erweiterte Doppelwinkelmethode $(M_{2\vartheta+E_e}, y_{2\vartheta+E_e})$.

Wie auch in der Elektronmethode beeinflussen die Strahlungskorrekturen die Massenrekonstruktion über die Jacquet-Blondel-Methode. Zusätzlich limitieren sowohl die sehr begrenzte Energiebestimmung des hadronischen Systems als auch die in der Strahlröhre verschwindenden Teilchen das Auflösungsvermögen dieses Verfahrens. Während die y_{JB}-Bestimmung sehr präzise ist und nahezu über den gesamten Bereich eine konstante Auflösung aufweist, kann Q_{JB}^2 mit Hilfe der hadronischen Energie aufgrund der Teilchenverluste in der Strahlröhre nur mit unzureichender Genauigkeit ermittelt werden. Dies wirkt sich natürlich auf die Massenrekonstruktion aus. Die Ereignisverteilung in der (M_{JB}, y_{JB})-Ebene läßt noch die $1/(1 - y_{JB})$-Abhängigkeit des Fehlers in der hadronischen x_{JB}-Berechnung erkennen. Für die Breite $\Gamma_{68\%}$ ergibt sich ein Wert von 47.1 GeV (Tabelle 6.1). Die Jacquet-Blondel-Methode ist demnach für die Rekonstruktion der Leptoquarkmasse im Falle eines Leptoquarkzerfalls in ein Elektron und ein Quark ungeeignet. Für den Fall eines Neutrinos im Endzustand ist sie jedoch die einzige Möglichkeit, die Leptoquarkmasse zu rekonstruieren.

Da die Elektronmethode eine sehr genaue Messung des quadrierten Impulsübertrages Q_e^2 erlaubt, ist es sinnvoll, diese Größe mit dem aus dem hadronischen System bestimmten y_{JB} zu kombinieren, um x_{mix} und somit auch die Leptoquarkmasse M_{mix} zu extrahieren. In dieser sogenannnten „gemischten Methode“ weicht die in der Elektronmethode präzise Massenrekonstruktion bei großen y-Werten leicht auf und liefert teilweise völlig überhöhte Massenwerte, wie in Abbildung 6.7 zu ersehen ist. Im allgemeinen resultieren aus diesem Verfahren Massen, die symmetrischer um den generierten Wert $M_{LQ,gen}$ streuen, und für kleine y_{JB}-Werte ($y_{JB} < 0.15$) ermöglicht es sogar im Vergleich zur Elektronmethode effizientere Massenbestimmungen. Dennoch machen sich die Strahlungskorrekturen durch lange Ausläufer zu kleineren Massenwerten hin bemerkbar. Die ermittelte Güte von $\Gamma_{68\%} = 31.8$ GeV zeigt deutlich, daß diese gemischte Methode keine Verbesserung gegenüber der Elektronmethode darstellt.

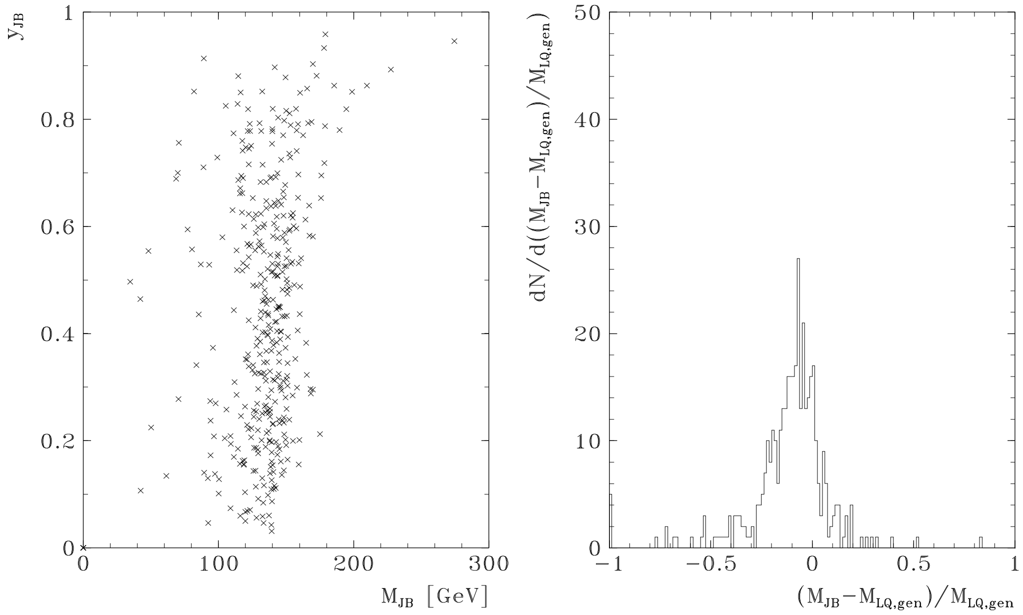

Abbildung 6.6: *Verteilung der mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierten Masse M_{JB} in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_{JB} und im Vergleich zur generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150$ GeV*

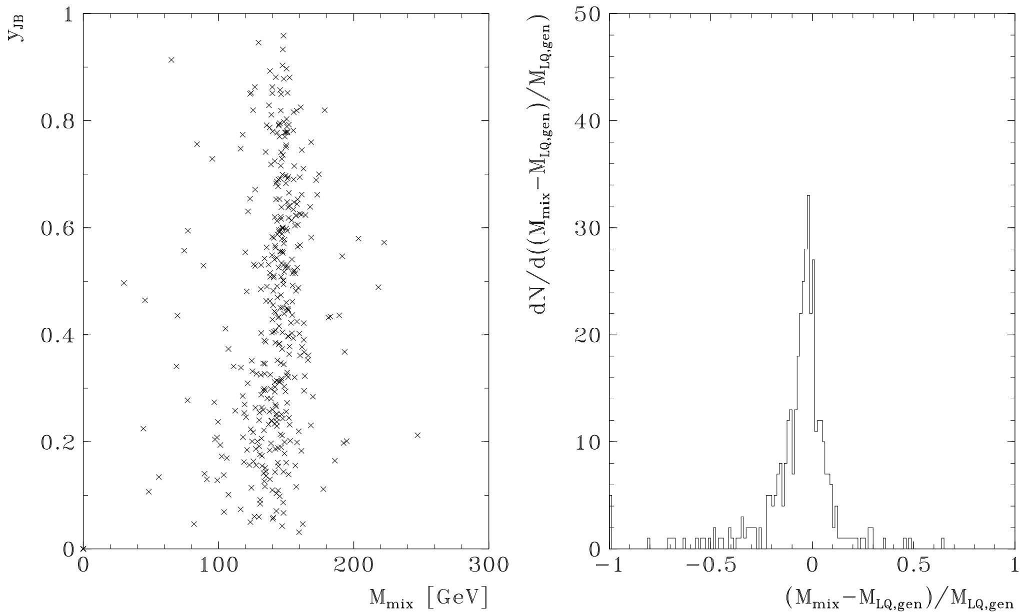

Abbildung 6.7: *Verteilung der mit der $Q_e^2 y_{JB}$-Methode rekonstruierten Masse M_{mix} in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_{JB} und im Vergleich zur generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150$ GeV*

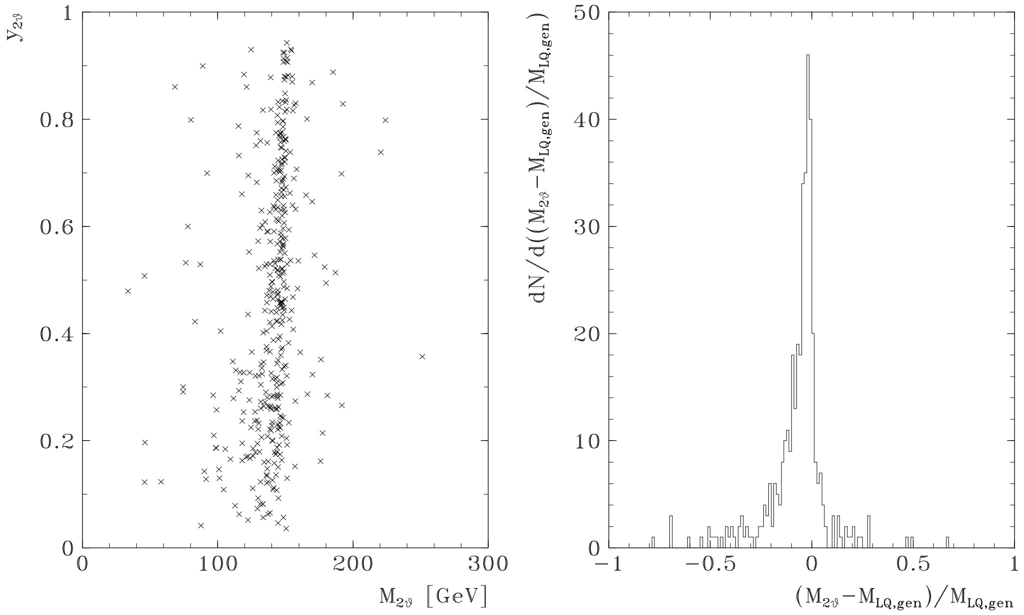

Abbildung 6.8: *Verteilung der mit der Doppelwinkelmethode rekonstruierten Masse $M_{2\vartheta}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen $y_{2\vartheta}$ und im Vergleich zur generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150$ GeV*

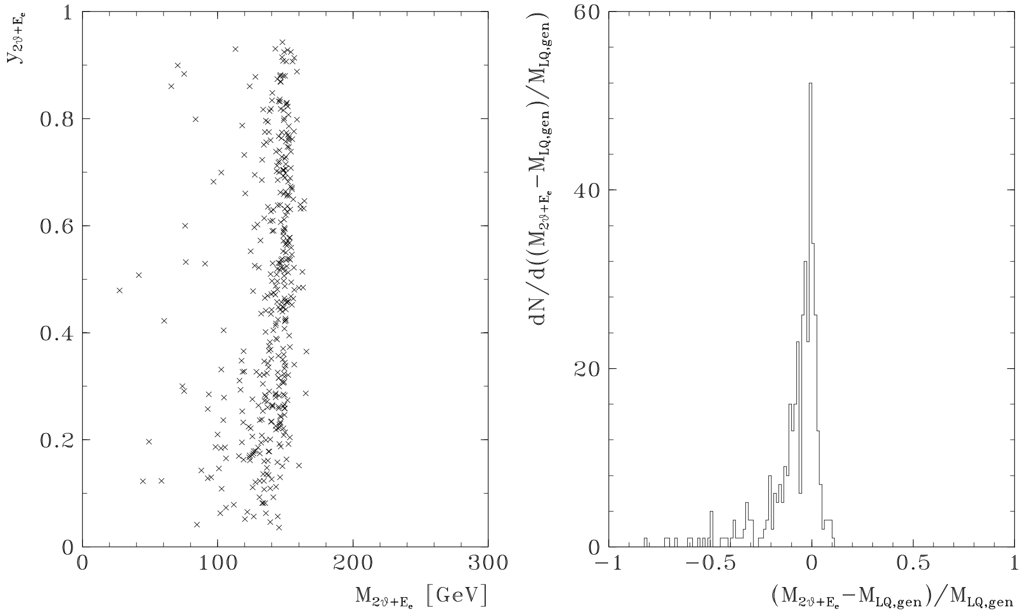

Abbildung 6.9: *Verteilung der mit der erweiterten Doppelwinkelmethode rekonstruierten Masse $M_{2\vartheta+E_e}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen $y_{2\vartheta+E_e}$ und im Vergleich zur generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150$ GeV*

Rekonstruktionsmethode	$\Gamma_{68\%}$
Elektronmethode	29.4 GeV
Jacquet-Blondel-Methode	47.1 GeV
gemischte Methode	31.8 GeV
Doppelwinkelmethode	29.4 GeV
erweiterte Doppelwinkelmethode	26.7 GeV
Kegelmethode ($\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$)	21.3 GeV

Tabelle 6.1: *Die totale Breite $\Gamma_{68\%}$, in welcher symmetrisch um die Leptoquarkmasse M_{LQ} 68% der selektierten Ereignisse liegen, für die unterschiedlichen Rekonstruktionsmethoden und für ein S_0-Leptoquark der Masse $M_{LQ} = 150\ GeV$*

Die einfache Doppelwinkelmethode (vgl. Abb. 6.8) verhält sich systematisch ähnlich wie die gemischte Methode. Die Aufweitung der Massenverteilung bei großen $y_{2\vartheta}$-Werten wird allerdings vermieden. So reicht die erzielte Güte der Doppelwinkelmethode von $\Gamma_{68\%} = 29.4\ GeV$ an die der Elektronmethode heran. In Abbildung 6.9 sind die Vorteile der erweiterten Doppelwinkelmethode leicht zu erkennen. Im Vergleich zur einfachen Doppelwinkelmethode wird eine zu hohe Bestimmung der Leptoquarkmasse unterdrückt. Zusätzlich gelingt gegenüber der Elektronmethode jetzt auch eine zufriedenstellende Massenrekonstruktion im Bereich kleiner $y_{2\vartheta+E_e}$-Werte ($y_{2\vartheta+E_e} < 0.2$). Dies schlägt sich auch in der ermittelten Güte nieder, die $\Gamma_{68\%} = 26.7\ GeV$ beträgt. Obwohl die erweiterte Doppelwinkelmethode somit eine geringfügig bessere Massenauflösung als die Elektronmethode aufweist, wird im weiteren Verlauf der Analyse die Elektronmethode bevorzugt. Grund dafür ist, daß die Einfachheit der Elektronmethode nur auf den beiden Meßgrößen ϑ_e und E_e beruht, während in der erweiterten Doppelwinkelmethode der eigentlich einzusetzende Winkel des gestreuten Quarks auf Partonniveau nur durch einen mit Hilfe des gesamten hadronischen Systems ermittelten Wert angenähert werden kann. Diese Winkelberechnung aus den hadronischen Energiedepositionen ist zudem noch sensitiv auf eine mögliche Abhängigkeit der Kalorimeterkalibration vom Polarwinkel.

Jetalgorithmen

Die Leptoquarkmasse kann auch über die invariante Masse der Zerfallsprodukte ermittelt werden. Neben dem experimentell nachgewiesenen Elektron muß eine Bestimmung des auf dem Zerfallsquark beruhenden Jets erfolgen. Dazu dienen der JADE- und CONE-Jetalgorithmus [JADE, CONE]. Als der aus dem Leptoquarkzerfall stammende Jet wird der Jet mit dem höchsten Transversalimpuls p_T definiert. Für beide Jetalgorithmen ergeben sich Werte für das Auflösungsvermögen der Leptoquarkmasse in der gleichen Größenordnung wie in der Jacquet-Blondel-Methode. Zudem sind die Jetalgorithmen sensitiv auf Fragmentationseffekte. Später wird ein alternatives Rekonstruktionsverfahren vorgestellt, das eine sehr effiziente Massenbestimmung ermöglicht und unabhängig von möglichen Fragmentationseffekten ist.

Constrained Fit

Der in [PS92] vorgeschlagene „*Constrained Kinematic Fit*“ zur Bestimmung der Leptoquarkmasse basiert auf der Überbestimmtheit des gemessenen Systems. So kann die Kinematik eines Ereignisses sowohl über das identifizierte Elektron als auch über die hadronischen Energien bestimmt werden. Welche Methode den Vorzug erhält, hängt von der entsprechenden Präzision der Massenrekonstruktion in der untersuchten kinematischen Region ab. Die Idee des „*Constrained Kinematic Fit*“ besteht darin, die gesamte vorhandene Information einer Reaktion, einschließlich der Meßfehler, zu verwenden. Die gemessenen Vierervektoren $p_{e'}$, p_h des auslaufenden Elektrons und des totalen hadronischen Systems im Endzustand werden unter Berücksichtigung der Viererimpulserhaltung gefittet. Dabei ist es möglich, auf ein zum einlaufenden Elektron kollinear abgestrahltes Bremsstrahlungsphoton mit der Energie E_γ zu korrigieren. Da ein großer Bruchteil der hadronischen Energie für die Messung entlang der Strahlröhre verloren geht, ist es sinnvoll, anstelle der Energie- und Impulserhaltung in z-Richtung auf die Erhaltungsgröße $E - p_z$ zurückzugreifen. Die drei zu erfüllenden Nebenbedingungen für den Fit lauten unter Vernachlässigung aller Massen:

$$p_{x,e'} + p_{x,h} = 0$$

$$p_{y,e'} + p_{y,h} = 0$$

$$2 \cdot E_e^0 = 2 \cdot E_\gamma + (E_{e'} - p_{z,e'}) + (E_h - p_{z,h})$$

Dabei beschreibt E_e^0 die Energie des einlaufenden Elektrons. Mit den in Kapitel 4.2 angegebenen Meßfehlern liefert dieser „*Constrained Kinematic Fit*“ jedoch keine signifikante Verbesserung der Massenauflösung im Vergleich zur Elektronmethode. Die resultierende Breite $\Gamma_{68\%}$ deckt sich mit dem in der Elektronmethode gewonnenen Wert. Grund dafür ist, daß nicht die experimentellen Unsicherheiten ein Beobachten der schmalen natürlichen Zerfallsbreite der Leptoquarks verhindern, sondern die Partonschauer eine starke Veränderung der Kinematik im Endzustand mit sich bringen.

Auch ein Fit mit der zusätzlichen Bedingung, daß die invariante Masse der Zerfallsprodukte des exotischen Teilchens mit der Leptoquarkmasse übereinstimmt, bleibt ohne Erfolg. Dabei werden als Zerfallsprodukte das auslaufende Elektron und der über Jetalgorithmen bestimmte p_T-stärkste Jet angesehen. Da die Masse eines hypothetischen Leptoquarks unbekannt ist, muß die Ausführung über den gesamt zu untersuchenden Massenbereich in 1 GeV Schritten erfolgen. Als Endergebnis dient der Fit mit dem kleinsten χ^2-Wert.

Da der „*Constrained Kinematic Fit*“ keine Verbesserung gegenüber der Elektronmethode in der Massenauflösung aufweist und er zudem sehr sensitiv auf die genaue Angabe der Meßfehler ist, wird dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

6.1.3 Eine alternative Methode zur Massenrekonstruktion

Alle bisher vorgestellten Rekonstruktionsmethoden weisen ein ähnliches systematisches Verhalten auf. Sie bestimmen aufgrund der Strahlungskorrekturen eine im Mittel zu niedrige Leptoquarkmasse, und die Spitzen der Massenverteilungen sind leicht zu niedrigeren Werten hin verschoben. Wünschenswert ist also ein Verfahren, das nicht sensitiv auf die Strahlungskorrekturen ist und das es ermöglicht, die wahre Leptoquarkmasse aus dem Endzustand eines Ereignisses zu gewinnen. Zu diesem Zweck bietet sich an, daß die Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ über die invariante Masse der Zerfallsteilchen gegeben ist. Die im H1-Detektor experimentell nachgewiesenen Zerfallsprodukte des Leptoquarks sind das Elektron und der auf dem Zerfallsquark beruhende Jet. Die Leptoquarkmasse läßt sich also einfach als invariante Masse der Vierervektorsumme, gebildet aus den die gemessenen Energien beschreibenden Vierervektoren, berechnen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß der Protonrest, der nicht an der harten Reaktion teilnimmt, häufig Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter hervorruft. Die so im Kalorimeter deponierten Energien sind auf den Raum nahe der Strahlröhre, wie in der visuellen Darstellung eines Ereignisses in Abbildung 5.13 zu erkennen ist, und in Vorwärtsrichtung beschränkt. Diese Energiecluster dürfen keinesfalls bei der Bildung der invarianten Masse zur Rekonstruktion der Leptoquarkmasse mitberücksichtigt werden. Um die auf dem Protonrest basierenden Energiedepositionen von denen der Zerfallsprodukte des Leptoquarks zu trennen, eignet sich ein Kegel in Vorwärtsrichtung, wie in Abbildung 6.10 schematisch dargestellt. Die

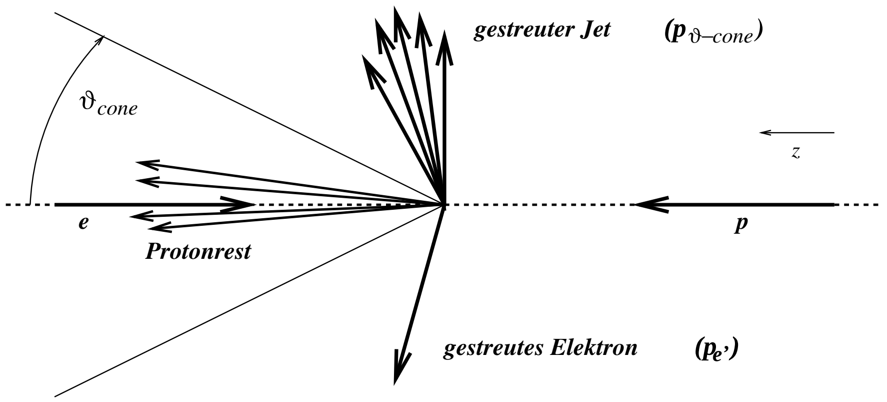

Abbildung 6.10: *Systematische Darstellung einer ep-Reaktion bei HERA zur Verdeutlichung des Kegels mit dem Öffnungswinkel* ϑ_{cone}

Spitze des Kegels kann dabei auf den Wechselwirkungspunkt der Reaktion fixiert werden, während der Öffnungswinkel ϑ_{cone} durch das Strahlrohr, das zugleich die Symmetrieachse des Kegels darstellt, und den Kegelmantel gegeben ist. Die vektorielle Summe der Impulse aller energiebehafteten Kalorimeterzellen außerhalb des so definierten Kegels, mit Ausnahme der Zellen die zum erkannten Elektron beitragen, wird als Impuls $\vec{p}_{\vartheta-cone}$ des vom Leptoquarkzerfall herrührenden Jets interpretiert. Die Leptoquarkmasse $M_{\vartheta-cone}$

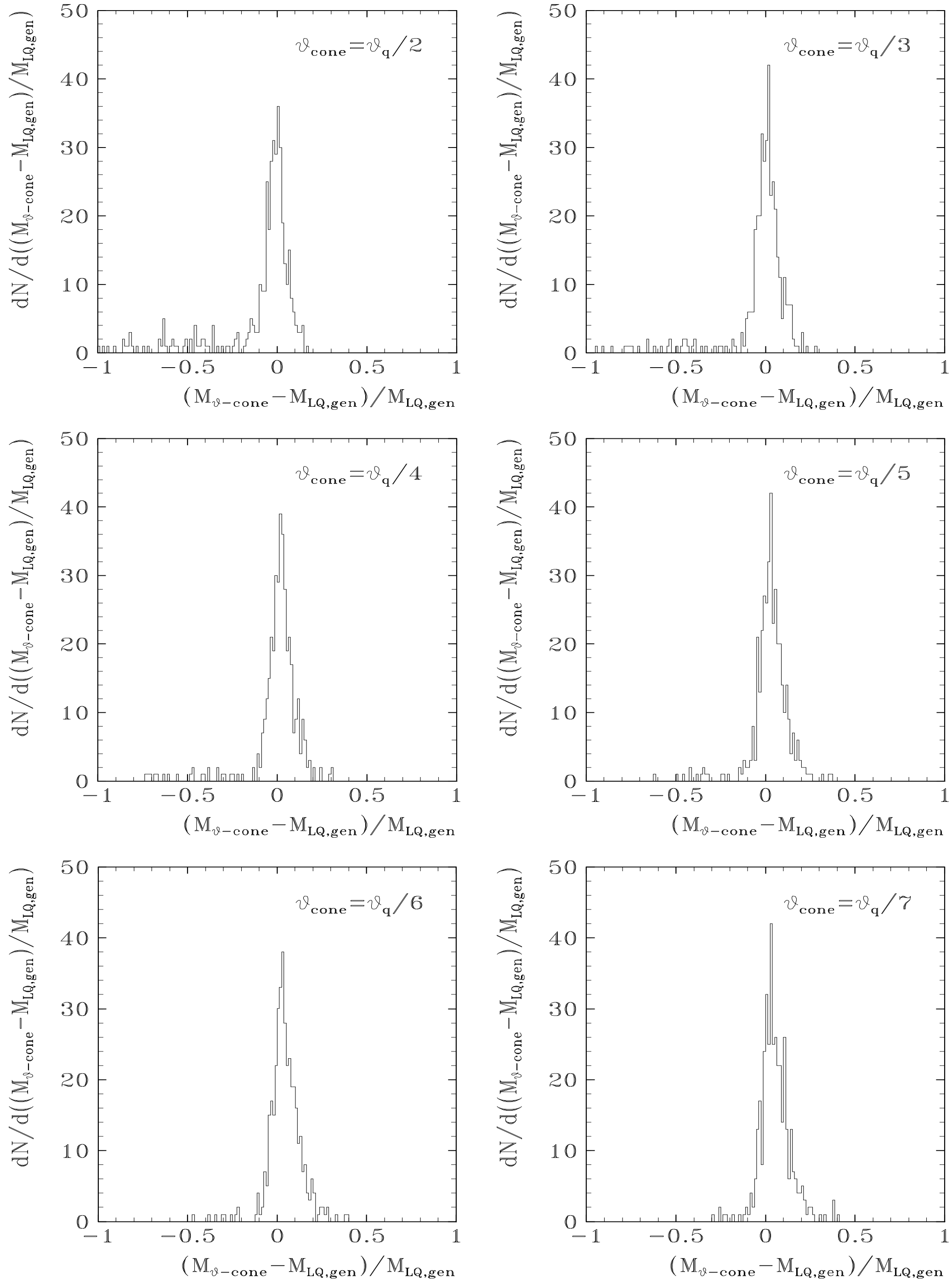

Abbildung 6.11: *Relative Massendifferenz zwischen der mit der Kegelmethode rekonstruierten Masse $M_{\vartheta-cone}$ und der generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für verschiedene Öffnungswinkel ϑ_{cone} und $M_{LQ} = 150\ GeV$*

berechnet sich dann als invariante Masse der Vierervektorsumme von Elektron $p_{e'}$ und Jet $p_{\vartheta-cone}$:

$$M_{\vartheta-cone} = \sqrt{(p_{e'} + p_{\vartheta-cone})^2}$$

Um auf die Kinematik eines einzelnen Ereignisses sensitiv zu sein, wird der Öffnungswinkel ϑ_{cone} des Kegels nicht auf einen festen Wert gesetzt, sondern in Abhängigkeit von der Topologie jedes einzelnen Ereignisses bestimmt. Das identifizierte Elektron erlaubt eine Berechnung des Streuwinkels ϑ_q für das auslaufende Quark auf Partonniveau. Als Öffnungswinkel für den Kegel bieten sich dann nur Werte an, die kleiner als dieser Streuwinkel ϑ_q sind, da sich der Jet aufgrund von Fragmentations- und Hadronisationseffekten weit auffächert. Abbildung 6.11 stellt die erhaltenen relativen Abweichungen der so rekonstruierten Masse $M_{\vartheta-cone}$ von der generierten Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für verschiedene Öffnungswinkel ϑ_{cone} dar:

$$\vartheta_{cone} = \frac{\vartheta_q}{n} \quad \text{für} \quad n = 1, 2, 3, \ldots, 7$$

Während in dieser Rekonstruktionsmethode für $n = 2$ ebenfalls Ausläufer zu niedrigeren Massenwerten zu beobachten sind, zieht diese Art der Massenbestimmung viele der falsch rekonstruierten Ereignisse mit wachsendem n wieder in den Bereich der wahren Leptoquarkmasse zurück. Für große n ($n \geq 5$) tendiert die Methode jedoch zu einer Überkom-

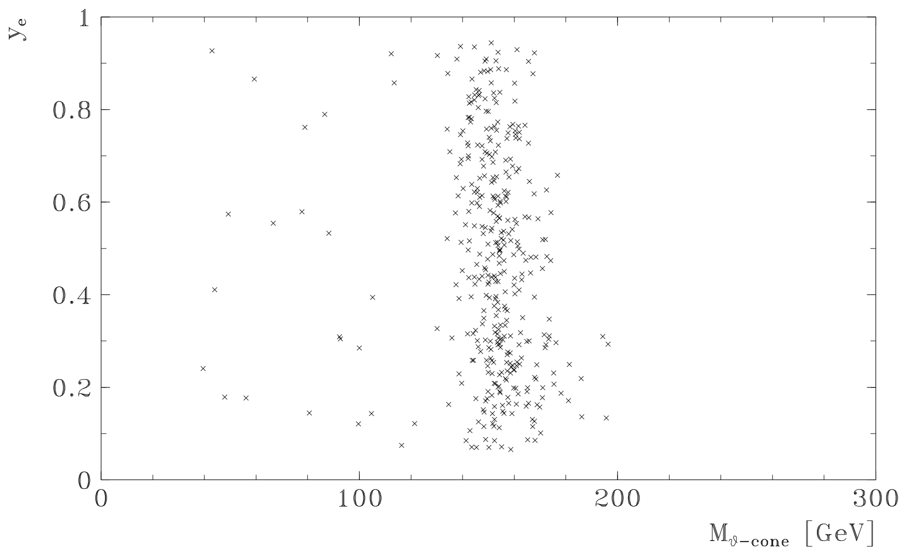

Abbildung 6.12: *Verteilung der mit der Kegelmethode rekonstruierten Masse $M_{\vartheta-cone}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_e für einen Öffnungswinkel $\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$ und S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 150$ GeV*

Rekonstruktionsmethode	$\Gamma_{68\%}$	
	$M_{LQ} = 50\ GeV$	$M_{LQ} = 250\ GeV$
Elektronmethode	$13.0\ GeV$	$59.0\ GeV$
Kegelmethode ($\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$)	$13.9\ GeV$	$28.6\ GeV$
2ϑ-Kegelmethode ($\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$)	$10.5\ GeV$	$60.5\ GeV$

Tabelle 6.2: *Die totale Breite $\Gamma_{68\%}$ für unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden und für S_0-Leptoquarks der Massen 50 GeV und 250 GeV*

pensation, d.h. es werden zu hohe Massenwerte bestimmt. Grund dafür ist, daß durch Protonfragmente hervorgerufene Energiedepositionen außerhalb des Kegels fälschlicherweise zum Impuls der Zerfallsprodukte des Leptoquarks beitragen. Für die Öffnungswinkel $\vartheta_{cone} = \vartheta_q/3$ bzw. $\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$ läßt sich mit dieser „Kegelmethode“ eine stark verbesserte Massenauflösung im Vergleich zur Elektronmethode erzielen. Wie auch in Tabelle 6.1 angegeben, spiegelt sich diese Tatsache in der ermittelten Güte $\Gamma_{68\%}$ von $21.3\ GeV$ wider, die somit die Güte der Elektronmethode bei weitem übertrifft. Die Massenverteilung ist jetzt symmetrisch und zentriert um die generierte Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$, so daß diese im Mittel besser beschrieben wird. Die weiteren Untersuchungen beruhen auf einem Öffnungswinkel des Kegels von $\vartheta_{cone} = \vartheta_q/4$, da im Vergleich zu $\vartheta_{cone} = \vartheta_q/3$ die Ausläufer zu kleineren Massenwerten noch reduziert werden. Das Auftreten zu niedrig rekonstruierter Leptoquarkmassen basiert auf einem Verlust von Energiebruchteilen des Jets durch den Schnitt im Polarwinkel. Abbildung 6.12 veranschaulicht, daß über den gesamten y_e-Bereich eine konstante Massenauflösung vorliegt.

Wie die konventionellen Rekonstruktionsmethoden ist auch die Kegelmethode über den fast gesamten zu untersuchenden Massenbereich stabil. Nur im unteren Grenzbereich ($50\ GeV$ Leptoquarks) verliert sie ihren Vorteil gegenüber der Elektronmethode. Die entsprechenden Werte für die definierte Güte $\Gamma_{68\%}$ sind in Tabelle 6.2 für S_0-Leptoquarks der Masse $50\ GeV$ und $250\ GeV$ zu finden. Aber gerade im physikalisch interessanteren Massenbereich ($M_{LQ} \geq 100\ GeV$) behauptet sich die Kegelmethode durch hervorragende Massenauflösungen gegenüber der üblichen Elektronmethode. Für eine Suche nach einem noch nicht entdeckten Teilchen, das in der tiefinelastischen Streuung von Elektronen und Protonen in einer s-Kanalresonanz erzeugt werden könnte, ist somit die entwickelte Kegelmethode prädestiniert.

Eine weitere Möglichkeit die Masse der exotischen Teilchen zu rekonstruieren, besteht darin, den Streuwinkel des Quarks auf Partonniveau in der Doppelwinkelmethode nicht durch den Winkel des gesamten gemessenen hadronischen Systems zu ersetzen, sondern durch den Winkel des in der Kegelmethode definierten Jets anzunähern. Abbildung 6.13 präsentiert die erhaltenen Ergebnisse dieser 2ϑ-Kegelmethode. Während das Verfahren für kleine Leptoquarkmassen gute Auflösungen aufweist (vgl. auch Tab. 6.2), versagt es im Vergleich zur einfachen Kegelmethode gerade im interessanten Bereich hoher Lepto-

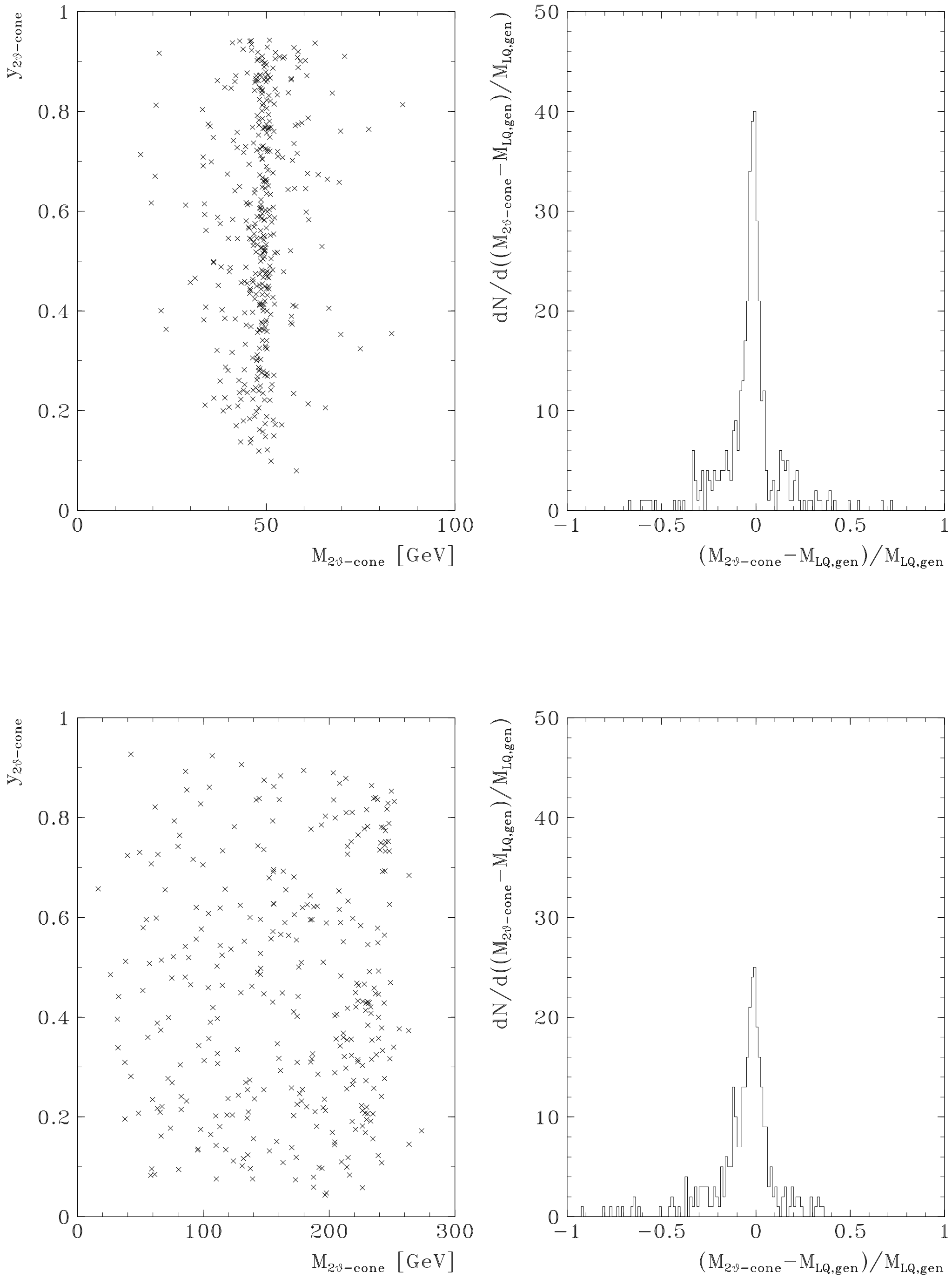

Abbildung 6.13: *Verteilung der mit der 2ϑ-Kegelmethode rekonstruierten Masse $M_{2\vartheta-cone}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen $y_{2\vartheta-cone}$ und im Vergleich zu den generierten S_0-Leptoquarkmassen $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 50$ GeV (oben) und $M_{LQ} = 250$ GeV (unten); deutlich sichtbar für die 250 GeV Leptoquarks sind die auftretenden Auswirkungen der Faltung der Breit-Wigner-Funktion ($\lambda_L = 0.6$) mit den Quarkdichten des Protons*

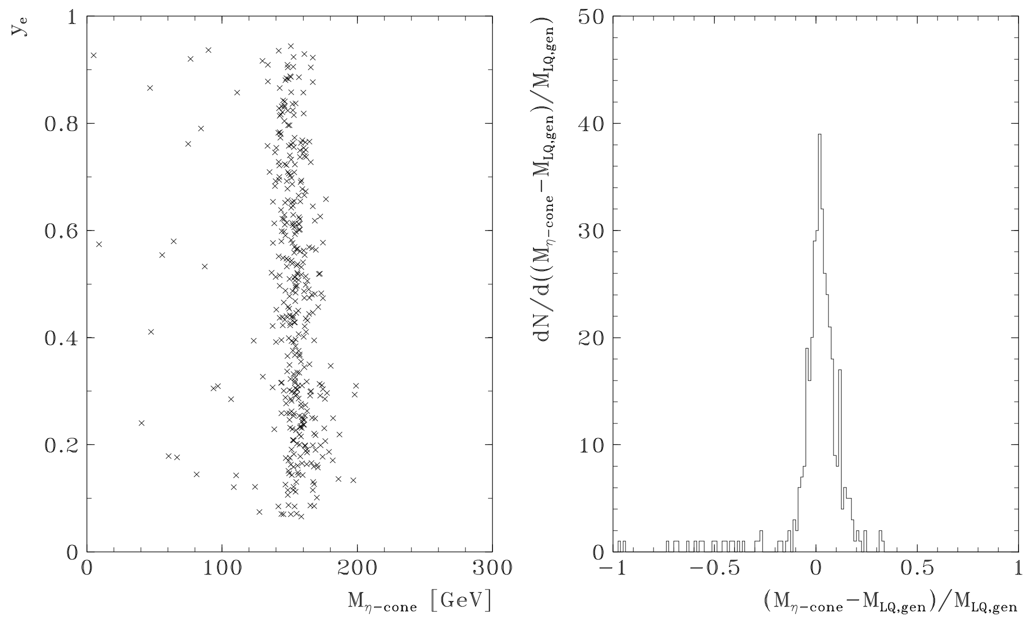

Abbildung 6.14: *Verteilung der mit der η-Kegelmethode rekonstruierten Masse $M_{\eta-cone}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_e und im Vergleich zur generierten S_0-Leptoquarkmasse $M_{LQ,gen}$ für $M_{LQ} = 150$ GeV*

quarkmassen. Die alternative Verwendung des ermittelten Jetwinkels in der erweiterten Doppelwinkelmethode resultiert über den gesamten Massenbereich in weniger präzisen Massenbestimmungen als in der einfachen Doppelwinkelmethode. Daher scheinen diese beiden Rekonstruktionsmethoden ungeeignet und werden folglich nicht mehr weiter verfolgt.

Eine Alternative zur Bestimmung des Öffnungswinkels in der Kegelmethode bietet die Pseudorapidität η. Anstelle der Trennung der Leptoquarkzerfallsprodukte vom Protonrest mit Hilfe des Polarwinkels, kann auch die Pseudorapidität

$$\eta_{cone} = \eta_q + \Delta\eta$$

als Schnittparameter verwendet werden. Die Pseudorapidität η_q läßt sich dafür aus dem mittels des Elektrons ermittelten Winkel ϑ_q des gestreuten Quarks auf Partonniveau berechnen, und $\Delta\eta$ kann zu einem konstanten Wert (z.B. 0.025, 0.5, 0.75, ... oder 2.0) gesetzt werden. Der auf dem Zerfallsquark basierende Jet ergibt sich dann durch die Summe aller hadronischen Energiedepositionen eines Ereignisses mit $\eta < \eta_{cone}$. Diese Rekonstruktionsmethode weist ein ähnliches systematisches Verhalten wie die zuvor beschriebene Kegelmethode auf. Auch hier ergibt sich für $\Delta\eta = 1.5$ ein Optimum in der Massenauflösung.

Um einen Vergleich mit der ϑ-Kegelmethode zu ermöglichen, sind in Abbildung 6.14 die erhaltenen Ergebnisse für 150 GeV schwere S_0-Leptoquarks dargestellt. Die Güte $\Gamma_{68\%}$ ergibt sich zu 21.9 GeV und liegt somit in der gleichen Größenordnung wie für die ϑ-Kegelmethode. Während in der hier vorgestellten Analyse der Schnitt im Polarwinkel Anwendung findet, wurde in der Veröffentlichung [H194b] die Pseudorapidität bevorzugt.

6.1.4 Elektron- und Kegelmethode im Vergleich

Sowohl die Elektron- als auch die Kegelmethode besitzen eine gute Massenauflösung. Sie unterscheiden sich aber im systematischen Verhalten bei der Massenrekonstruktion der simulierten Leptoquarkereignisse stark voneinander. Dies signalisiert ein direkter Vergleich der rekonstruierten Massen beider Verfahren in den Abbildungen 6.15 und 6.16. Um zu demonstrieren, daß die Kegelmethode über den gesamten Massenbereich ein stabiles Verhalten aufweist, lagen diesen Verteilungen generierte S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 200\ GeV$ und eine Kopplungskonstante von $\lambda_L = 0.25$ zugrunde. Deutlich erkennbar ist die im Mittel bessere Wiedergabe der Leptoquarkmasse bei Anwendung der Kegelmethode, die sich zudem gegenüber der Elektronmethode durch eine konstante gute Massenauflösung über den gesamten y_e-Bereich auszeichnet.

Abbildung 6.17 belegt eine gute Korrelation zwischen den mit beiden Verfahren bestimmten Massen sowohl für das Monte-Carlo der tiefinelastischen Streuung als auch

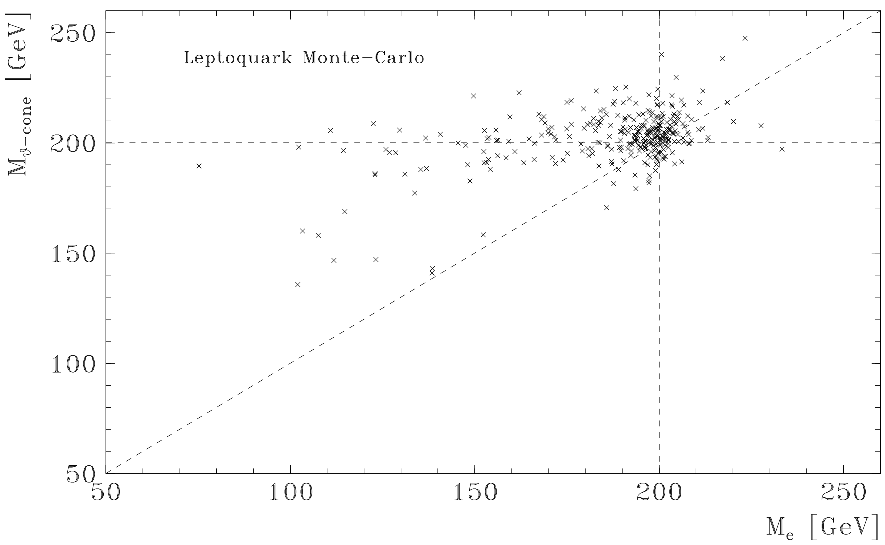

Abbildung 6.15: *Korrelation der mit Elektron- M_e und Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ rekonstruierten Massen für S_0-Leptoquaks der Masse $M_{LQ} = 200\ GeV$*

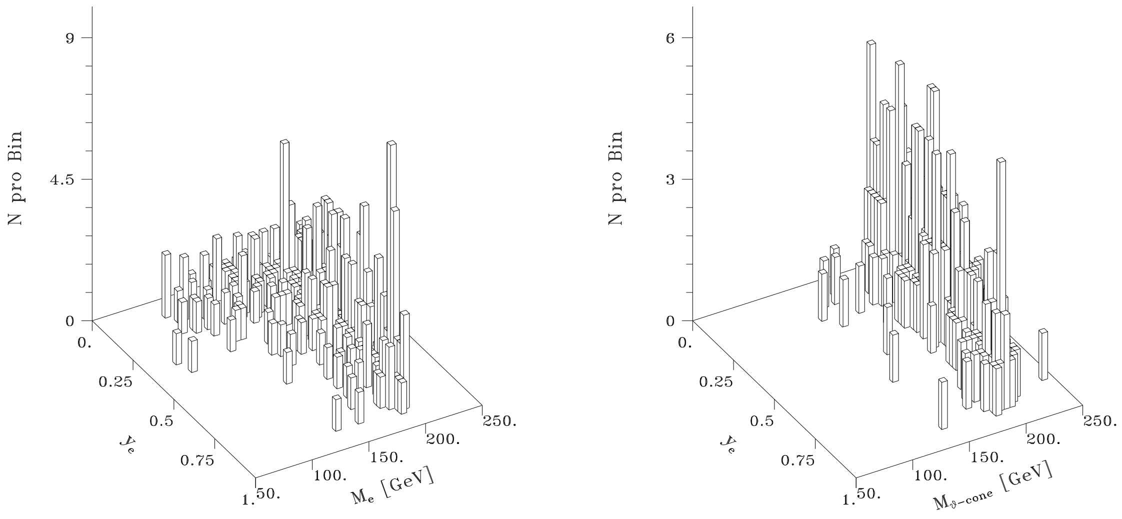

Abbildung 6.16: *Verteilungen der mit Elektron- und Kegelmethode rekonstruierten S_0-Leptoquarkereignisse der Masse $M_{LQ} = 200\,GeV$ in der (M_e, y_e)- bzw. $(M_{\vartheta-cone}, y_e)$-Ebene*

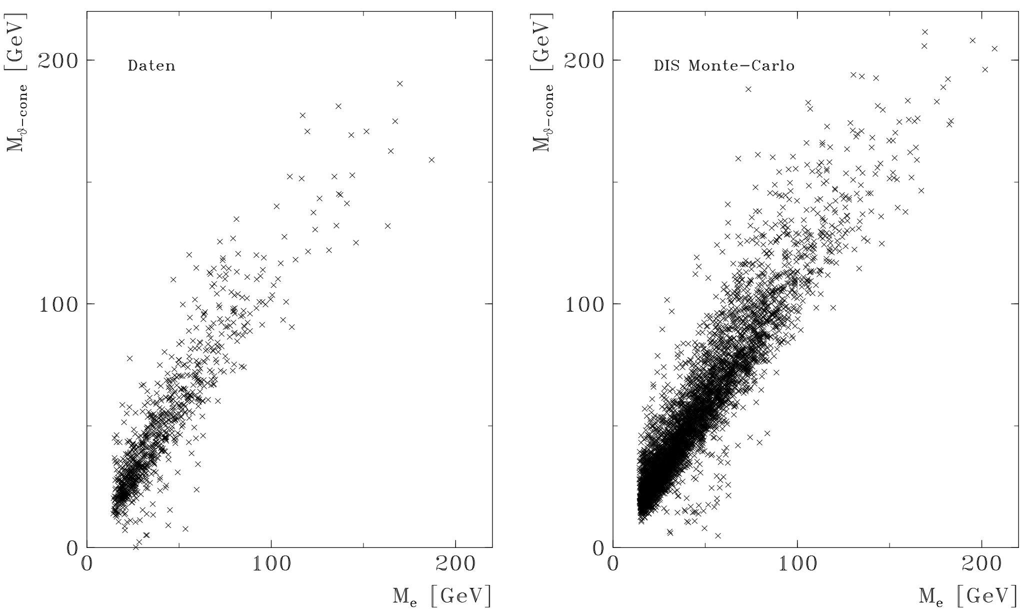

Abbildung 6.17: *Korrelation der mit Elektron- M_e und Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ rekonstruierten Massen für die Daten (links) das DIS Monte-Carlo (rechts)*

für die Daten nach allen bisher beschriebenen Selektionsschnitten. Die Verschmierung zu größeren $M_{\vartheta-cone}$-Werten entsteht auch hier äquivalent zu den Leptoquarkereignissen durch DIS-Ereignisse, in denen Energiedepositionen des Protonrestes zur Bildung der invarianten Masse beitragen. Die korrespondierenden Verteilungen verdeutlichen die gleichen systematischen Verschiebungen für das DIS Monte-Carlo und die Daten.

Abbildung 6.18 dokumentiert die gute Übereinstimmung der Massenspektren für Daten und DIS-Vorhersage des Standardmodells. Die 296 beobachteten Ereignisse decken sich mit der Erwartung von 293.8 ± 6.7 Ereignissen im Massenbereich $M_e > 45\ GeV$. Die systematische Verschmierung zu höheren Massen für das Kegelverfahren schlägt sich in einem weniger steil abfallenden Spektrum im Vergleich zur Elektronmethode nieder. Auffällig ist ein Datenüberschuß in dem 10 GeV breiten Massenfenster („*Bin*“) bei dem Massenwert von $M_e = 140\ GeV$ in der Verteilung, die ausschließlich mit Hilfe des auslaufenden Elektrons gewonnen wurde. Den erwarteten 2.2 ± 0.6 Ereignissen in diesem *Bin* stehen 7 Datenereignisse gegenüber. Nur fünf davon verbleiben auch in der Kegelmethode in demselben *Bin*. Diesem Datenüberschuß in der Elektronmethode steht im Vergleich zum Monte-Carlo eine leicht zu niedrige Ereignisrate im Massenbereich von 85 GeV bis 135 GeV gegenüber. Grund für die beobachtete Diskrepanz können durch Auflösungseffekte hervorgerufene Fluktuationen in der Massenrekonstruktion sein.

Um die Übereinstimmung zwischen den Spektren der Daten und der Vorhersage für beide Rekonstruktionsverfahren zu quantifizieren, wird der vom *Binning* unabhängige Kolmogorov-Smirnov-Test herangezogen [Ead71]. Dieser gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Annahme, daß zwei Spektren, in diesem Fall die Spektren der Daten und des Monte-Carlos, von einer gemeinsamen Mutterverteilung stammen, zutrifft. Das Ergebnis ist also ein Maß dafür, daß aufgetretene Abweichungen nur auf statistischen Fluktuationen basieren. Während der Kolmogorov-Smirnov-Test für die Kegelmethode eine Wahrscheinlichkeit von 59.6% liefert, resultiert die in der Elektronmethode beobachtete Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersage in einer um ca. einen Faktor 2.5 geringeren Wahrscheinlichkeit von 23.3%. Die erhaltenen Resultate bestätigen den aus den Massenspektren gewonnenen optischen Eindruck der Gleichheit der Verteilungen. Im Massenbereich $M_e > 100\ GeV$ liefert der Kolmogorov-Smirnov-Test für die Elektronmethode eine Wahrscheinlichkeit von 18.4%. Eine signifikante Abweichung der Datenverteilung von der Vorhersage läge erst dann vor, wenn sich eine Wahrscheinlichkeit von weit weniger als 1% ergeben würde. Dazu müßte aber das zuvor diskutierte *Bin* aufgrund des verwendeten statistischen Tests nach Abbildung 6.19 mehr als 12 Ereignisse beinhalten. Aufgetragen ist die aus dem Kolmogorov-Smirnov-Test erhaltene Wahrscheinlichkeit in Abhängigigkeit von der Anzahl der Datenereignisse innerhalb des 140 GeV *Bins* für den Massenbereich oberhalb von 100 GeV. Dazu wurden zusätzlich zu den sieben wirklich aufgezeichneten Ereignissen nacheinander Ereignisse im Bereich zwischen 140 GeV und 141 GeV für den statistischen Test hypothetisch hinzugefügt. Der eher schwache Wahrscheinlichkeitsabfall signalisiert, daß der Kolmogorov-Smirnov-Test nicht sehr sensitiv auf eine Resonanz in der Datenverteilung ist, sondern die integrale Verteilung stark in das Ergebnis einfließt. Das Resultat kann daher nur als Tendenz verstanden werden.

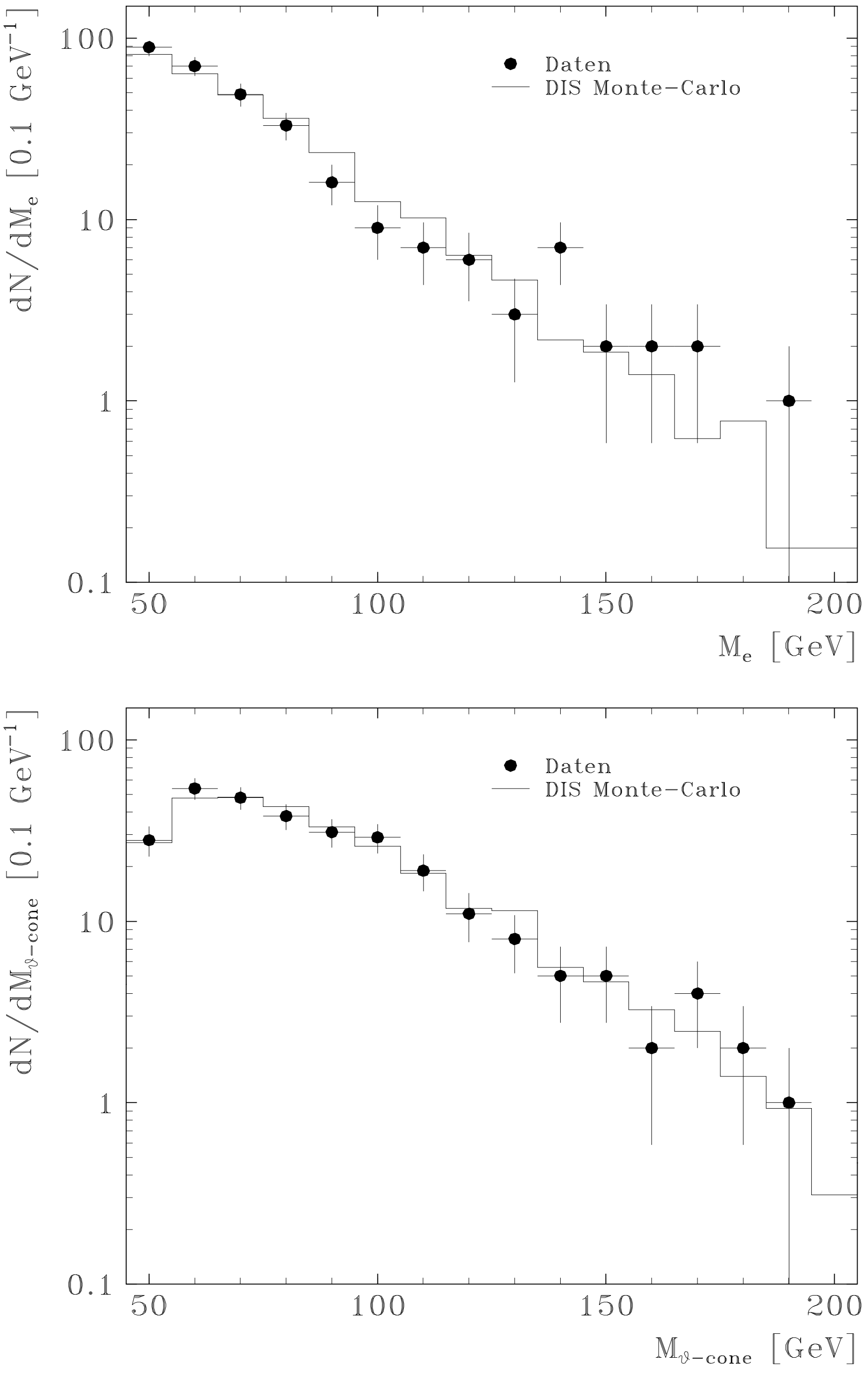

Abbildung 6.18: *Massenverteilungen der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells für die Elektron- M_e (oben) und die Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ (unten)*

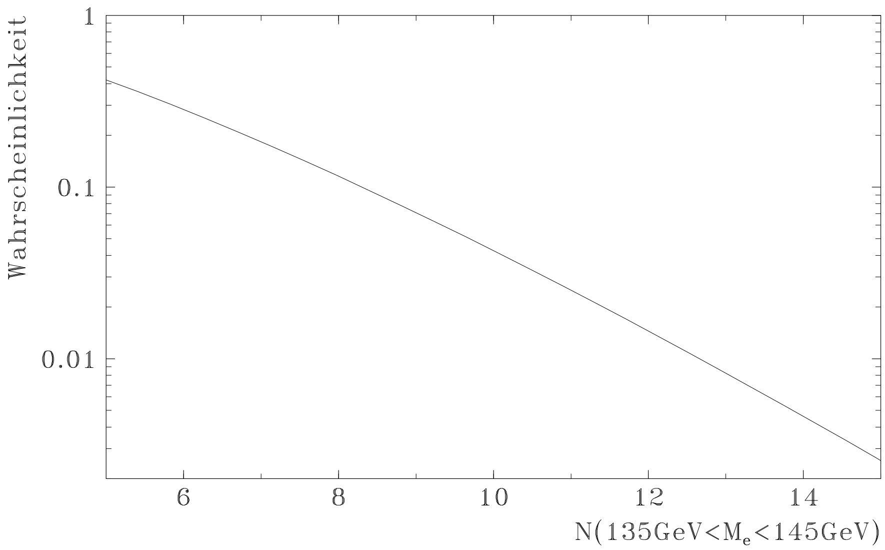

Abbildung 6.19: *Die Wahrscheinlichkeit aus dem Kolmogorov-Smirnov-Test für die Übereinstimmung der mit der Elektronmethode gewonnenen Daten- und Monte-Carlo-Massenverteilungen in Abhängigkeit von der Ereigniszahl* $N(135\ GeV < M_e < 145\ GeV)$ *im Massenbin um* $M_e = 140\ GeV$ *für Massen* $M_e > 100\ GeV$

Es sind in den Massenverteilungen keine signifikanten Abweichungen von der Vorhersage zu beobachten. Da somit keine Evidenz für ein neues Elementarteilchen vorliegt, besteht das weitere Ziel der Analyse darin, bestmögliche Ausschließungsgrenzen für die Massen der Leptoquarks und Leptogluonen in Abhängigkeit von den entsprechenden Kopplungskonstanten abzuleiten. Während sich die Kegelmethode durch eine im Mittel präzise Massenbestimmung bei der Signalsuche hervorhebt, ist sie für die Bestimmung der Ausschließungsgrenzen ungeeignet. Ursache dafür sind die im Vergleich zur Elektronmethode auftretenden systematischen Verschmierungen zu höheren Massenwerten bei der Rekonstruktion von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung. Aus einem erhöhten DIS-Untergrund im oberen Massenbereich ($> 100\ GeV$) würden dort weniger restriktive Grenzen resultieren. Die Ableitung der Ausschließungsgrenzen für die Reaktionskanäle mit einem Elektron im Endzustand stützt sich daher auf das Rekonstruktionsverfahren, in welchem die Masse ausschließlich mit Hilfe des identifizierten Elektrons ermittelt wird.

6.1.5 Trennung von Signal und Untergrund

Eine Ableitung optimaler Limits gelingt mit Hilfe einer differenzierten Ereignisselektion unter Berücksichtigung der Signalsignatur. Ausgangspunkt dafür sind unterschiedliche Verteilungen kinematischer Größen für Signal und Untergrund. So unterdrückt ein durch Abbildung 6.20 motivierter härterer Schnitt im Transversalimpuls $p_{T,e}$ des Elektrons von

$$p_{T,e} > 10\ GeV$$

den simulierten Untergrund der tiefinelastischen Streuung um 18.0%, so daß von den selektierten 4846 Ereignissen nur noch 3972 Ereignisse verbleiben. Konform dazu passieren von den 865 Datenereignissen 710 diesen Schnitt, was einer Unterdrückung von 17.9% entspricht. Dies spiegelt auch die Reinheit der Selektion wider. Demgegenüber treten für das Signal aufgrund der hohen Transversalimpulse $p_{T,e}$ des Elektrons nach Tabelle 6.3 nur bei kleinsten Massen $M_{LQ,LG} \leq 35\ GeV$ nennenswerte Effizienzverluste auf. Für die vektoriellen Leptoquarks werden zusätzlich bei Massen $M_{LQ} \geq 250\ GeV$ ca. 4% der Ereignisse verworfen.

Ein weiteres Potential zur Trennung des Signals vom Untergrund stellen die unterschiedlichen differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der kinematischen Variablen y dar. Abbildung 6.21 veranschaulicht diese systematischen Abhängigkeiten

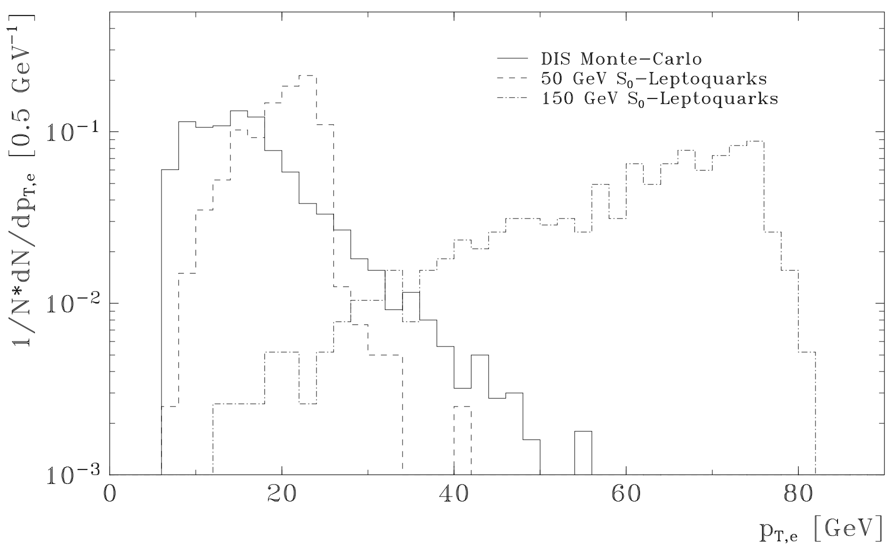

Abbildung 6.20: *Verteilungen der Transversalimpulse $p_{T,e}$ des auslaufenden Elektrons für das Monte-Carlo der tiefinelastischen Streuung und für simulierte S_0-Leptoquarks der Masse $M_{LQ} = 50\ GeV$ und $M_{LQ} = 150\ GeV$*

	Masse des exotischen Teilchens in [GeV]										
	35	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275
S_0	7.4%	1.8%	0.0%	0.0%	0.3%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.8%
$\tilde{S}_{1/2}$	—	—	—	—	—	—	0.3%	2.2%	—	—	—
$V_{1/2}$	2.0%	0.6%	0.5%	0.0%	0.3%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	4.2%	4.0%
V_0	—	—	—	—	—	—	1.0%	3.4%	—	—	—
LG	10.2%	2.4%	0.7%	0.2%	0.2%	0.5%	0.2%	0.0%	0.0%	0.3%	0.7%

Tabelle 6.3: *Effizienzverluste für die Leptoquarks S_0, $\tilde{S}_{1/2}$, $V_{1/2}$ und V_0 und für die Leptogluonen LG aufgrund des Schnittes $p_{T,e} > 10\ GeV$; Angaben sind nur für die in Kapitel 3.3 simulierten Signalereignisse möglich*

für die einzelnen Prozesse. Während der differentielle Wirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}y$ für die tiefinelastische ep-Streuung des neutralen Stromes im wesentlichen mit

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y} \sim \frac{1}{y^2} \qquad \text{für NC DIS}$$

abfällt, wovon nur in höchsten Q^2-Bereichen durch den Austausch von Z^0-Bosonen der schwachen Wechselwirkung Abweichungen in Form einer weniger steil abfallenden Verteilung auftreten, liegt für die skalaren Leptoquarks aufgrund der Spinquantenzahl $S = 0$ eine konstante Verteilung vor:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y} \sim konstant \qquad \text{für skalare Leptoquarks}$$

Die Spins der vektoriellen Leptoquarks $S = 1$ und Leptogluonen $S = 1/2$ rufen die Proportionalitäten

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y} \sim (1-y)^2 \qquad \text{für vektorielle Leptoquarks}$$
$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}y} \sim (1-y) \qquad \text{für Leptogluonen}$$

hervor. Die Spins S der massiven exotischen Teilchen bestimmen also über die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte im Ruhsystem der Leptoquarks bzw. Leptogluonen und über die Relation

$$y = \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos(\vartheta_l^*)),$$

wobei ϑ_l^* den Streuwinkel des Leptons im eq-Schwerpunktssystem in Bezug auf die Vorwärtsrichtung bezeichnet, die differentielle Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Skalenvariablen y. Zur weiteren Separation des Signals vom Untergrund ist somit ein unterer Schnitt y_{cut} in der Variablen y_e geeignet. Im Hinblick auf bestmögliche Ausschließungsgrenzen erfolgt eine Bestimmung dieses Schnittes y_{cut} auf Basis eines

Massenfensters für jede betrachtete hypothetische Masse $M_{LQ,LG}$ so, daß für die Signal-Untergrund-Signifikanz ein Optimum vorliegt. Dabei wird angenommen, daß die im Experiment beobachtete Anzahl an Ereignissen zu der im Mittel erwarteten Anzahl an Untergrundereignissen korrespondiert. Die Festlegung des zu betrachteten Massenfensters, welches noch $\gtrsim 68\%$ der selektierten Leptoquark- bzw. Leptogluon-Ereignisse beinhalten soll, berücksichtigt die Strahlungskorrekturen, insbesondere die Partonschauer im Endzustand, indem nicht eine symmetrische Lage um die hypothetische Masse $M_{LQ,LG}$ des in Betracht gezogenen exotischen Teilchens angestrebt, sondern eine in etwa gleich hohe Signalereignisdichte an den beiden Rändern des Massenintervalls gefordert wird. Für Massen $M_{LQ,LG} \gtrsim 250\,GeV$ können jedoch diese Anforderungen aufgrund der Faltung der Breit-Wigner-Funktion mit den Quarkdichten des Protons nicht gestellt werden, so daß dort die untere Grenze des erlaubten Massenbereiches auf bis zu $100\,GeV$ zu senken ist, um die Effizienz aufrecht zu erhalten. Diese Aufweitung des Massenfensters ist möglich, da in diesem Bereich nur wenige Daten registriert wurden. Die gewonnenen oberen und unteren Massenschranken entsprechend der zu untersuchenden hypothetischen Masse $M_{LQ,LG}$ sowohl für skalare und vektorielle Leptoquarks als auch für Leptogluonen faßt Abbildung 6.22 zusammen. Als Stützstellen dienten die in Kapitel 3.3 mit dem Monte-Carlo-Generator LEGO simulierten und in Kapitel 5.1.5 selektierten Signalereignisse. Unter Zugrundelegung dieser Massenfenster lassen sich die in Abbildung 6.23 dargestellten Werte für den Schnitt y_{cut} in Abhängigkeit von der Masse $M_{LQ,LG}$ ermitteln.

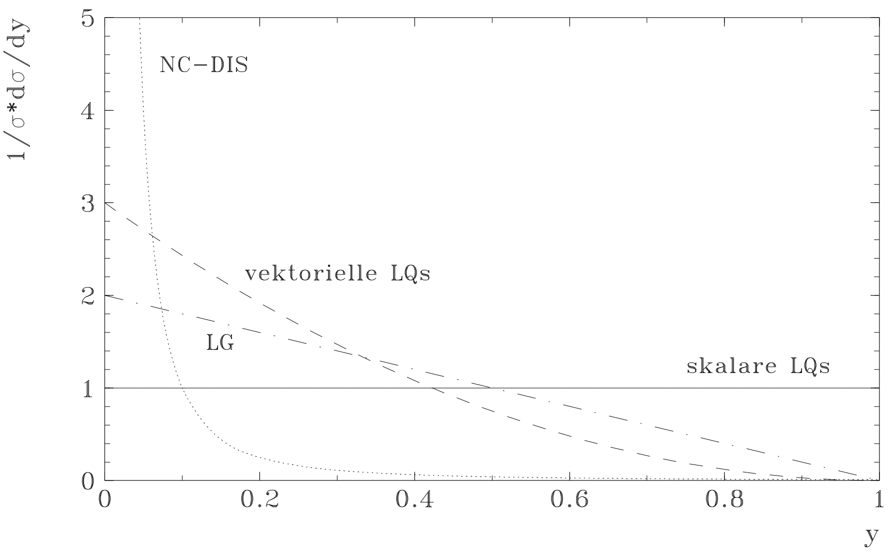

Abbildung 6.21: *Schematische Darstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dy$ für die tiefinelastische ep-Streuung des neutralen Stromes (DIS) und für die Leptoquarks (LQ) und Leptogluonen (LG)*

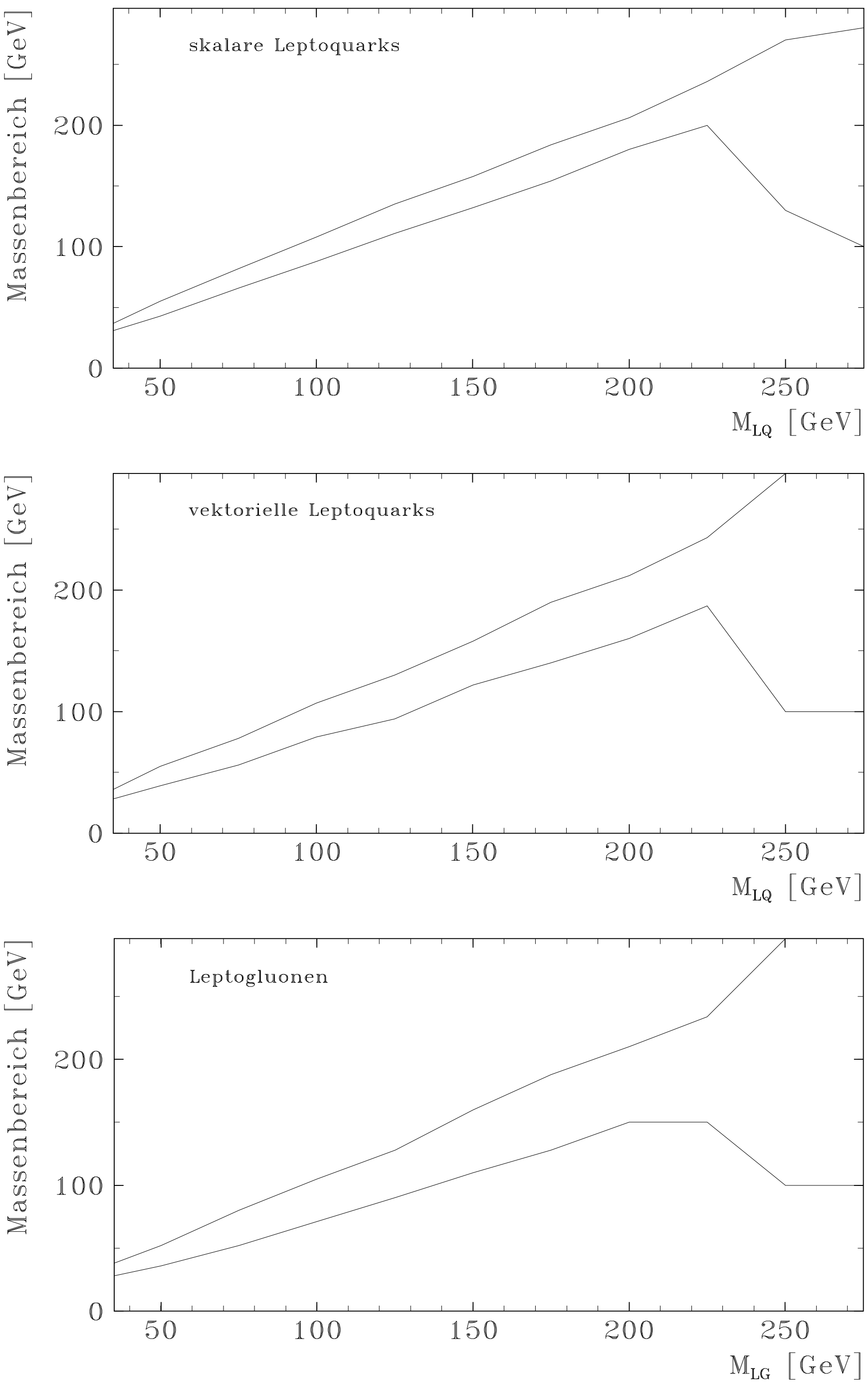

Abbildung 6.22: *Ermittelte Massenfenster in Abhängigkeit von der hypothetischen Masse $M_{LQ,LG}$ für die verschiedenen exotischen Teilchentypen*

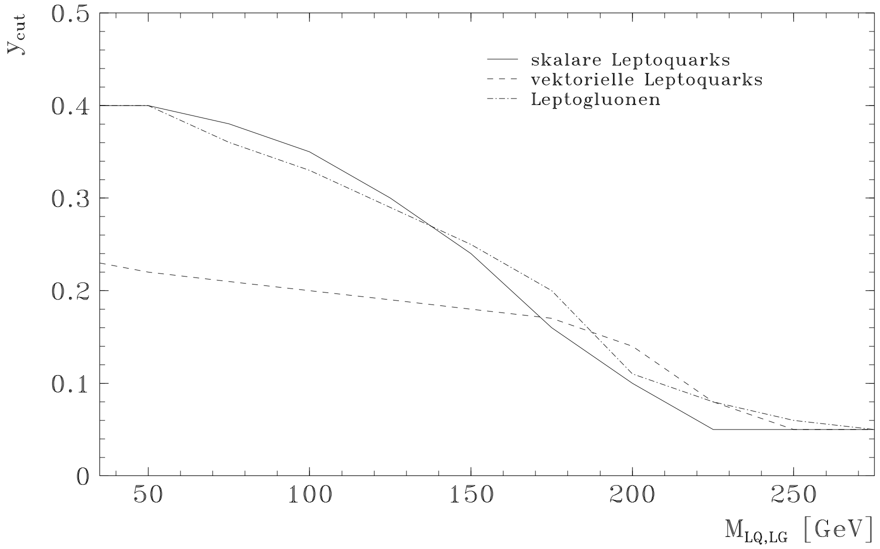

Abbildung 6.23: *Optimierter unterer Schnitt y_{cut} in der kinematischen Variablen y_e als Funktion der hypothetischen Masse $M_{LQ,LG}$*

Für kleine Massen gewinnt die tiefinelastische Streuung mehr und mehr an Bedeutung und muß durch einen geeigneten Schnitt in y unterdrückt werden. Im Vergleich zu den skalaren Leptoquarks ist für die vektoriellen Leptoquarks auch der Bereich kleiner y-Werte stärker zu berücksichtigen, da der differentielle Wirkungsquerschnitt für solche Teilchen mit wachsendem y steil abfällt.

Nach Anwendung der so definierten Schnitte auf die Signal-Monte-Carlos resultieren die in Abbildung 6.24 aufgeführten Erkennungswahrscheinlichkeiten. Für alle drei Teilchentypen, mit Ausnahme der Leptoquarks der Fermionenzahl $F = 0$, liegt die Effizienz — im wesentlichen durch die eingeschränkten Massenfenster bedingt — im Massenbereich $75\ GeV \leq M_{LQ,LG} \leq 225\ GeV$ zwischen 40% und 50%. Daß der Simulation von Vektorleptoquarks mit der Fermionenzahl $F = -2$ im Bereich hoher Massen ($M_{LQ} \gtrsim 250\ GeV$) größte Kopplungskonstanten zugrunde lagen, hat wegen der bereits diskutierten physikalischen Gegebenheiten in dieser Massenregion einen starken Abfall der Nachweissensitivität zur Folge. Eine ähnliche Situation liegt für die Leptogluonen vor. Für Leptoquarks, die eine Fermionenquantenzahl $F = 0$ tragen, basiert die Simulation in Anlehnung an die erwarteten Ausschließungsgrenzen schon ab Massen M_{LQ} von $175\ GeV$ auf größten Kopplungskonstanten. Deshalb fällt in Verbindung mit den an Bedeutung gewinnenden u-Kanalreaktionen für $F = 0$ Leptoquarks die Erkennungswahrscheinlichkeit hier schon sehr steil ab. Die geringen Effizienzverluste für kleine Massen ($M_{LQ} \leq 50\ GeV$) sind im wesentlichen durch die y-Schnitte bedingt.

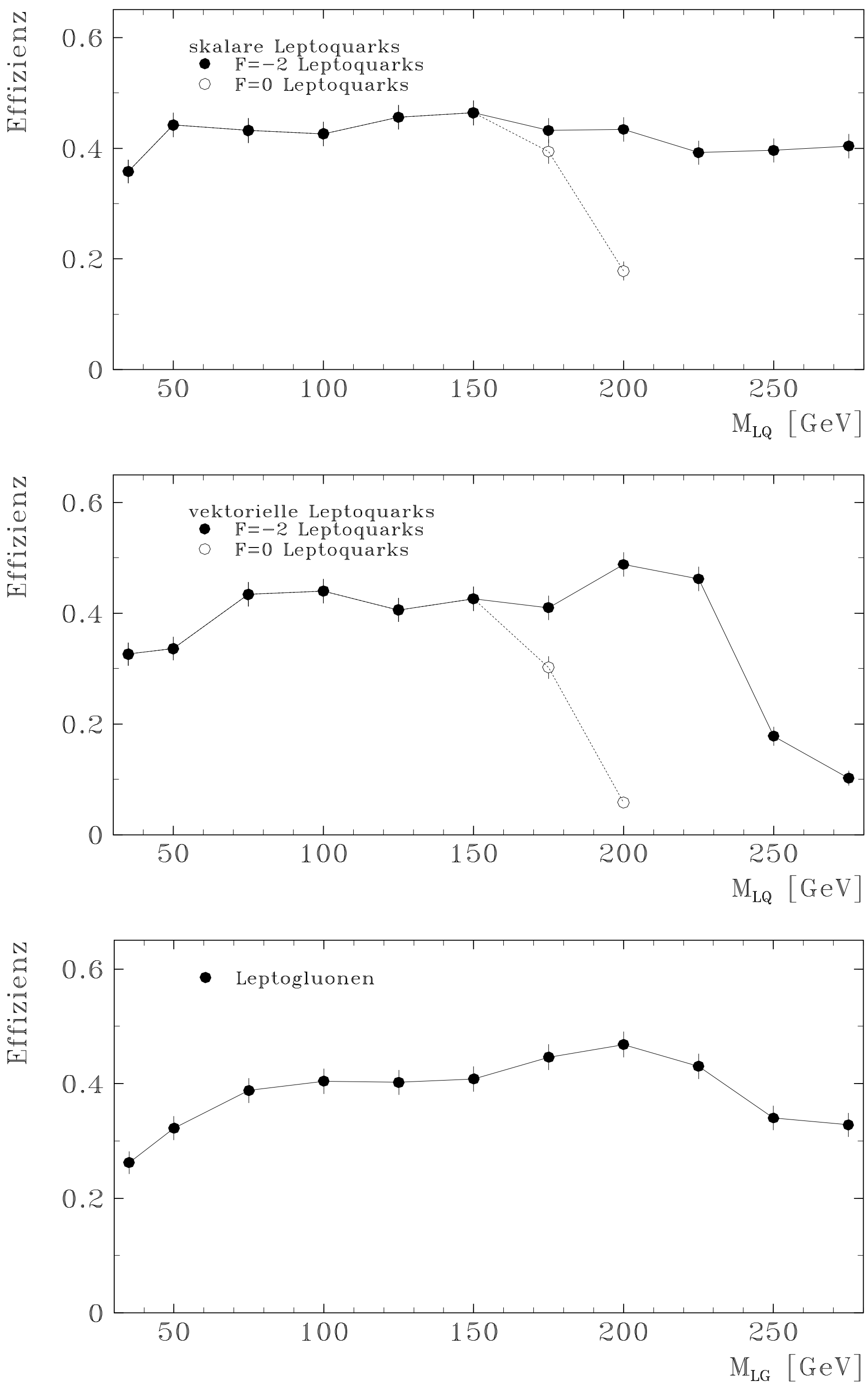

Abbildung 6.24: *Gesamteffizienzen ε in den Massenfenstern nach Anwendung des Schnittes y_{cut}*

Diese in Abbildung 6.24 vorgestellten Gesamteffizienzen ε sind für die Ableitung der Ausschließungsgrenzen relevant. Im Anhang sind die einzelnen Ereigniszahlen und Werte der Massenfenster und Effizienzen einschließlich der zugehörigen Fehler für die einzelnen Stützstellen, die den graphischen Darstellungen zugrunde lagen, tabellarisch aufgeführt.

6.1.6 Endgültige Massenverteilungen

Ein Vergleich der aufgezeichneten Daten und der DIS Monte-Carlo-Vorhersage nach Anwendung des harten Schnittes im Transversalimpuls $p_{T,e}$ des Elektrons ist in den Massenspektren der Abbildungen 6.25 bis 6.27 dargestellt. Zusätzlich sind die Verteilungen nach Ausführung des massenabhängigen Schnittes y_{cut} zur Optimierung der Signal-Untergrund-Signifikanz für die drei unterschiedlichen exotischen Teilchentypen eingetragen. Für die simulierten DIS-Ereignisse mit $Q_e^2 \geq 1500\ GeV^2$ wurde in den hier gezeigten Massenverteilungen von einem generierten Datensatz ($Q_{e,gen}^2 \geq 1000\ GeV^2$) Gebrauch gemacht, der eine 95 mal höhere Statistik im Vergleich zu der experimentell aufgezeichneten Luminosität aufweist. Dadurch können die statistischen Fehler in der Region großer Massen ($M_e > 100\ GeV^2$) minimiert werden.

Alle mit Elektron- und Kegelmethode gemessenen Massenspektren, sowohl vor als auch nach dem y_{cut}-Schnitt, werden auch hier über den gesamten Massenbereich oberhalb von 45 GeV durch das auf dem Standardmodell beruhende Monte-Carlo beschrieben. Es deuten sich keine neuen physikalischen Phänomene an und es liegt somit keine Evidenz für Leptoquarks oder Leptogluonen vor. Dies rechtfertigt im Nachhinein nochmals das Vorgehen, den entwickelten Schnitt y_{cut} auf die Elektronmethode so zu optimieren, daß bestmögliche Ausschließungsgrenzen resultieren.

Die gezeigten Massenverteilungen, die auf der Elektronmethode basieren, sind der Ausgangspunkt für die Ableitung der Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks und Leptogluonen in Abhängigkeit von den Kopplungskonstanten für den Fall eines Elektrons im Endzustand.

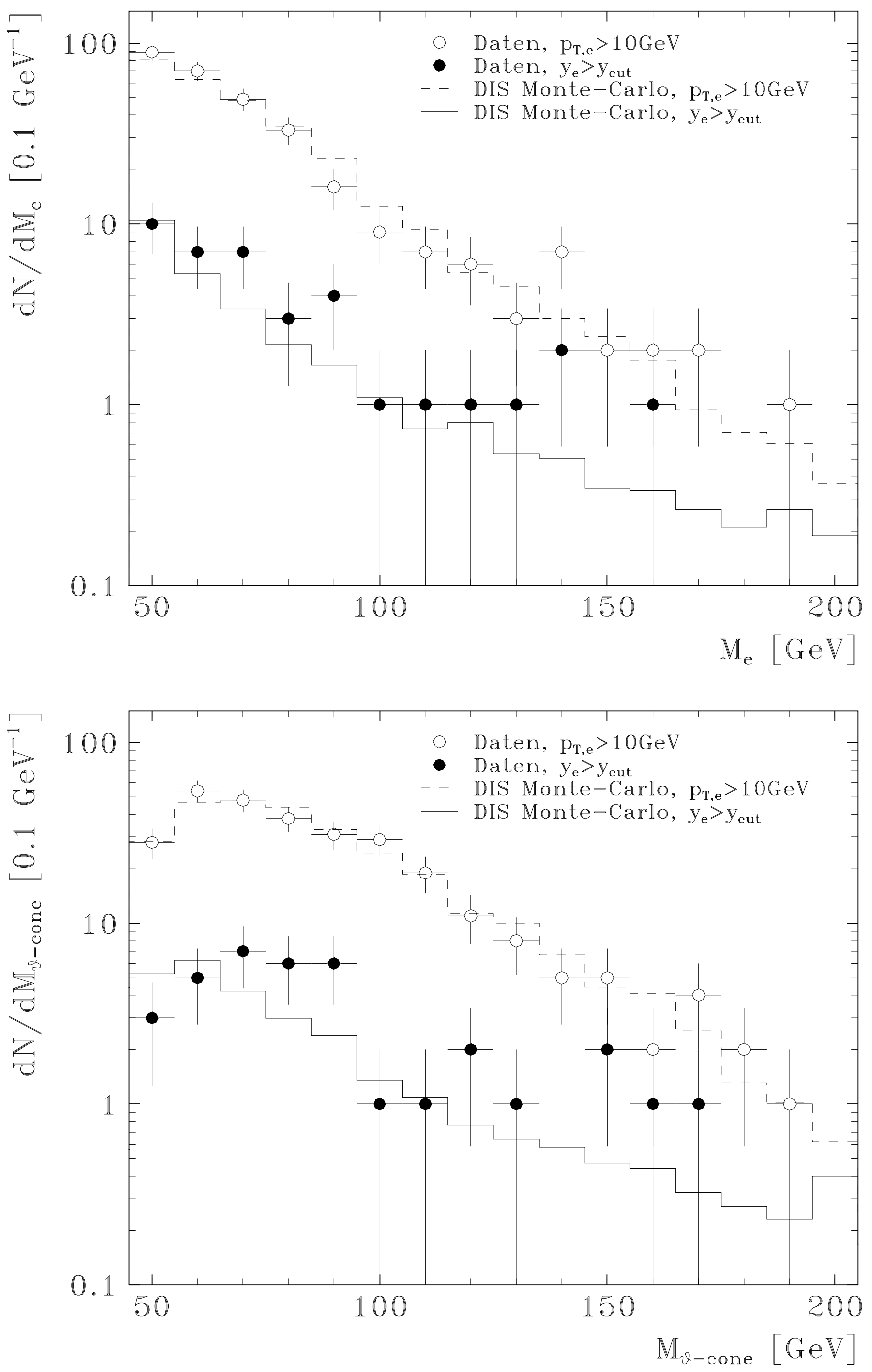

Abbildung 6.25: *Massenspektren der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells für die Elektronmethode M_e (oben) und die Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ (unten) nach Anwendung des $p_{T,e}$-Schnittes und der y_{cut}-Optimierung für skalare Leptoquarks*

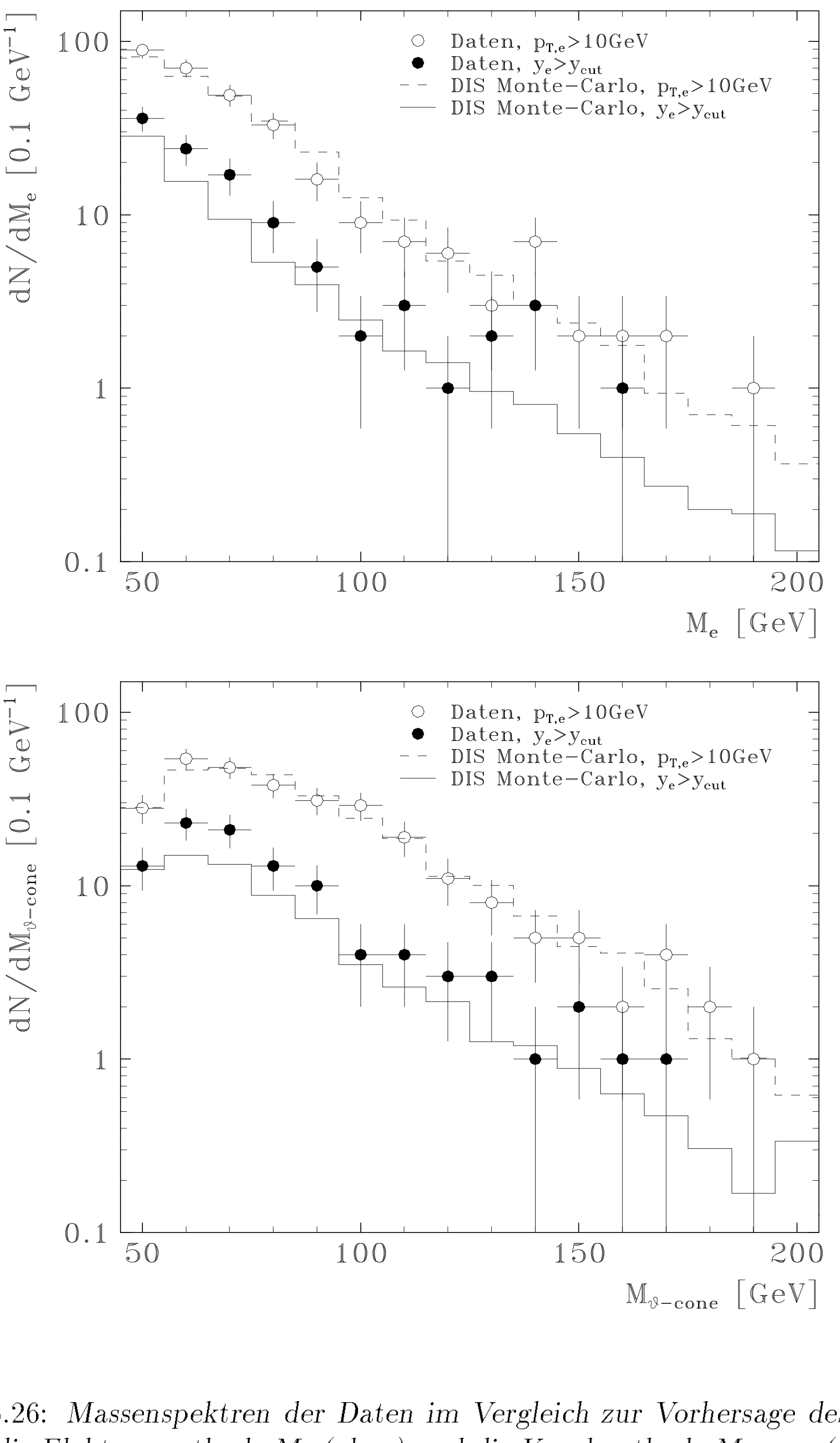

Abbildung 6.26: *Massenspektren der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells für die Elektronmethode M_e (oben) und die Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ (unten) nach Anwendung des $p_{T,e}$-Schnittes und der y_{cut}-Optimierung für vektorielle Leptoquarks*

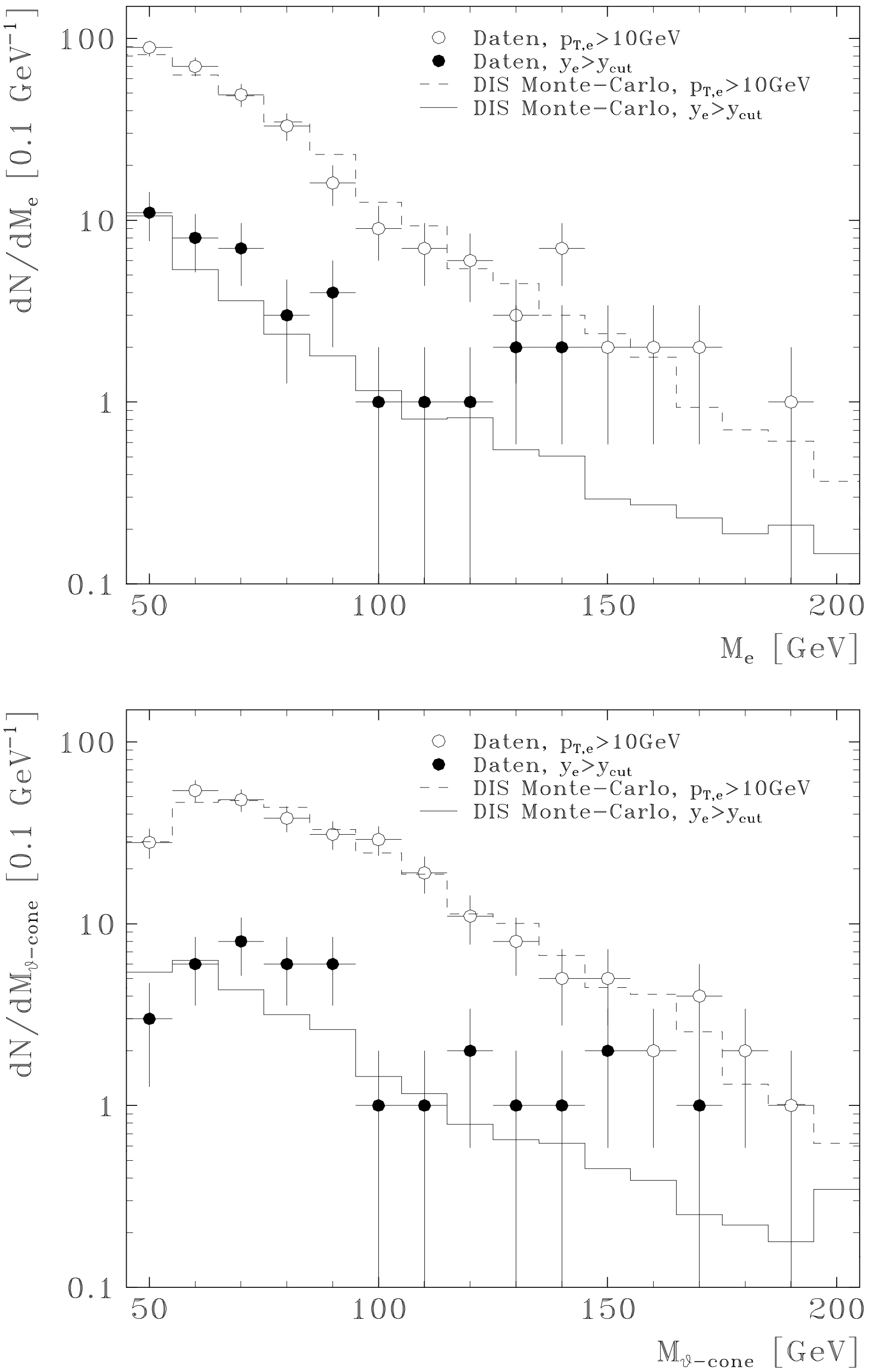

Abbildung 6.27: *Massenspektren der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells für die Elektronmethode M_e (oben) und die Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ (unten) nach Anwendung des $p_{T,e}$-Schnittes und der y_{cut}-Optimierung für Leptogluonen*

6.2 Analyse der geladenen Stromereignisse

Da einigen Leptoquarks zusätzlich ein Zerfall in ein Elektronneutrino und ein Quark offen steht, sollte sich deren mögliche Existenz auch in dem Massenspektrum der selektierten Ereignisse des geladenen Stromes zeigen. Im Gegensatz zum Endzustand mit einem Elektron steht jetzt nur die gemessene Energie des auslaufenden hadronischen Systems für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen und folglich auch zur Massenbestimmung zur Verfügung. Die Massenauflösung für Leptoquarks mit der Jacquet-Blondel-Methode ist aufgrund der eingeschränkten hadronischen Energieauflösung sehr viel schlechter als in der Elektronmethode.

In Abbildung 6.28 sind die selektierten Datenereignisse des geladenen Stromes und die nach dem Standardmodell simulierten Monte-Carlo-Ereignisse in der (M_{JB}, y_{JB})-Ebene eingetragen, um das im Experiment gewonnene Ergebnis mit der Vorhersage des Standardmodells zu vergleichen. Der erkennbare Schnitt in der Verteilung des Monte-Carlos bei kleinen rekonstruierten y_{JB}- und kleinen M_{JB}-Werten beruht auf der Bedingung an den Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes während der Selektion. Die Datenereignisse liegen in Bereichen, in denen nach der Vorhersage des W-Austausches auch

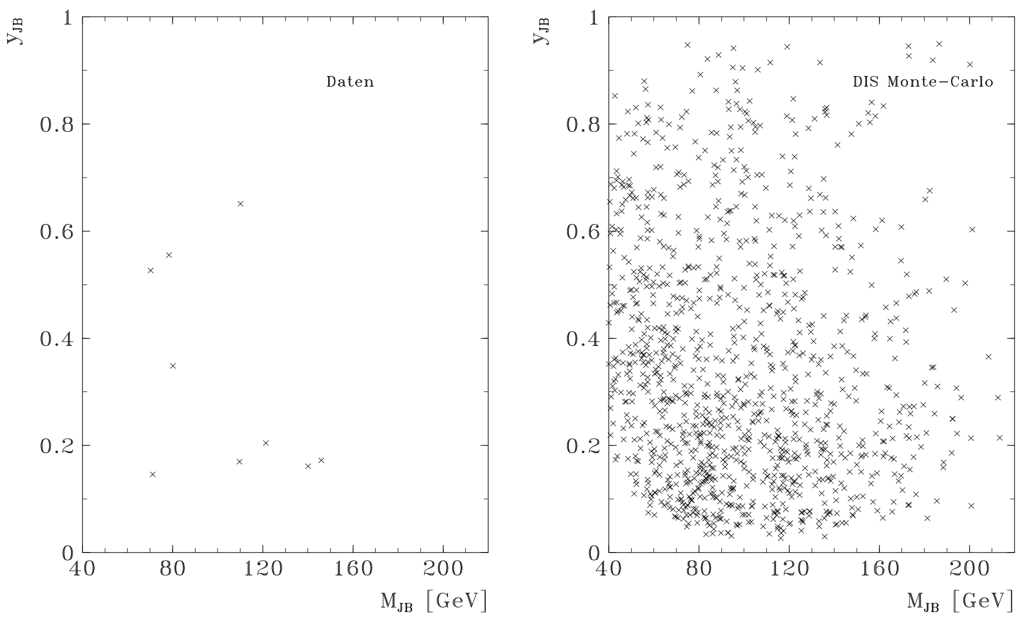

Abbildung 6.28: *Die mit der Jacquet-Blondel-Methode rekonstruierte Masse M_{JB} in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_{JB} für die Daten und das Monte-Carlo (volle Statistik)*

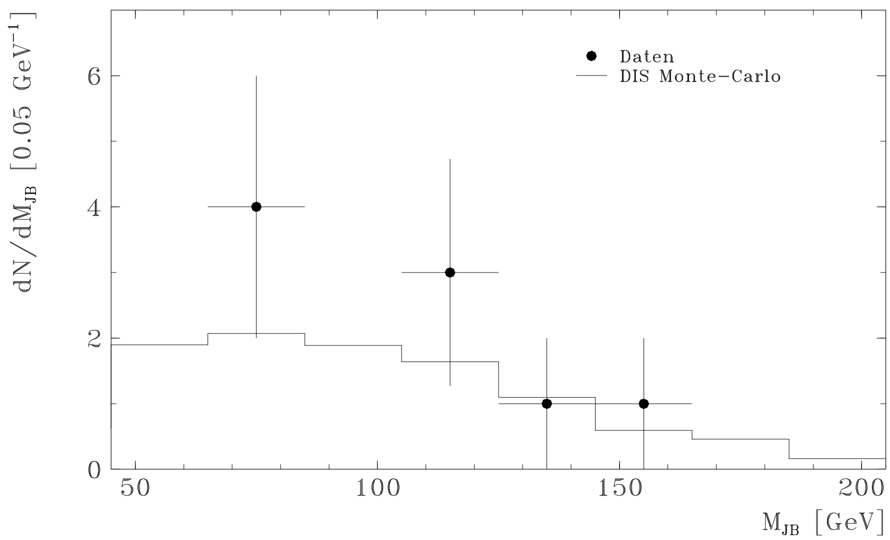

Abbildung 6.29: *Massenverteilung M_{JB} der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells im Falle eines Neutrinos im Endzustand*

solche zu erwarten sind. Ebenso deckt sich die Zahl von 9 experimentell nachgewiesenen Ereignissen mit der Erwartung von 10.5 ± 0.3 Ereignissen. Ein Vergleich der projizierten Massenverteilungen M_{JB} ist in Abbildung 6.29 wiedergegeben. In diesem Massenspektrum deutet sich ebenfalls kein Leptoquarksignal an, so daß auch für diesen Zerfallskanal Ausschließungsgrenzen abzuleiten sind.

Für die Reaktionen mit einem Neutrino im Endzustand bietet sich nicht die Möglichkeit, das Leptoquarksignal vom Untergrund der tiefinelastischen Streuung zur Optimierung der Ausschließungsgrenzen durch einen zu y_{cut} äquivalenten Schnitt zu separieren, da sich der erwartete Untergrund des geladenen Stromes nicht bei kleinen y_{JB}-Werten konzentriert. Daher erfolgt die Bestimmung der für die Ableitung der Limits erforderlichen Massenfenster einschließlich der dazugehörigen Nachweissensitivitäten der entsprechenden Leptoquarks auf Basis der bereits erfolgten Selektion für die geladenen Stromereignisse. Die Ermittlung der Massenintervalle für die hypothetischen Leptoquarkmassen M_{LQ} stützt sich auf eine analoge Vorgehensweise wie im Fall eines Elektrons im Endzustand und auf die in Kapitel 5.2.2 selektierten Leptoquarkereignisse. Die erhaltenen Massenfenster und die dazugehörigen Nachweiseffizienzen für das Signal in Abhängigkeit von der hypothetischen Masse M_{LQ} sind in den Abbildungen 6.30 und 6.31 dargestellt. Der Verlauf der Massenfenster und der Nachweiseffizienzen im Bereich großer Massen gründet sich auf die gleichen physikalischen Gegebenheiten wie im Fall der Leptoquarkzerfälle in ein Elektron und ein Quark. Die Effizienzverluste für Massen unterhalb von 75 GeV sind im wesentlichen durch die Anforderung an den Transversalimpuls des gemessenen hadronischen Systems während der Selektion bedingt.

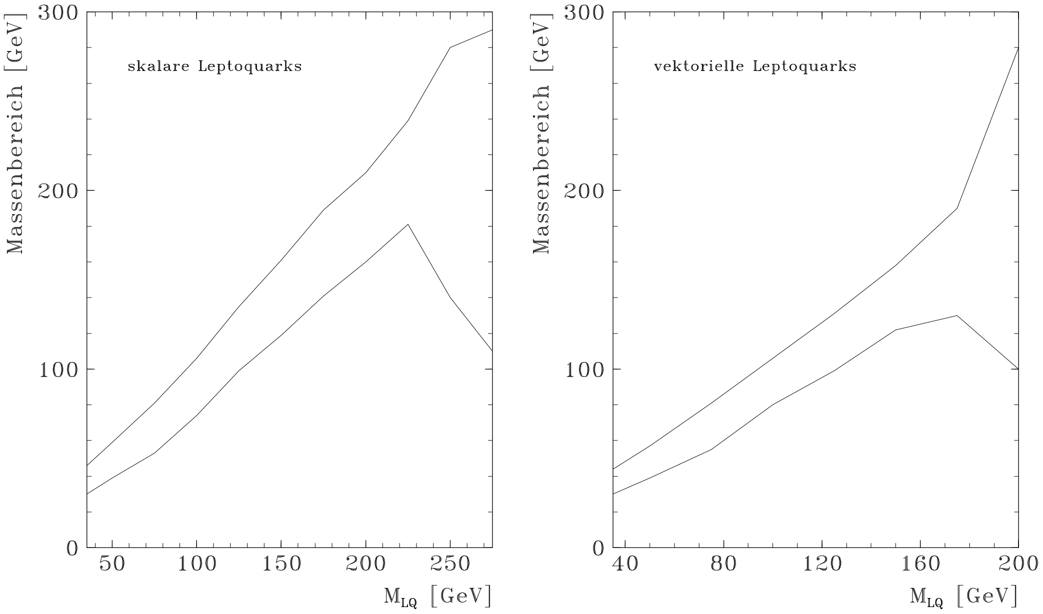

Abbildung 6.30: *Ermittelte Massenfenster in Abhängigkeit von der hypothetischen Masse M_{LQ} für skalare und vektorielle Leptoquarks, die in ein Elektronneutrino und ein Quark zerfallen*

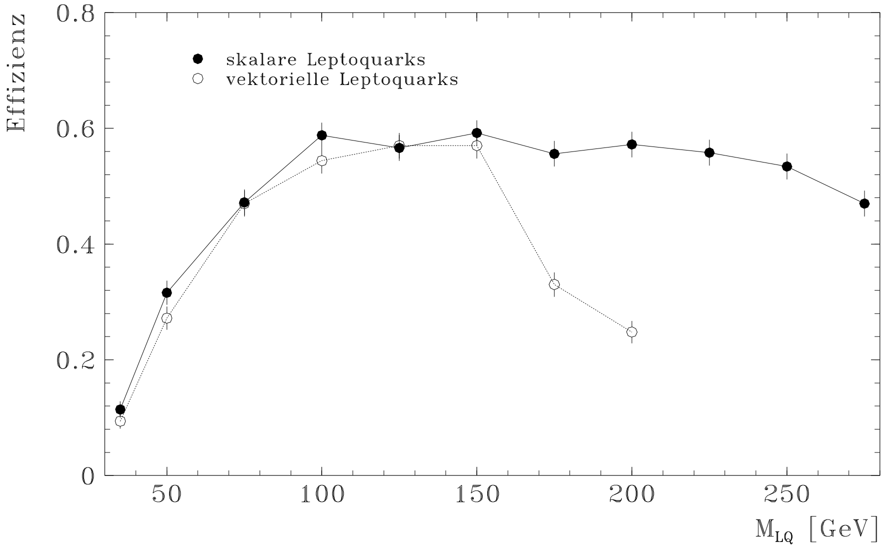

Abbildung 6.31: *Gesamteffizienzen ε in den Massenfenstern in Abhängigkeit von der hypothetischen Masse M_{LQ} für skalare und vektorielle Leptoquarks, die in ein Elektronneutrino und ein Quark zerfallen*

Kapitel 7

Resultate

Da in den Massenspektren keine signifikanten Abweichungen von der Erwartung des Standardmodells beobachtet wurden, werden in diesem Kapitel Ausschließungsgrenzen für die einzelnen Leptoquarktypen und die Leptogluonen bei einer bestimmten Masse abgeleitet. Um in der gesamten von Kopplungskonstante und Masse eines exotischen Teilchens aufgespannten Ebene sensitiv zu sein, wird dies im Intervall zwischen 45 GeV und 275 GeV der Massenspektren (Abb. 6.25 bis 6.27 und 6.29) in 1 GeV-Schritten durchgeführt. Der Limitberechnung für die zu untersuchende hypothetische Masse liegen neben den in den Abbildungen 6.24 und 6.31 dargestellten Signaleffizienzen auch die integrierten Ereigniszahlen des im Mittel zu erwarteten Untergrundes (im Anhang für die Stützstellen zur Fehlerbestimmung tabellarisch aufgeführt) und der Daten innerhalb des zu dieser Masse korrespondierenden Massenfensters (Abb 6.22 und 6.30) zugrunde. Da es sich um statistische Prozesse handelt, die Fluktuationen unterliegen, kann die Angabe einer maximalen Kopplungskonstanten, die noch nicht auszuschließen ist, nur mit einer bestimmten Vertrauensgrenze CL (CL für „*Confidence Level*“) erfolgen. Üblicherweise fordert man eine Wahrscheinlichkeit von $CL = 95\%$. Die Ableitung der Ausschließungsgrenze für eine bestimmte Masse aus der Nichtbeobachtung einer Signalresonanz bedarf noch einer Darstellung der verwendeten statistischen Methoden. Eine ausführliche Beschreibung der Vorgehensweise für die Berechnung solcher Ausschließungsgrenzen ist in [Moe91, PDG92] zu finden.

7.1 Ableitung einer oberen Ereignisgrenze

Existiert für das exotische Teilchen nur ein möglicher Reaktionskanal, so liegt für die Bestimmung der Ausschließungsgrenzen der einfachste Fall vor. Im weiteren sei B die ermittelte Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse und N die gemessene Kandidatenzahl. Die obere Grenze S_0 an die mittlere Anzahl der Signalereignisse S, die im Experiment nachweisbar wären, soll so bestimmt werden, daß bei beliebig häufiger Wiederholung des

Experimentes nur in wenigen Fällen (und zwar in $(1-CL)\%$ der Fälle) eine größere Anzahl an gesehenen Ereignissen N zu erwarten ist:

$$CL = \frac{\int_0^{S_0} \mathrm{d}S\, P(S+B|N)}{\int_0^{\infty} \mathrm{d}S\, P(S+B|N)} \tag{7.1}$$

Dabei gibt $P(S+B|N)$ die Wahrscheinlichkeit an, im Falle von N experimentell aufgezeichneten Ereignissen und einem gegebenen Untergrund B ein Signal von S Ereignissen vorliegen zu haben. Das Bayes-Theorem [Fro79] erlaubt, diese Wahrscheinlichkeit umzuschreiben:

$$P(S+B|N) \sim P(N|S+B) \cdot P(S) \tag{7.2}$$

Während im allgemeinen für die völlig unbekannte Wahrscheinlichkeitsdichte $P(S)$ eine Gleichverteilung angenommen wird, genügt $P(N|S+B)$ sicherlich der Poissonstatistik:

$$P(N|S+B) = \frac{1}{N!} \cdot (S+B)^N \cdot e^{-(S+B)} \tag{7.3}$$

Da sich eine mögliche Normierung herauskürzt, läßt sich in der Bestimmungsgleichung (7.1) für S_0 sofort

$$P(S+B|N) \sim \frac{1}{N!} \cdot (S+B)^N \cdot e^{-(S+B)} \tag{7.4}$$

einsetzen. Die so erhaltene Beziehung kann direkt numerisch ausgewertet werden. Alternativ dazu liefert eine analytische Auswertung der Bestimmungsgleichung für S_0 mit Hilfe des Integrals

$$\int \mathrm{d}x\; x^n \cdot e^{-x} = \sum_{\nu=0}^{n} \frac{n!}{\nu!} \cdot x^{\nu} \cdot e^{-x} \tag{7.5}$$

die Gleichung:

$$CL = 1 - \frac{\sum_{n=0}^{N} \frac{1}{n!} \cdot (S_0+B)^n \cdot e^{-(S_0+B)}}{\sum_{n=0}^{N} \frac{1}{n!} \cdot B^n \cdot e^{-B}} \tag{7.6}$$

Diese Formel läßt sich nur noch numerisch nach S_0 auflösen. Die im Experiment beobachtbare Anzahl S an Signalereignissen steht über die totale Nachweiseffizienz ε für das Signal in Relation zur wirklich stattgefundenen Reaktionszahl Z:

$$S = \varepsilon \cdot Z \qquad \text{und} \qquad S_0 = \varepsilon \cdot Z_0 \tag{7.7}$$

Mit Hilfe der bekannten integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ kann dann über den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\lambda, M_{LQ,LG})$ für die untersuchte Masse $M_{LQ,LG}$ eine Grenze λ_{lim} bzw. Λ_{lim} für die Kopplungskonstante abgeleitet werden:

$$S_0 = \varepsilon \cdot Z_0 = \varepsilon \cdot \mathcal{L} \cdot \sigma(\lambda_{lim}(\Lambda_{lim}), M_{LQ,LG}) \tag{7.8}$$

Um den zu Z_0 korrespondierenden Wirkungsquerschnitt in λ_{lim} zu konvertieren, steht ein Gitter für den Wirkungsquerschnitt σ, in welchen Strahlungskorrekturen für das einlaufende Elektron eingehen, in der (M_{LQ}, λ)-Ebene zur Verfügung, das eine Interpolation erlaubt[1]. Dieser Weg wurde gegenüber der Verwendung der *Narrow Width Approximation* bevorzugt, da in der Näherungsmethode keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden, so daß Abweichungen von bis zu 16% auftreten. Zudem schlägt die NWA-Näherung wegen der Faltung der Breit-Wigner-Funktion mit den Quarkdichten des Protons und der Nichtberücksichtigung der u-Kanalreaktionen für Kopplungskonstanten von $\lambda > 0.8$ bei gleichzeitig hohen Massen ($M_{LQ} > 250\,GeV$) völlig fehl. Die erhaltenen Werte λ_{lim} bzw. Λ_{lim} für alle betrachteten Massen $M_{LQ,LG}$ ergeben eine Ausschließungskurve in der (M_{LQ}, λ)- bzw. (M_{LG}, Λ)-Ebene. Unter Beachtung der endlichen Massenauflösung können diese Kurven geglättet werden. Dargestellt werden später ausschließlich die Grenzen für die Kopplungskonstanten, da die erhaltenen korrespondierenden Wirkungsquerschnitte stark von den ermittelten Signaleffizienzen ε abhängen. Diese wiederum beruhen in empfindlicher Weise auf den der Simulation zugrunde gelegten Kopplungskonstanten, die in der Größenordnung der resultierenden Limits λ_{lim} bzw. Λ_{lim} gewählt wurden.

Die bis hierher vorgestellte Methode gestattet es, eine obere Grenze entweder nur für ein Experiment oder nur für einen Zerfallskanal abzuleiten. Beabsichtigt man aber, die Daten der neutralen und der geladenen Ströme zu kombinieren, um schärfere Ausschließungsgrenzen für die Leptoquarks S_0, S_1, V_0 und V_1 zu erzielen, ist die Anwendung dieses Verfahrens, indem einfach die Ereigniszahlen der Daten und des erwarteten Untergrundes der einzelnen Zerfallskanäle summiert werden, nur unter bestimmten Umständen zulässig. Die Summation und Anwendung der Gleichung 7.6 ist nur dann erlaubt, wenn die beobachteten Ereignisse als austauschbar behandelt werden können und die Signaleffizienzen und Zerfallsraten für die beiden Kanäle gleich sind. Dies ist offensichtlich nicht der Fall, insbesondere nicht für die beiden Leptoquarks S_1 und V_1 (vgl. Tab 3.3).

Es sind demnach die verschiedenen Zerfallsraten BR_i, die Gesamteffizienzen ε_i, der im Mittel erwartete Untergrund B_i und mögliche unterschiedliche Luminositäten $\mathcal{L}_i$ für die einzelnen Zerfallskanäle ($i = 1, \ldots, m$) schon während der Integration zu berücksichtigen. Den auf eine bestimmte Luminosität, z.B. $\mathcal{L}_1$, normierten Luminositäten l_i

$$l_i = \frac{\mathcal{L}_i}{\mathcal{L}_1}$$

kann dann in analoger Weise zu den Zerfallsraten BR_i in Form eines zusätzlichen Gewichtes Rechnung getragen werden. Beschreibt Z die gesamte Anzahl an Signalereignissen, so nehmen mit der beobachtbaren Ereigniszahl $S_i(Z)$ eines Kanals

$$S_i(Z) = \varepsilon_i \cdot BR_i \cdot l_i \cdot Z \tag{7.9}$$

die einzelnen Wahrscheinlichkeiten $P(S_i(Z) + B_i|N_i)$ folgende Form an:

$$P(S_i(Z) + B_i|N_i) \sim \frac{1}{N_i!} \cdot (\varepsilon_i \cdot BR_i \cdot l_i \cdot Z + B_i)^{N_i} \cdot e^{-(\varepsilon_i \cdot BR_i \cdot l_i \cdot Z + B_i)} \tag{7.10}$$

[1]Eine direkte Berechnung des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der gesuchten Kopplungskonstanten ist aus praktischen Gründen nicht möglich, da die numerische Ermittlung eines einzelnen Wirkungsquerschnittes eine CPU-Zeit von bis zu 20 Minuten auf einem SGI-Computersystem mit Prozessoren vom Typ R4400 benötigt. Durch die Interpolation treten im Wirkungsquerschnitt maximale Fehler von bis zu 10% gegenüber dem wahren Wirkungsquerschnitt auf.

In die Definitionsgleichung für die Vertrauensgrenze CL geht dann das Produkt dieser Wahrscheinlichkeiten $P(S_i(Z)+B_i|N_i)$ der m einzelnen Zerfallskanäle ein:

$$CL = \frac{\int_0^{Z_0} \mathrm{d}Z \, \prod_{i=1}^m \, P(S_i(Z)+B_i|N_i)}{\int_0^{\infty} \mathrm{d}Z \, \prod_{i=1}^m \, P(S_i(Z)+B_i|N_i)} \tag{7.11}$$

Dabei beschreibt Z_0 wieder die gesuchte obere Grenze für die gesamte Zahl an Signalereignissen aller Reaktionskanäle:

$$Z_0 = \mathcal{L}_1 \cdot \sigma_{total}(\lambda_{lim}, M_{LQ}) \tag{7.12}$$

Im allgemeinen ist diese Gleichung (7.11) numerisch zu lösen. Für die Kombination zweier Zerfallskanäle (oder äuqivalent dazu zweier Experimente) kann diese Gleichung noch mit Hilfe der Stammfunktion, die unter Verwendung des Integrals (7.5) gewonnen wurde,

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(Z) &= \int \mathrm{d}Z \prod_{i=1}^{2} P(S_i(Z)+B_i|N_i) \\ &\sim \frac{1}{N_1! \cdot N_2!} \cdot \sum_{\nu=0}^{N_1} \begin{pmatrix} N_1 \\ \nu \end{pmatrix} \cdot (N_2+\nu)! \cdot d^{N_1-\nu} \cdot \sum_{\mu=0}^{N_2+\nu} \frac{1}{\mu!} \cdot z^{\mu} \cdot e^{-z} \end{aligned} \tag{7.13}$$

mit

$$z = (\varepsilon_1 \cdot BR_1 + \varepsilon_2 \cdot BR_2 \cdot l_2) \cdot (Z + \frac{B_2}{\varepsilon_2 \cdot BR_2 \cdot l_2})$$

$$d = (\varepsilon_1 \cdot BR_1 + \varepsilon_2 \cdot BR_2 \cdot l_2) \cdot (\frac{B_1}{\varepsilon_1 \cdot BR_1} - \frac{B_2}{\varepsilon_2 \cdot BR_2 \cdot l_2})$$

analytisch vereinfacht werden. Mögliche Normierungsfaktoren kürzen sich dabei wieder heraus. Als Ergebnis folgt:

$$CL = 1 - \frac{\mathcal{I}(Z_0)}{\mathcal{I}(0)} \tag{7.14}$$

Die numerische Lösung dieser Gleichung liefert die gewünschte Grenze λ_{lim} für die Kopplungskonstante, wobei jedoch zu beachten ist, daß auch die Zerfallsraten $BR_i = BR_i(\lambda)$ Funktionen der Kopplungskonstanten λ sind. Aus diesem Grund muß das Problem iterativ gelöst werden.

Bisher wurde davon ausgegangen, daß alle zur Ableitung der Ausschließungsgrenzen benötigten Größen fehlerfrei sind. In der Analyse unterliegen aber die Nachweiseffizienzen ε und die im Mittel erwarteten Untergrundraten B bestimmten Unsicherheiten, die im wesentlichen durch die für deren Ermittlung zugrunde liegenden Statistik gegeben sind. Zusätzlich können die Größen, die in die Berechnung der Ausschließungsgrenzen eingehen, noch mit systematischen Fehlern behaftet sein. Unsicherheiten im Wirkungsquerschnitt übertragen sich auf Ungenauigkeiten in den Signaleffizienzen. Auch die Präzision, mit der die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ bestimmt werden kann, ist limitiert. Die Berücksichtigung dieser Unsicherheiten erfolgt durch Ausdrücken der Wahrscheinlichkeit $P(S(Z)+B|N)$

mittels einer Faltung der Poissonverteilung mit vorerst unbekannten Verteilungsfunktionen $f_1(\varepsilon), f_2(B), f_3(\mathcal{L})$):

$$\begin{aligned} P(S(Z)+B|N) \quad &\sim \quad \int_0^\infty \mathrm{d}\varepsilon \int_0^\infty \mathrm{d}B \int_0^\infty \mathrm{d}\mathcal{L} \quad f_1(\varepsilon)\cdot f_2(B)\cdot f_3(\mathcal{L}) \\ &\times \frac{1}{N!}\cdot(\varepsilon\cdot BR\cdot\mathcal{L}\cdot Z+B)^N\cdot e^{-(\varepsilon\cdot BR\cdot\mathcal{L}\cdot Z+B)} \end{aligned} \tag{7.15}$$

Der Index für die einzelnen Kanäle wurde dabei zur Vereinfachung unterdrückt. Der angegebene Ausdruck für $P(S(Z)+B|N)$ läßt mögliche Korrelationen zwischen einzelnen fehlerbehafteten Größen außer acht. Unter der Annahme Gaußscher Verteilungsfunktionen f_i kann der Einfluß der Unsicherheiten studiert werden. Um jedoch die Transparenz der späteren Berechnung der Ausschließungsgrenzen zu gewährleisten, erfolgt die Darstellung der Limits zuerst ohne die Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler.

7.2 Ausschließungsgrenzen

Nun ist es einfach, Grenzen für irgendein spezifisches Modell, in welchem die Zerfallsraten in Elektron und Neutrino bekannt sind, abzuleiten. In der hier von einem bestimmten Modell unabhängigen betrachteten Parametrisierung, vgl. Kapitel 3.1.1, sind die Zerfallsraten wohldefiniert, so daß die richtige Anwendung des im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verfahrens gewährleistet ist. Abbildung 7.1 zeigt die resultierenden Ausschließungsgrenzen für die Kopplungskonstanten $\lambda_{L,R}$ in Abhängigkeit von der Masse M_{LQ} für alle möglichen Leptoquarktypen, wenn ausschließlich der Zerfallskanal in ein Elektron und ein Quark bzw. Antiquark berücksichtigt wird. Der Darstellung liegt eine Unterscheidung zwischen skalaren (links) und vektoriellen (rechts) Leptoquarks und gleichzeitig nach der Fermionenquantenzahl F ($F=-2$ oben, $F=0$ unten) zugrunde. Alle Kopplungskonstanten λ größer als λ_{lim} sind ausgeschlossen. Für die Produktion von Leptoquarks kleiner Massen liegen hohe Quarkdichten im Proton vor. Daher sind in diesem Bereich entsprechend der integrierten Luminosität sehr kleine Kopplungskonstanten zugänglich. Demgegenüber fallen die Quarkdichten für Massen nahe an der kinematischen Grenze $\sqrt{s}$ so steil ab, daß Kopplungsstärken in der Größenordnung von $\lambda\approx 1$ notwendig sind, um beobachtbare Wirkungsquerschnitte zu erhalten. Da die Effizienzen ε, ein Leptoquark nachweisen zu können, in dieser Massenregion für die Vektorleptoquarks im Vergleich zu den skalaren Leptoquarks stark absinken, ergeben sich dort weniger einschränkende Grenzen an die Kopplungskonstante. Wie aufgrund der Quarkdichten zu erwarten ist, sind die Ausschließungsgrenzen für an Quarks koppelnde Leptoquarks niedriger als für an Antiquarks koppelnde. Wenn anstelle von Elektronen Positronen an den Protonen streuen, kehrt sich dieser physikalische Sachverhalt gerade um, so daß dann für Leptoquarks mit der Fermionenzahl $F=0$ die schärferen Grenzen zu erwarten sind.

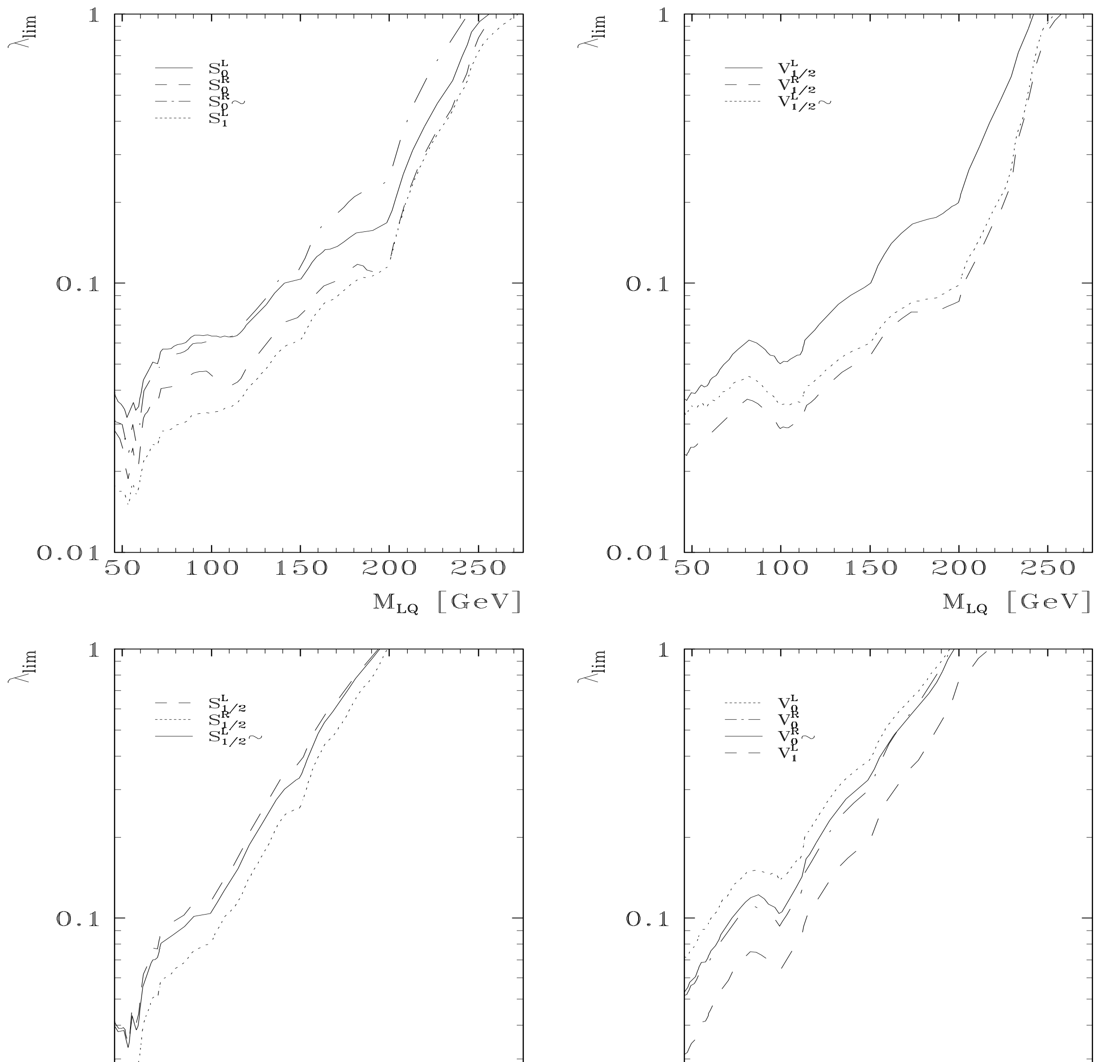

Abbildung 7.1: *Obere Grenze der Kopplungskonstanten $\lambda_{L,R}$ als Funktion der Leptoquarkmasse M_{LQ} für alle skalaren (links) und vektoriellen (rechts) Leptoquarks mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark (oben) bzw. Antiquark (unten) entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$*

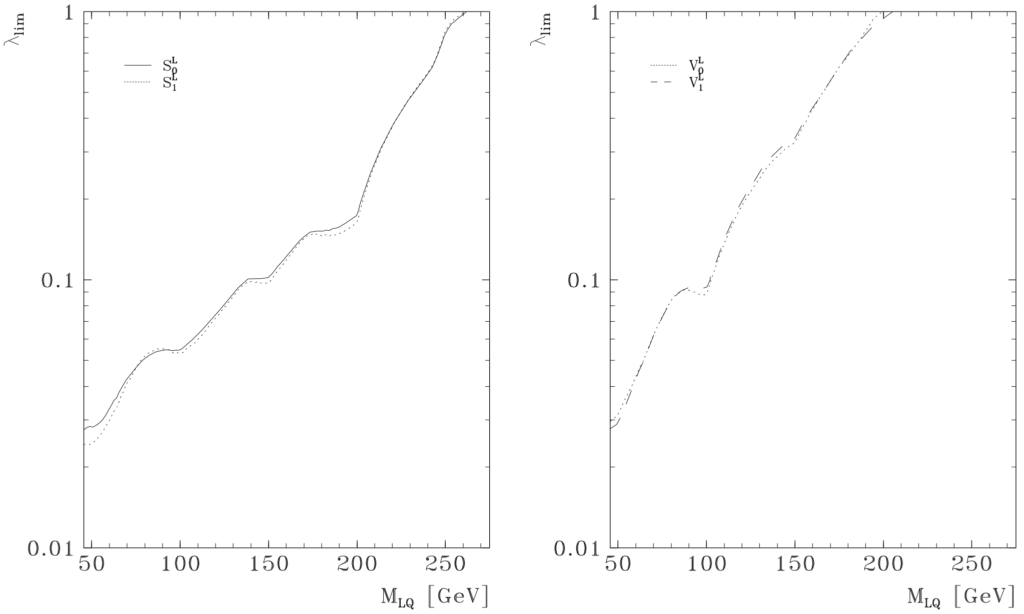

Abbildung 7.2: *Obere Grenze der Kopplungskonstanten λ_L als Funktion der Leptoquarkmasse M_{LQ} für die skalaren Leptoquarks S_0, S_1 (links) und die vektoriellen Leptoquarks V_0, V_1 (rechts) mit einem Zerfall in ein Elektronneutrino und ein Quark bzw. Antiquark entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$*

Für die an linkshändige Elektronen koppelnden Leptoquarks S_0, S_1, V_0 und V_1 sind auch Zerfälle in ein Elektronneutrino und ein Quark bzw. Antiquark möglich. Daraus lassen sich die in Abbildung 7.2 gezeigten Grenzen für λ_L in Abhängigkeit von der Masse M_{LQ} ableiten. Auch hier spiegeln sich die in Abbildung 6.31 angegebenen Sensitivitäten im Verlauf der Grenzen für die vektoriellen und skalaren Leptoquarks wider, so daß die Limits für Vektorleptoquarks weniger restriktiv sind. Aufgrund des gleichen Produktionskanals (vgl. Tab. 7.1) für die Leptoquarks S_0 und S_1 bzw. V_0 und V_1 sollte sich je eine gemeinsame Ausschließungsgrenze für diese Teilchenpaare ergeben. Basierend auf den Unsicherheiten in den Interpolationen treten jedoch leichte Abweichungen von bis zu 4% auf. Nur an der unteren betrachteten Massengrenze betragen die Unterschiede für λ_{lim} bis zu 14% (6%) im Falle der skalaren (vektoriellen) Leptoquarks. Dies belegt die gute Stabilität der Vorgehensweise zur Ableitung der Limits. Während die Auswertung des Zerfallskanals in ein Neutrino für das S_0 Leptoquark Ausschließungsgrenzen in der gleichen Größenordnung wie im Fall eines Elektrons im Endzustand liefert, ergeben sich hier für das S_1 Leptoquark in Abhängigkeit von der Masse M_{LQ} um 20–70% schwächere Grenzen. Für das V_0 Leptoquark lassen sich bis hin zu Massen von $M_{LQ} \approx 100\ GeV$ im Falle eines auslaufenden Neutrinos um nahezu einen Faktor 2 schärfere Ausschließungsgrenzen bestimmen.

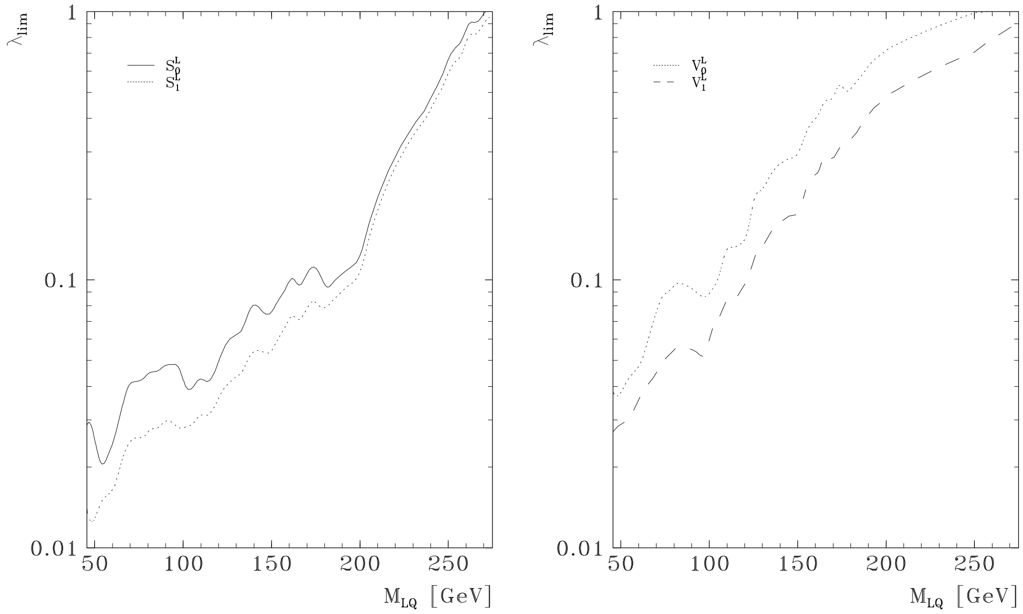

Abbildung 7.3: *Obere kombinierte Grenze der Kopplungskonstanten λ_L als Funktion der Leptoquarkmasse M_{LQ} für die skalaren Leptoquarks S_0, S_1 (links) und die vektoriellen Leptoquarks V_0, V_1 (rechts) entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$*

Im Gegensatz dazu sind die ermittelten Grenzen an die Kopplungskonstante λ_L für das exotische Teilchen V_1 oberhalb der Masse von ca. 100 GeV um etwa 60% höher.

Mit Hilfe der Kombination der beiden Zerfallskanäle für die entsprechenden Leptoquarks können restriktivere Ausschließungsgrenzen aus dem Experiment gewonnen werden. Das Resultat ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Durchweg verschärfen sich die Limits um 10% bis 30% gegenüber denen, die auf dem Zerfallskanal mit einem Elektron im Endzustand basieren. Für Massen M_{LQ} oberhalb von 100 GeV sind ebenso die ermittelten kombinierten Grenzen um 20–40% besser als die für den Zerfall ausschließlich in ein Neutrino. Das Kombinieren der Grenzen beeinflußt die Limits, die nur auf dem Endzustand mit einem Elektron beruhen, für die Leptoquarks S_0 und V_0 mehr als für die exotischen Teilchen S_1 und V_1, da für diese eine gleich große Zerfallsrate in ein Elektron und ein Neutrino vorliegt.

Mit der gegenwärtigen Luminosität lassen sich also Leptoquarks bis zu einer Masse von 270 GeV in Abhängigkeit von der dimensionslosen Kopplungskonstanten ausschließen, und es sind Kopplungen von einer kleineren Größenordnung als die der elektomagnetischen Kopplung ($\lambda = 0.3$) zugänglich. Basierend auf den kombinierten Grenzen sind in Abhängigkeit von den Leptoquark-Quantenzahlen für Kopplungen der elekromagnetischen Stärke Leptoquarks bis zu einer Masse von 136 GeV bis zu 231 GeV ausgeschlossen.

Die einzelnen Werte sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Um einen besseren Überblick zu geben, enthält die Tabelle zusätzlich die Fermionenquantenzahl F, die elektromagnetische Ladung Q, die s-Kanalreaktionen und die Zerfallsraten BR_{eq} in ein Elektron und ein Quark der einzelnen Leptoquarks.

Die aufgeführten Grenzen korrespondieren zu den offiziellen Limits der H1-Kollaboration (vgl. Tab. 7.2 [H194b]). Leichte Abweichungen (für $\lambda = 0.3$ bis zu 5.6%) beruhen im wesentlichen auf einer unterschiedlichen Elektronidentifikation während der Selektion. Die ZEUS-Kollaboration, die das zweite laufende Großexperiment an der Beschleunigeranlage HERA durchführt, hat bisher keine Ergebnisse einer Leptoquarksuche für die im Jahr 1993 aufgezeichneten Daten veröffentlicht. Da die Ausschließungsgrenzen λ_{lim} aufgrund der „*Narrow-Width-Approximation*" in etwa mit $1/\sqrt{\mathcal{L}}$ skalieren, haben sie sich gegenüber den Limits, die auf den Daten des Jahres 1992 beruhen [H193a, ZEU93], entsprechend dem Luminositätsverhältnis $\mathcal{L}_{93}/\mathcal{L}_{92} \approx 17$ stark verbessert. Der erwartete Faktor von $\sqrt{17} \approx 4$ konnte jedoch nicht erreicht werden, weil der neu entwickelte Signal-Monte-Carlo-Generator LEGO QCD-Strahlungskorrekturen im Anfangs- und Endzustand mitsimuliert, so daß die Nachweiseffizienzen gegenüber denen des Jahres 1992 gesunken

LQ	F	Q	λ_L			λ_R		
Typ			Produktion	BR_{eq}	Grenze [GeV]	Produktion	BR_{eq}	Grenze [GeV]
S_0	-2	$-\frac{1}{3}$	$e_L u_L$	$\frac{1}{2}$	222	$e_R u_R$	1	219
$\tilde{S}_0$	-2	$-\frac{4}{3}$				$e_R d_R$	1	204
S_1	-2	$-\frac{4}{3},-\frac{1}{3}$	$e_L u_L + 2e_L d_L$	$\frac{1}{2}+1$	225			
$V_{1/2}$	-2	$-\frac{1}{3},\frac{2}{3}$	$e_L d_R$	1	210	$e_R d_L + e_R u_L$	1	231
$\tilde{V}_{1/2}$	-2	$-\frac{1}{3}$	$e_L u_L$	1	230			
V_0	0	$-\frac{2}{3}$	$e_L \bar{d}_R$	$\frac{1}{2}$	150	$e_R \bar{d}_L$	1	149
$\tilde{V}_0$	0	$-\frac{5}{3}$				$e_R \bar{u}_L$	1	141
V_1	0	$-\frac{5}{3},-\frac{2}{3}$	$2e_L \bar{u}_R + e_L \bar{d}_R$	$\frac{1}{2}+1$	172			
$S_{1/2}$	0	$-\frac{5}{3},-\frac{2}{3}$	$e_L \bar{u}_L$	1	136	$e_R \bar{u}_R + e_R \bar{d}_R$	1	155
$\tilde{S}_{1/2}$	0	$-\frac{1}{3}$	$e_L \bar{d}_L$	1	142			

Tabelle 7.1: *Massengrenzen der skalaren und vektoriellen Leptoquarks für eine Kopplungsstärke $\lambda = 0.3$ entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$; zur Vollständigkeit sind zusätzlich die Fermionenzahl F, die möglichen elektrischen Ladungen Q, die Produktion im s-Kanal und die Zerfallsrate BR_{eq} für den Kanal $LQ \to e+q$ der einzelnen Leptoquarks angegeben*

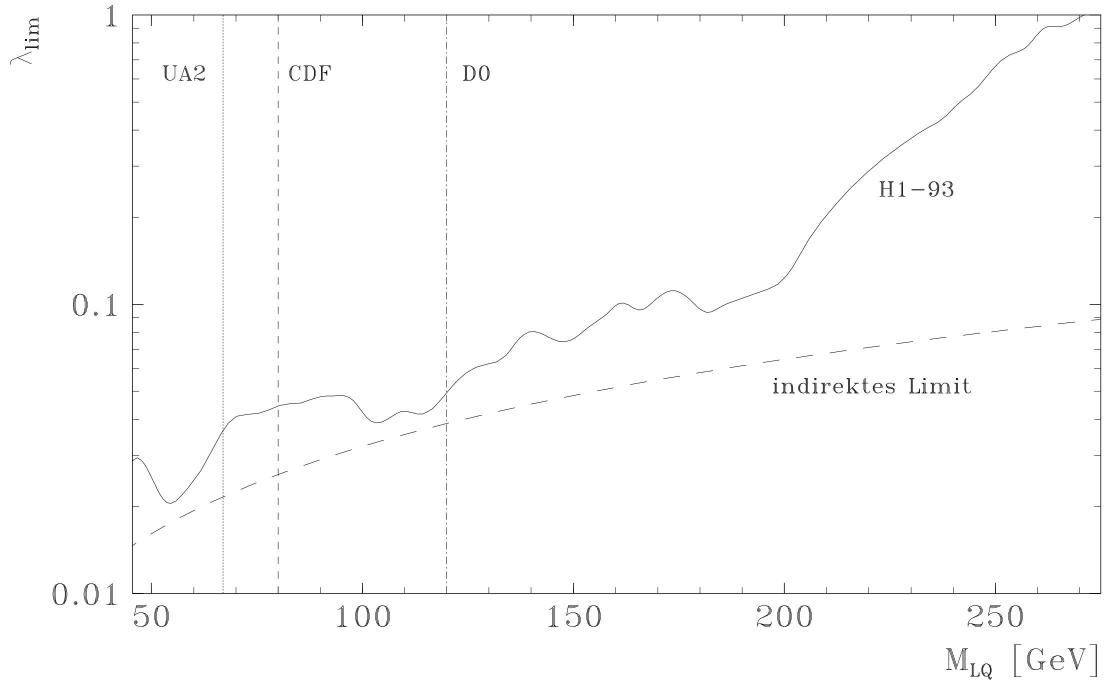

Abbildung 7.4: *Ausschließungsgrenzen für das Leptoquark S_0^L im Vergleich zu den Limits anderer Experimente (UA2-, CDF- und D0-Grenzen für eine rel. Zerfallsrate von $b = 0.5$)*

Leptoquark-Typ	für $\lambda_L = 0.3$	für $\lambda_R = 0.3$
S_0	230 GeV	223 GeV
$\tilde{S}_0$	–	204 GeV
S_1	235 GeV	–
$V_{1/2}$	206 GeV	230 GeV
$\tilde{V}_{1/2}$	226 GeV	–
V_0	142 GeV	148 GeV
$\tilde{V}_0$	–	144 GeV
V_1	180 GeV	–
$S_{1/2}$	133 GeV	148 GeV
$\tilde{S}_{1/2}$	139 GeV	–

Tabelle 7.2: *Von der H1-Kollaboration publizierte Massengrenzen der skalaren und vektoriellen Leptoquarks für eine Kopplungsstärke $\lambda = 0.3$ entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$*

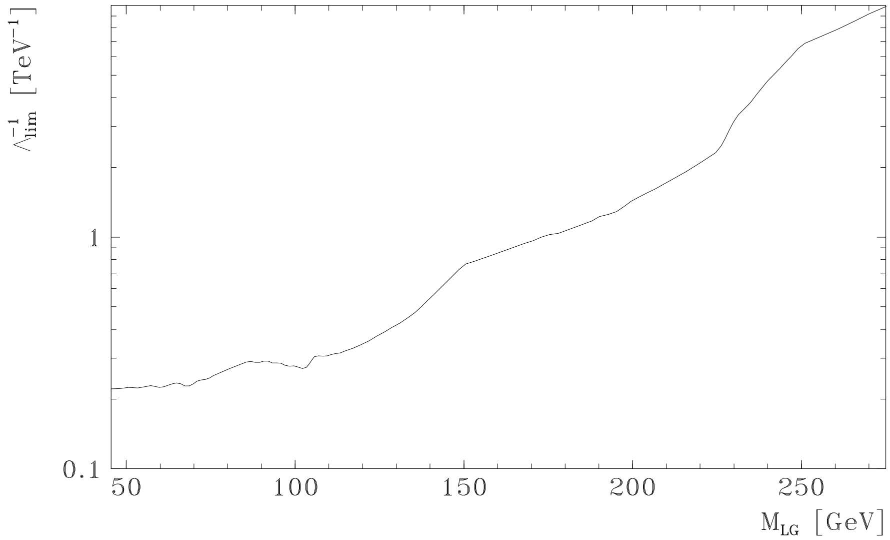

Abbildung 7.5: *Obere Grenze für die inverse Skala Λ^{-1} als Funktion der Leptogluonmasse M_{LG} entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$*

sind. Daher verbesserten sich die Limits nur um ca. einen Faktor drei. Abbildung 7.4 zeigt einen Vergleich zwischen den hier abgeleiteten und den bestehenden Grenzen anderer Experimente (vgl. Kap. 3.1.2) für das skalare Leptoquark S_0, das an linkshändige Leptonen koppelt. Die erreichten Werte liegen schon bei der vorliegenden integrierten Luminosität für das Jahr 1993 in der Größenordnung der indirekten Grenzen [Leu94]. Es ist jedoch zu beachten, daß die indirekten Limits auf der Annahme der möglichen Existenz nur eines einzelnen Leptoquarkzustandes beruhen und somit keine möglichen destruktiven Interferenzen aufgrund eines Leptoquarkpaares Berücksichtigung finden. Daher ersetzen die indirekten Grenzen keinesfalls eine direkte Leptoquarksuche bei HERA.

Für Leptogluonen ergeben sich die in Abbildung 7.5 dargestellten Ausschließungsgrenzen für die inverse Compositeness-Skala Λ^{-1}. So ist zum Beispiel für eine Leptogluonmasse von $M_{LG} = 100\ GeV$ eine Skala von bis zu $\Lambda \approx 3.5\ TeV$ ausgeschlossen. Umgekehrt sind für die beiden Eckdaten der Compositeness-Skala Λ von $0.25\ TeV$ und $1\ TeV$ Leptogluonmassen bis zu $236\ GeV$ bzw. $172\ GeV$ verboten. Im Vergleich dazu schließen aufgezeichnete Daten an $p\bar{p}$-Teilchenbeschleunigern Massen unterhalb von $110\ GeV$ aus [Bau85].

7.3 Unsicherheiten

In den abgeleiteten Ausschließungsgrenzen ist der Einfluß der statistischen und systematischen Unsicherheiten nicht mitberücksichtigt. Während die experimentelle Bestimmung der Luminosität auf 5% genau ist (vgl. Kapitel 4.2.6), tragen zu den Fehlern in den Signaleffizienzen ε und im mittleren erwarteten Untergrund B verschiedene Anteile bei:

- Die statistische Unsicherheit für die Rekonstruktionseffizienzen beträgt weniger als 3%.
- Der statistische Fehler in der Abschätzung des Untergrundes nimmt über den gesamten Massenbereich Werte von weniger als 12% an.
- Die absolute Energiekalibration für Elektronen (2%) und Hadronen (5%) resultiert in einer Unsicherheit von 10% für die Untergrundabschätzung.
- Mögliche alternative Skalen $(Q_e^2, p_{T,e}^2)$ in der Berechnung der Strukturfunktion führen im Vergleich zur verwendeten Skala M_{LQ}^2 zu Abweichungen im Wirkungsquerschnitt von etwa 7%.

Unter Berücksichtigung dieser Unsicherheiten nach dem in Abschnitt 7.1 angegebenen Verfahren schwächen sich die gezeigten Grenzen für die Kopplungen um ca. 4% ab.

Die berechneten Ausschließungsgrenzen sind auch sensitiv auf die bei der Wirkungsquerschnittsberechnung zugrunde gelegten Parametrisierung der Quarkdichten im Proton. Die Verwendung einer anderen Parametrisierung als MRS D- [SFMRS], wie z.B. MRS D0 [SFMRS], GRV HO [SFGRV] oder MT B2 [SFMTB], führt zu Abweichungen von typischerweise weniger als 5% bei kleinen und 20% bei großen Massen.

Eine weitere Fehlerquelle stellt die Nichtberücksichtigung des Interferenztermes zwischen dem Leptoquark-Boson-Austausch und dem Prozeß der tiefinelastischen ep-Streuung dar. In dem betrachteten Massen-Kopplungsbereich kann dieser Beitrag im allgemeinen mit einem Anteil von weniger als 2% vernachlässigt werden. Signifikante Beiträge (10–20%) zum Wirkungsquerschnitt ergeben sich im gegenwärtigen (M_{LQ}, λ)-Bereich nur für den Endzustand mit einem Neutrino in der Region höchster Massen ($M_{LQ} > 200\ GeV$) bei gleichzeitig hohen Kopplungskonstanten ($\lambda > 0.3$).

7.4 Squarks

Squarks $\tilde{q}$ werden in supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells als skalare Partner der bekannten Quarks mit sonst identischen Quantenzahlen und Kopplungen an die Eichbosonen des Standardmodells vorhergesagt [Nil84]. In einigen dieser Modelle muß die R-Parität, definiert über die Baryonenzahl B, die Leptonzahl L und den Spin S als $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$, nicht erhalten sein [Ib92], so daß bei HERA einzelne Squarks produziert werden könnten. Während für alle Teilchen des Standardmodells $R_p = 1$ zutrifft, besitzen alle supersymmetrischen Teilchen eine negative R-Parität ($R_p = -1$). Bei HERA sind speziell die R-paritätsverletzenden Yukawa-Kopplungen λ'_{ijk} (wobei ijk die Generationsindizes sind) zwischen einem Lepton, einem Quark und einem Squark der ersten Familie von Interesse [But93]. Im s-Kanal produzierte Squarks, die in der Masse entartet sind, können entweder wieder über die Yukawa-Kopplung in ein Quark und ein Lepton oder über eine Eichkopplung in ein Quark und ein Photino zerfallen. Das als leichtestes supersymmetrische Teilchen angenommene Photino zerfällt dann über ein virtuelles Squark weiter in zwei Quarks und ein Lepton, wobei über eine Leptonzahlverletzung ein experimentell nachweisbares Positron im Endzustand auftreten kann:

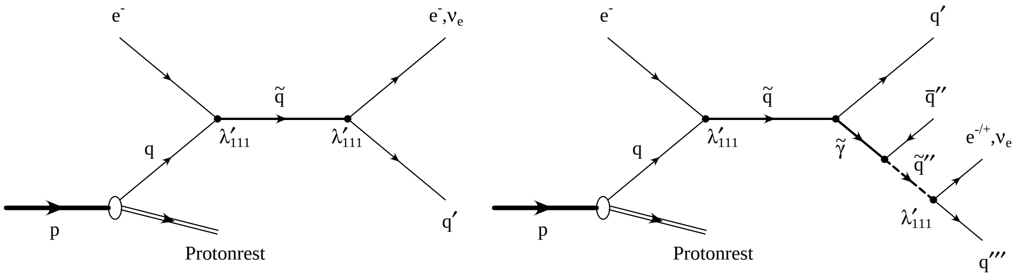

Abbildung 7.6: *Feynmangraphen für die Squarkproduktion bei HERA; die Squarks können über die R-paritätsverletzende Yukawa-Kopplung λ'_{111} oder über eine Eichkopplung zerfallen*

Die Produktionswirkungsquerschnitte der Squarks ($\tilde{d} = (e^- u)$ und $\bar{\tilde{u}} = (e^- \bar{d})$) stimmen mit denen der Leptoquarks (S_0 und $\tilde{S}_{1/2}$) überein, und auch die partiellen Zerfallsbreiten in zwei Fermionen sind gleich. Da die Breiten des Eichzerfalls und des R-paritätsverletzenden Zerfalls in einem Verhältnis von

$$\frac{\Gamma(\tilde{q} \to q'\tilde{\gamma})}{\Gamma(\tilde{q} \to q'l)} \sim \frac{1}{\lambda'^2_{111}} \cdot \left(1 - \frac{M^2_{\tilde{\gamma}}}{M^2_{\tilde{q}}}\right)^2$$

zueinander stehen, können die für Leptoquarks erzielten Ergebnisse unter der Bedingung $M_{\tilde{\gamma}} \to M_{\tilde{q}}$ sofort auf einen reinen R-paritätsverletzenden Prozeß übertragen werden. Für kleine Massen $M_{\tilde{\gamma}}$ und kleine Kopplungskonstanten λ'_{111} gewinnt jedoch der Zerfall in ein Photino an Bedeutung.

Eine in [H194b] beschriebene Suche berücksichtigt alle geladenen und neutralen Zerfälle der Squarks $\tilde{d}$ und $\bar{\tilde{u}}$. Die Analyse der Squarkzerfälle in ein Photino stützt sich dabei auf das Ereignissimulationsprogramm SUSSEX [Ro94b], das auf dem in [But93] angegebenen Wirkungsquerschnitt basiert und die Simulation der Partonschauer aller Quarks im Anfangs- und Endzustand beinhaltet. Das Nichtbeobachten eines Signals in den Daten kann in Ausschließungsgrenzen für die in der Masse entarteten Squarks der ersten Generation konvertiert werden. In Abbildung 7.7 sind Limits für verschiedene Photinomassen $M_{\tilde{\gamma}}$ dargestellt, die aus der Kombination aller Zerfallskanäle resultieren. Die Grenzen für λ'_{111} ähneln denen des Leptoquarks S_0^L. Während der Eichzerfall nur für kleine Kopplungen (i.a. $M_{\tilde{q}} \lesssim 100\ GeV$) signifikant beiträgt, dominiert der R-paritätsverletzenden Prozeß für Squarkmassen oberhalb von 175 GeV. Wird eine Kopplung der elektromagnetischen Stärke ($\lambda'_{111} = 0.3$) angenommen, so sind in R-paritätsverletzenden supersymmetrischen Modellen Squarks mit Massen $M_{\tilde{q}} < 239\ GeV$ ausgeschlossen. Im Vergleich dazu gibt die CDF-Kollaboration ein Massenlimit von $M_{\tilde{q}} > 100\ GeV$ ($CL = 95\%$) an, das weitgehend unabhängig von λ'_{111} ist.

In einigen Modellen kann das *top*-Squark $\tilde{t}$ einen leichteren Masseneigenzustand als das *top*-Quark t besitzen. Dann kann bei HERA eine $\tilde{t}$-Produktion über die Reaktion $e^- + \bar{d} \to \bar{\tilde{t}}$ aufgrund der Yukawa-Kopplung λ'_{131} erfolgen. Die hohe Masse des *top*-Quarks erlaubt die Annahme, daß der Eichzerfall $\tilde{t} \to \tilde{\gamma} t$ stark unterdrückt ist. Daher lassen sich die für das Leptoquark $\tilde{S}_{1/2}$ abgeleiteten Resultate auf das *top*-Squark $\tilde{t}$ in R-paritätsverletzenden supersymmetrischen Modellen unter Berücksichtigung der Mischungswinkel in der CKM-Matrix übertragen ($\lambda_L(\tilde{S}_{1/2}) \to \lambda'_{131} \cdot \cos(\theta_t)$).

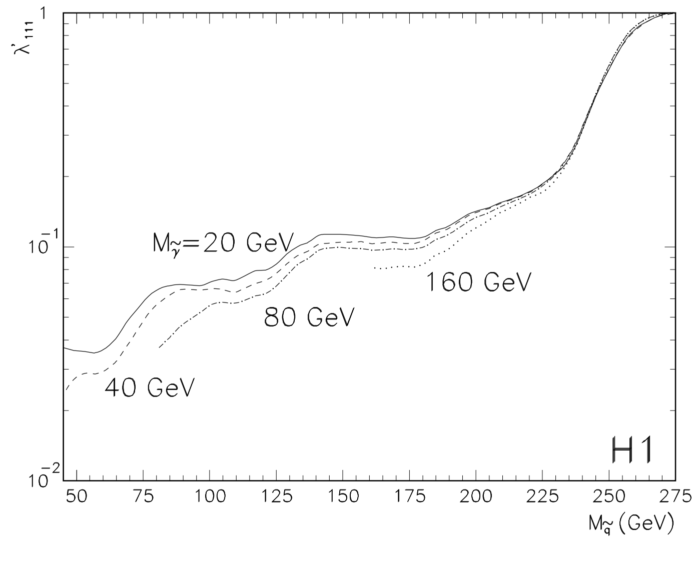

Abbildung 7.7: *Obere Grenze der Kopplungskonstante λ'_{111} als Funktion der Squarkmasse $M_{\tilde{q}}$ für verschiedene Photinomassen $M_{\tilde{\gamma}}$ entsprechend einer Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$; die Grenzen beruhen auf der Kombination aller geladenen und neutralen Zerfälle der in der Masse entarteten Squarks $\tilde{d}$ und $\tilde{u}$*

7.5 Ausblick

Im Jahr 1994 wurden im Speicherring HERA Positronen anstatt Elektronen mit einer Energie von 27.6 GeV gespeichert, so daß die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ des Positron-Proton-Systems etwa 300 GeV betrug. Aus technischen Gründen konnte so die Luminosität drastisch erhöht werden. Die 1994 im H1-Experiment aufgezeichneten Daten für Positron-Proton-Kollisionen entsprechen einer integrierten Luminosität von ca. $\mathcal{L} = 3024\ nb^{-1}$. Dieser Wert ist jedoch vorläufig und es muß noch eine Korrektur auf einige Effekte, wie z.B. Hochspannungsprobleme bestimmter Detektorkomponenten, erfolgen.

Durch die Streuung von Positronen an Protonen würden vorzugweise Leptoquarks mit einer Fermionenzahl $F = 0$ produziert. Um die Massenverteilung der aufgezeichneten Daten mit der Vorhersage des Standardmodells zu vergleichen, stehen 22715 Monte-Carlo-Ereignisse zur Verfügung. Neben den kinematischen Standardschnitten lag der Simulation von Positron-Proton-Reaktionen mit dem Generator LEPTO [Ing91] die Bedingung $Q_e^2 > 100\ GeV^2$ zugrunde, so daß sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 6697.5\ pb$ ergibt. Damit entspricht die generierte Ereigniszahl einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{MC} = 3391.6\ nb^{-1}$, welche die Experimentelle um einen Faktor 1.12 übertrifft.

Die Abbildungen 7.8 bis 7.10 stellen einige Vergleichsverteilungen zwischen Daten und Erwartung des Standardmodells für die Elektron- und Kegelmethode dar. Grundlage ist eine äquivalente Selektion zu der in Kapitel 5.1 beschriebenen Auswahl mit Ausnahme, daß ein Transversalimpuls $p_{T,e}$ des Elektrons von 10 GeV gefordert wird und die Daten nicht die dort beschriebene Triggerbedingung erfüllen müssen. Während für Massen M_e oberhalb von 100 GeV 219 Daten- und 292$\pm$16 Monte-Carlo-Ereignisse selektiert wurden, stehen im Bereich $y_e > 0.2$ und $M_e > 100\ GeV$ der (M_e, y_e)-Ebene den 31 aufgezeichneten Daten 40 ± 6 erwartete DIS-Ereignisse gegenüber. Offensichtlich liegen auch in den Massenverteilungen der Daten des Jahres 1994 keine signifikanten Hinweise auf ein Leptoquarksignal vor. Die gezeigten Massenverteilungen sind jedoch vorläufig und bedürfen noch weiterer detaillierter Studien (z.B. Bestimmung der Triggereffizienzen).

In Zukunft bleibt die Suche nach Leptoquarks bei HERA nicht auf den Massenbereich unterhalb des kinematischen Limits $\sqrt{s}$ beschränkt. Mit steigender integrierter Luminosität kann die direkte Leptoquarksuche durch eine indirekte Suche ergänzt werden. Grundlage ist eine Beschreibung des Austausches virtueller Leptoquarks mit Massen oberhalb von $\sqrt{s}$ in Form einer Kontaktwechselwirkung. Interferenzen dieser neuen Ströme mit den γ- und Z^0-Bosonen des Standardmodells führen zu beobachtbaren Effekten in der tiefinelastischen Streuung des neutralen Stromes (vgl. auch [H194b]). Diese Methode ermöglicht es, das Massenfenster für die Leptoquarksuche bis in den TeV-Bereich zu erweitern. Das Experiment H1 am Speicherring HERA ist also auch in Zukunft für die direkte und indirekte Leptoquarksuche von großer Bedeutung.

Während HERA eine ideale Maschine für die Produktion einzelner Leptoquarks der ersten Generation darstellt, könnten in naher Zukunft an den Beschleunigern „LEP 200“

(LEP mit Strahlenergien von 100 GeV) und „LHC“ (**L***arge* **H***adron* **C***ollider*) ebenfalls Leptoquarks anderer Generationen erzeugt werden. Die Paarerzeugung von Leptoquarks, die auf der Massenschale liegen, ist bei LEP 200 auf den Massenbereich $M_{LQ} < 100\ GeV$ beschränkt [Bo94]. In Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV (LHC) dominiert die Gluon-Gluon-Fusion die Produktion von Leptoquarkpaaren. Aufgrund der steil abfallenden Impulsspektren der Gluonen im Proton sind nur Leptoquarks mit Massen $M_{LQ} \lesssim 2\ TeV$ beobachtbar [Jen94]. Die Erzeugbarkeit einzelner Leptoquarks aller Generationen bei LHC erweitert jedoch den untersuchbaren Massenbereich auf 3 TeV [Ohn94].

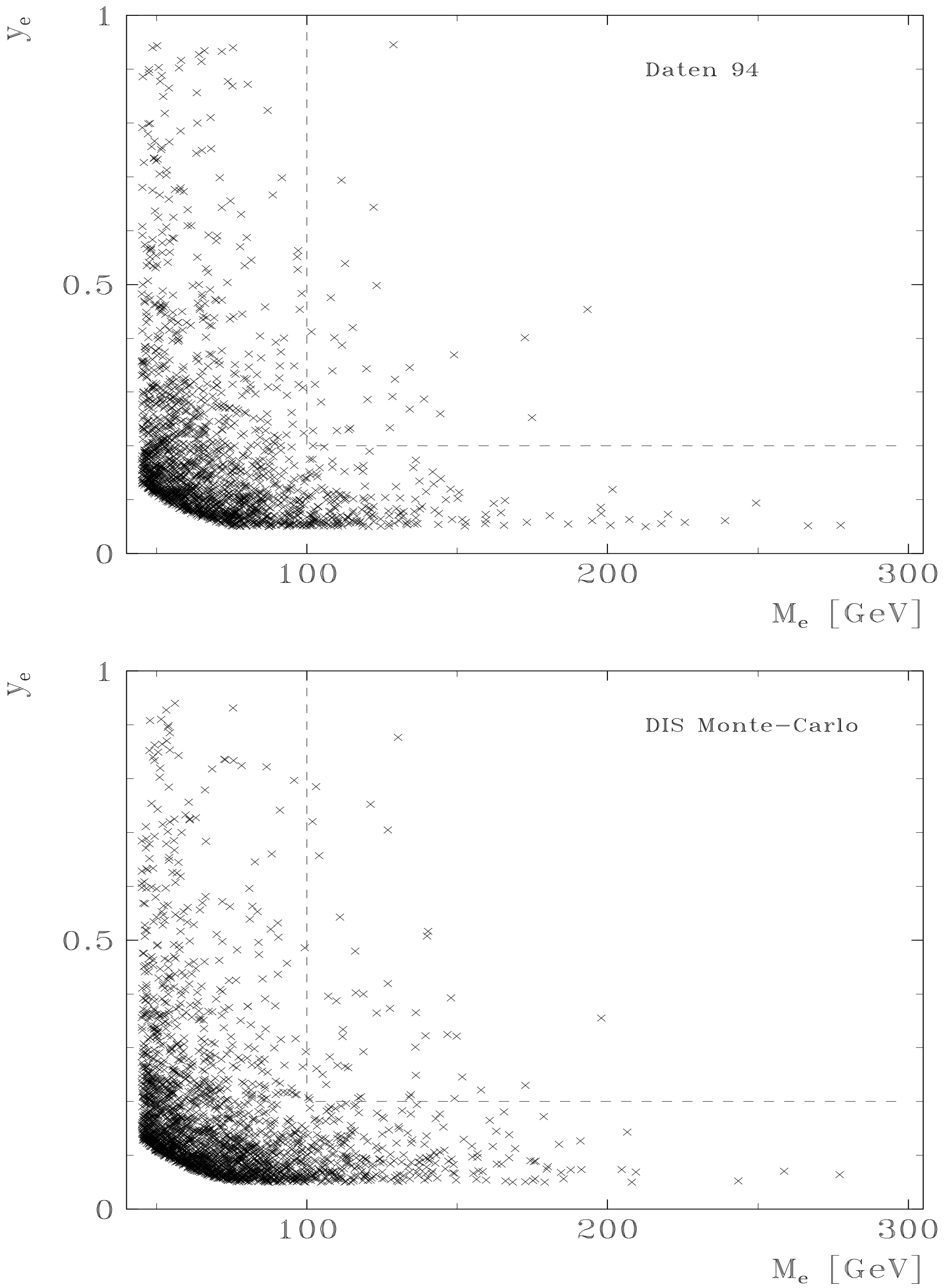

Abbildung 7.8: *Die mit der Elektronmethode rekonstruierte Masse M_e in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_e für die Daten des Jahres 1994 und das Monte-Carlo (volle Statistik)*

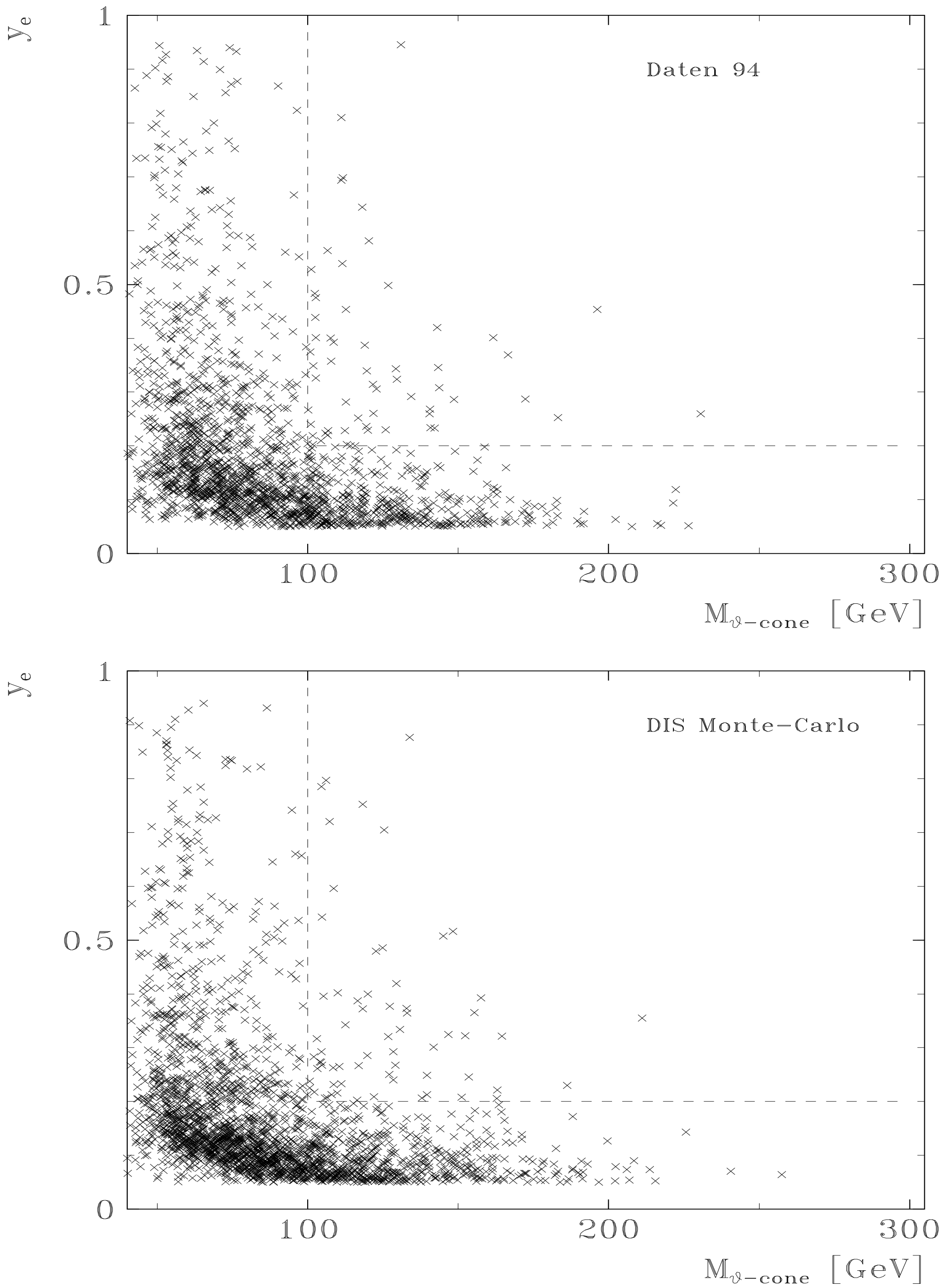

Abbildung 7.9: *Die mit der Kegelmethode rekonstruierte Masse $M_{\vartheta-cone}$ in Abhängigkeit von der Skalenvariablen y_e für die Daten des Jahres 1994 und das Monte-Carlo (volle Statistik)*

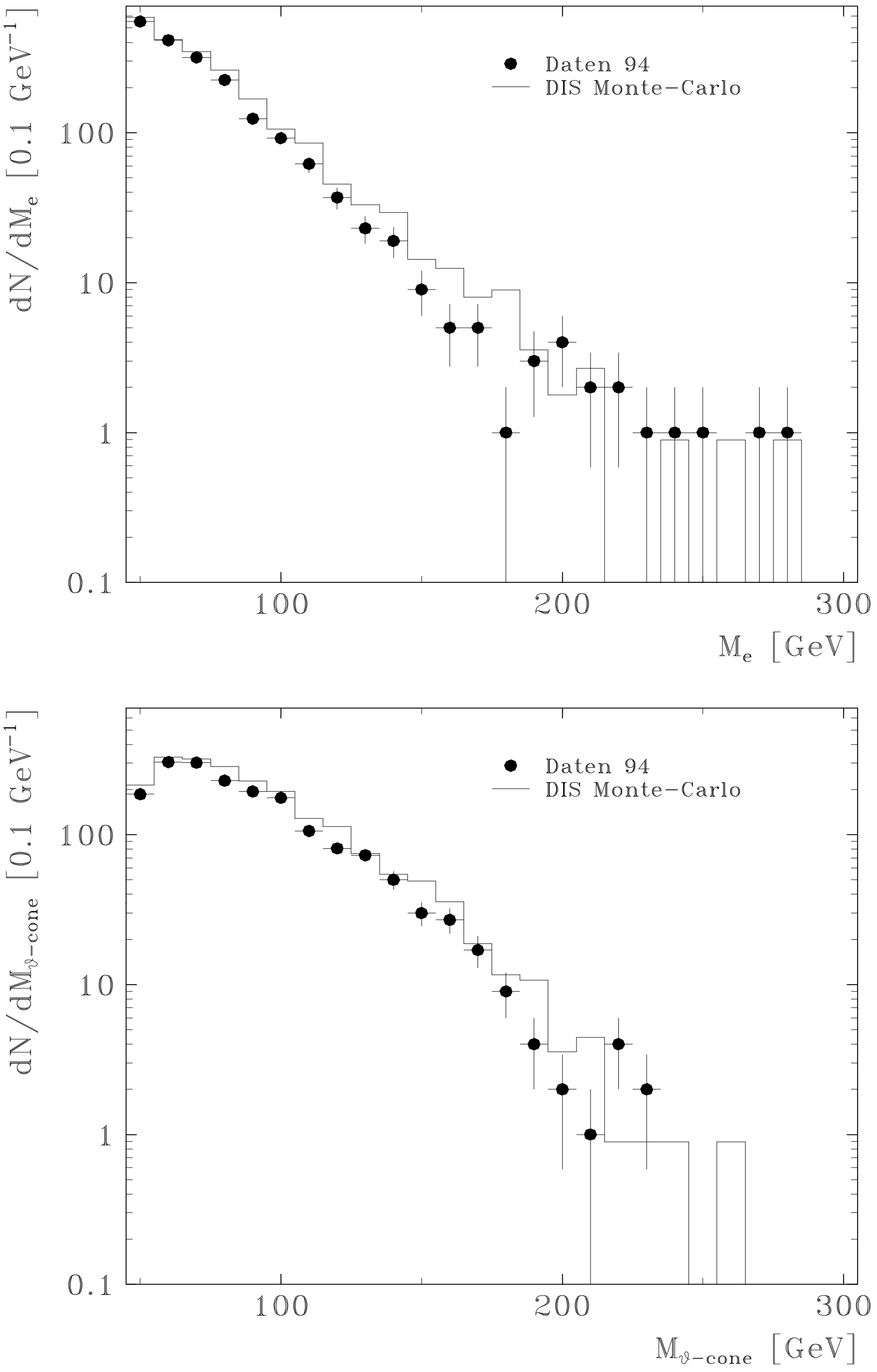

Abbildung 7.10: *Massenspektren der Daten im Vergleich zur Vorhersage des Standardmodells für die Elektronmethode M_e (oben) und die Kegelmethode $M_{\vartheta-cone}$ (unten)*

Zusammenfassung

Viele Modelle jenseits des Standardmodells, wie z.B. Große Vereinheitlichungstheorien, Supersymmetrie, Technicolour, Compositeness oder Superstring-Modelle, sagen Leptoquarks vorher. Diese Farb-Triplett-Bosonen folgen aus der Annahme einer Verbindung zwischen dem Quark- und Leptonsektor des Standardmodells und koppeln an Lepton-Quark-Paare. Einige Compositeness-Modelle weisen zusätzlich fermionische Farb-Oktett-Zustände, sogenannte Leptogluonen, in ihren Teilchenspektren mit Vertices an Leptonen und Gluonen auf. Eine experimentelle Entdeckung dieser exotischen Teilchen würde sich richtungsweisend auf die Entwicklung der Elementarteilchenphysik auswirken.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Suche nach Leptogluonen und Leptoquarks der ersten Generation im H1-Experiment bei HERA, da dieser ep-Speicherring als ein „Elektron-Parton-Kollider" für die Produktion solcher neuen Teilchen ideal geeignet ist. Die Leptoquarks und Leptogluonen können nämlich in s-Kanalreaktionen direkt über einen Resonanzzustand eines Elektron-Parton-Paares mit Massen $M_{LQ,LG}$ bis hin zur ep-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ von 296 GeV erzeugt werden. Da die sehr schmale natürliche Zerfallsbreite keinen direkten Nachweis möglicher Leptoquarks bzw. Leptogluonen erlaubt, sind sie im Experiment nur über die Zerfallsprodukte beobachtbar. Die Signatur solcher Ereignisse besteht aus einem Elektron bzw. Neutrino und einem Jet, die sich in ihren hohen Transversalimpulsen balancieren. Somit gleicht die Topologie der Leptoquark- und Leptogluonreaktionen der Ereignistopologie der tiefinelastischen Streuung des Standardmodells, die den Hauptuntergrund für die Suche darstellt.

Leptoquarks und Leptogluonen sollten sich im allgemeinen durch eine sehr schmale natürliche Resonanz in der x-Bjorken-Verteilung bei $x = M^2_{LQ,LG}/s$ auszeichnen, wobei auf Born-Niveau die Variable x mit dem Impulsbruchteil des Protons, den das am harten Prozeß beteiligte Parton trägt, übereinstimmt. Da die einzelnen Signal- und Untergrundereignisse topologisch ununterscheidbar sind, kann ein Nachweis einer erwarteten Resonanzspitze nur auf statistischer Basis erbracht werden. Dies macht eine genaue Kenntnis der zu erwartenden Massenverteilung und des Auflösungsvermögens erforderlich. Zur Beantwortung dieser Frage wurde ein Ereignisgenerator für die Simulation von Leptoquark- und Leptogluonprozessen entwickelt, in dem auch die Simulation der Bremsstrahlung des einlaufenden Elektrons und der Partonschauer im hadronischen Anfangs- und Endzustand realisiert ist. Dabei zeigt sich eine große Sensitivität konventioneller Methoden zur Rekonstruktion der Masse $M_{LQ,LG}$ auf hadronische Effekte. Die natürlichen

Zerfallsbreiten sind nicht mehr aufzulösen, da die Auswirkungen der Partonschauer die beobachtbare Breite über weite Massenbereiche dominieren.

Die Analyse für Leptoquarks und Leptogluonen basiert auf den im Jahr 1993 mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Daten, welche einer integrierten Luminosität von ca. 400 nb^{-1} entsprechen. Die Ereignisse wurden getrennt nach dem Endzustand mit einem Elektron oder einem Neutrino betrachtet. Die Selektion der Daten mit einem auslaufenden Neutrino beruht im wesentlichen auf der Forderung eines hohen fehlenden Transversalimpulses. Die Rekonstruktion der hypothetischen Masse M_{LQ} erfolgt aus dem hadronischen Energiefluß. Ein Vergleich der Datenverteilung mit dem erwarteten Massenspektrum des Standardmodells liefert eine gute Übereinstimmung.

Die Signatur des neutralen Stromes zeichnet sich durch ein isoliertes Elektron mit einem hohen transversalen Impuls aus. Einfache kinematische Schnitte führen auf einen untergrundfreien Datensatz, wobei die Berechnung der Variablen im wesentlichen auf die gemessenen Energiedepositionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors zurückgreift. Eine leichte Überhöhung in der invarianten Massenverteilung der Daten gegenüber der Vorhersage des Standardmodells bei ca. 140 GeV, die mit Hilfe des identifizierten Elektrons gewonnen wurde, macht detaillierte Studien mit einer präziseren Massenbestimmung für Leptoquarks und Leptogluonen erforderlich. Ein in der vorliegenden Arbeit neu vorgeschlagenes Verfahren, die Masse des exotischen Teilchens über die Zerfallsprodukte zu bestimmen, wird diesen Anforderungen gerecht. Als Resultat ergibt sich ein Rekonstruktionsverfahren mit einer sehr viel besseren Massenauflösung im Vergleich zur Elektronmethode, das zudem unabhängig von QED-Strahlungskorrekturen im Anfangszustand, Partonschauer- und Fragmentationseffekten ist. Damit ist es für eine Suche nach in s-Kanalreaktionen produzierbaren neuen Teilchen prädestiniert. In den so ermittelten invarianten Massenspektren ergibt sich jedoch keine statistisch signifikante Abweichung zwischen dem Meßergebnis und der Erwartung der bisher bekannten Physik.

Da kein Anzeichen für eine Resonanz in den Massenspektren vorliegt, werden Ausschließungsgrenzen, wenn möglich aus einer Kombination beider Zerfallskanäle, in der Massen-Kopplungskonstanten-Ebene abgeleitet. Eine Anpassung zusätzlicher Schnitte in der rekonstruierten Masse und der Bjorken-Variablen y an die Kinematik der Leptoquarks und Leptogluonen ermöglicht eine Optimierung der Grenzen.

Die Ableitung der Leptoquarkgrenzen erfolgt auf Basis einer modellunabhängigen Lagrangedichte, die alle möglichen, dimensionslosen und $SU(3)_C \times SU(2)_T \times U(1)_Y$-invarianten Yukawa-Kopplungen λ enthält. Die Limits sind in den Abbildungen 7.1 bis 7.3 dargestellt. In Abhängigkeit von den Leptoquark-Quantenzahlen sind für eine Kopplungsstärke von $\lambda = 0.3$, was der elektromagnetischen Stärke entspricht, Massen von 136 GeV bis zu 231 GeV ausgeschlossen. Die einzelnen Werte für $\lambda = 0.3$ faßt Tabelle 7.1 zusammen. Für Leptogluonen werden Grenzen für die Masse als Funktion der dimensionsbehafteten Compositeness-Skala Λ abgeleitet. So läßt sich für $\Lambda = 1\ TeV$ eine untere Massenschranke von 172 GeV bestimmen (vgl. Abb. 7.5). Die erzielten Ergebnisse erweitern damit den in bereits anderen Experimenten einer direkten Suche studierten Massenbereich beträchtlich.

Anhang

In den nachfolgenden Tabellen sind die Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für die simulierten Leptoquark- und Leptogluonereignisse zusammengefaßt. Zusätzlich sind die Kopplungskonstanten λ_L bzw. Compositeness-Skalen Λ, die der Generation der Leptoquark- und Leptogluonereignisse einer bestimmten Masse $M_{LQ,LG}$ zugrunde lagen, und die Massenfenster ΔM für die Ableitung der Ausschließungsgrenzen eingetragen. Für Ereignisse mit einem Elektron im Endzustand bedeuten:

N_{gen}	:	Simulierte Leptoquark- und Leptogluonereigniszahl
N_e	:	Anzahl der Ereignisse, in denen ein Elektron nach Kapitel 5.1.1 identifiziert wurde
N_{sel}	:	Ereigniszahl nach den in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Selektionsschnitten
N_{sel}/N_{gen}	:	Effizienz der Selektionsschnitte
N_{p_T}	:	Zahl der Ereignisse nach einem zusätzlichen Schnitt im Transversalimpuls $p_{T,e}$ des Elektrons zur Trennung des Untergrundes vom Signal (vgl. Kap. 6.1.5)
N_{fin}	:	Endgültige Anzahl der Ereignisse in dem bestimmten Massenfenster ΔM und nach Anwendung des y_{cut}-Schnittes von Kapitel 6.1.5
N_{fin}/N_{gen}	:	Gesamteffizienz ε ein Signalereignis zu selektieren
N_{back}	:	Die auf die Luminosität der Daten normierte Anzahl der zu erwartenden Untergrundereignisse in dem Massenfenster ΔM und nach Anwendung des y_{cut}-Schnittes; N_{back} basiert auf der Kombination der beiden generierten LEPTO-Ereignissätze mit $Q^2 > 100\ GeV^2$ und $Q^2 > 1000\ GeV^2$ (vgl. Kap. 3.3)

Für Ereignisse mit einem auslaufenden Neutrino sind die einzelnen Größen analog definiert, mit Ausnahme, daß keine zu der $p_{T,e}$-Forderung und y_{cut}-Bedingung äquivalenten Schnitte zur Signal-Untergrund-Trennung Anwendung finden. In der Anzahl N_{back} ist die konstante Triggereffizienz eingerechnet.

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_e	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	N_{p_T}	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
35	0.030	500	386	337	67.4±2.1	312	31 – 37	179	35.8±2.1	24.9±2.0
50	0.040	500	426	395	79.0±1.8	388	43 – 55	221	44.2±2.2	13.9±1.3
75	0.050	500	434	398	79.6±1.8	398	66 – 82	216	43.2±2.2	4.5±0.2
100	0.060	500	441	403	80.6±1.8	403	88 – 108	213	42.6±2.2	2.5±0.2
125	0.080	500	414	385	77.0±1.9	384	111 – 135	228	45.6±2.2	1.5±0.1
150	0.100	500	410	392	78.4±1.8	392	132 – 158	232	46.4±2.2	1.1±0.1
175	0.150	500	372	333	66.6±2.1	333	154 – 184	216	43.2±2.2	1.1±0.1
200	0.250	500	354	324	64.8±2.1	324	180 – 206	217	43.4±2.2	0.6±0.1
225	0.400	500	321	289	57.8±2.2	289	200 – 236	196	39.2±2.2	0.4±0.1
250	0.600	500	363	327	65.4±2.1	327	130 – 270	198	39.6±2.2	2.8±0.2
275	1.000	500	389	357	71.4±2.0	354	100 – 280	202	40.4±2.2	5.3±0.2

Tabelle A.1: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark* S_0 *mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark*

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_e	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	N_{p_T}	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
35	0.010	500	321	254	50.8±2.2	249	28 – 36	163	32.6±2.1	90.6±3.7
50	0.015	500	371	339	67.8±2.1	337	39 – 55	168	33.6±2.1	56.3±3.4
75	0.025	500	424	398	79.6±1.8	396	56 – 78	217	43.4±2.2	25.2±1.6
100	0.030	500	438	411	82.2±1.7	411	79 – 107	220	44.0±2.2	9.8±0.4
125	0.060	500	439	389	77.8±1.9	388	94 – 130	203	40.6±2.2	6.3±0.3
150	0.080	500	433	394	78.8±1.8	394	122 – 158	213	42.6±2.2	2.8±0.2
175	0.090	500	428	404	80.8±1.8	404	140 – 190	205	41.0±2.2	1.9±0.1
200	0.100	500	438	409	81.8±1.7	409	160 – 212	244	48.8±2.2	0.9±0.1
225	0.400	500	415	376	75.2±1.9	376	187 – 243	231	46.2±2.2	0.5±0.1
250	1.000	500	391	353	70.6±2.0	338	100 – 296	89	17.8±1.7	8.2±0.3
275	1.000	500	369	329	65.8±2.1	316	100 – 296	51	10.2±1.4	8.2±0.3

Tabelle A.2: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark* $V_{1/2}$ *mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark*

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_e	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	N_{p_T}	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
175	1.000	500	399	369	73.8±2.0	368	154 – 184	197	39.4±2.2	1.1±0.1
200	1.000	500	355	320	64.0±2.1	313	180 – 206	89	17.8±1.7	0.6±0.1

Tabelle A.3: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark* $\tilde{S}_{1/2}$ *mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark*

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_e	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	N_{p_T}	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
175	0.800	500	425	393	78.6±1.8	389	140 – 190	151	30.2±2.1	1.9±0.1
200	1.000	500	392	351	70.2±2.0	339	160 – 212	29	5.8±1.0	0.9±0.1

Tabelle A.4: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark* V_0 *mit einem Zerfall in ein Elektron und ein Quark*

M_{LG} [GeV]	Λ [TeV]	N_{gen}	N_e	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	N_{p_T}	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
35	10.00	500	364	315	63.0±2.2	283	28 – 38	131	26.2±2.0	42.4±2.6
50	8.00	500	404	373	74.6±1.9	364	36 – 52	161	32.2±2.1	27.3±2.0
75	6.00	500	442	422	84.4±1.6	419	52 – 80	194	38.8±2.2	12.3±0.6
100	4.00	500	441	426	85.2±1.6	425	71 – 105	202	40.4±2.2	6.7±0.3
125	3.00	500	444	423	84.6±1.6	422	90 – 128	201	40.2±2.2	3.8±0.2
150	2.00	500	413	396	79.2±1.8	394	110 – 160	204	40.8±2.2	2.7±0.2
175	1.00	500	422	402	80.4±1.8	401	128 – 188	223	44.6±2.2	1.9±0.1
200	0.70	500	396	371	74.2±2.0	371	150 – 210	234	46.8±2.2	1.3±0.1
225	0.25	500	383	361	72.2±2.0	361	150 – 234	215	43.0±2.2	1.4±0.1
250	0.10	500	411	389	77.8±1.9	388	100 – 296	170	34.0±2.1	5.0±0.2
275	0.10	500	422	403	80.6±1.8	400	100 – 296	164	32.8±2.1	5.0±0.2

Tabelle A.5: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für die Leptogluonen*

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
35	0.030	500	80	16.0±1.6	30 – 46	57	11.4±1.4	0.7±0.1
50	0.040	500	223	44.6±2.2	39 – 59	158	31.6±2.1	1.6±0.1
75	0.050	500	337	67.4±2.1	53 – 81	236	47.2±2.2	2.9±0.2
100	0.060	500	417	83.4±1.7	74 – 106	294	58.8±2.2	3.2±0.2
125	0.080	500	415	83.0±1.7	99 – 135	283	56.6±2.2	2.7±0.2
150	0.100	500	424	84.8±1.6	119 – 161	296	59.2±2.2	2.1±0.1
175	0.150	500	404	80.8±1.8	141 – 189	278	55.6±2.2	1.3±0.1
200	0.250	500	417	83.4±1.7	160 – 210	286	57.2±2.2	0.8±0.1
225	0.400	500	408	81.6±1.7	181 – 239	279	55.8±2.2	0.3±0.1
250	1.000	500	401	80.2±1.8	140 – 280	267	53.4±2.2	1.6±0.1
275	1.000	500	368	73.6±2.0	110 – 290	235	47.0±2.2	3.7±0.2

Tabelle A.6: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark S_0 mit einem Zerfall in ein Neutrino und ein Quark*

M_{LQ} [GeV]	λ_L	N_{gen}	N_{sel}	N_{sel}/N_{gen} [%]	ΔM [GeV]	N_{fin}	N_{fin}/N_{gen} [%]	N_{back}
35	0.020	500	64	12.8±1.5	30 – 44	47	9.4±1.3	0.6±0.1
50	0.035	500	198	39.6±2.2	39 – 57	136	27.2±2.0	1.4±0.1
75	0.050	500	342	68.4±2.1	55 – 81	235	47.0±2.2	2.7±0.2
100	0.100	500	388	77.6±1.9	80 – 106	272	54.4±2.2	2.6±0.2
125	0.200	500	410	82.0±1.7	99 – 131	285	57.0±2.2	2.5±0.2
150	0.300	500	416	83.2±1.7	122 – 158	285	57.0±2.2	1.8±0.1
175	0.800	500	358	71.6±2.0	130 – 190	165	33.0±2.1	1.9±0.1
200	1.000	500	288	57.6±2.2	100 – 280	124	24.8±1.9	4.5±0.2

Tabelle A.7: *Ereigniszahlen nach den einzelnen Selektionsschnitten für das Leptoquark V_0 mit einem Zerfall in ein Neutrino und ein Quark*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Bas94] U. Bassler und G. Bernardi, DESY 94-231, Hamburg (1994).

[Bau85] U. Baur und K.H. Streng, Phys. Lett. B162 (1985) 387.

[Bau86] U. Baur und K.H. Streng, Zeitschrift für Physik C30 (1986) 325.

[Be34] H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83.

[Ben87] M. Bengtsson und T. Sjöstrand, Phys. Lett. B185 (1987) 435;
M. Bengtsson und T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B289 (1987) 810.

[Ben87a] M. Bengtsson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Parton Cascade Evolution and Event Structure at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Ed. R.D. Peccei, DESY Hamburg, Vol. 1 (1987) 149.

[Ber87] Ch. Berger und W. Wagner, Physics Reports 146 (1987).

[Bi87] J. Bijnens, Leptoquarks and Leptogluons at HERA, Proceedings of the HERA Workshop, Ed. R.D. Peccei, DESY Hamburg, Vol. 1 (1987) 819.

[Bl88] V. Blobel, The BOS System Dynamic Memory Managment, Second Updated Printing, FORTRAN77 Version, DESY Bericht R1-88-01 (1988).

[Bl90] V. Blobel, LOOK – A System for Data Analysis, Interner H1-Bericht (1990).

[Blo79] A. Blondel und F. Jacquet, Proceedings of the study of an *ep* facility for Europe, Ed. U. Amaldi, DESY 79-48, Hamburg (1979) 391.

[Blob] V. Blobel, F-Package for Input/Output, Interner Bericht der H1-Kollaboration.

[Blu91] J. Blümlein und R. Rückl, Proceedings of „e^+e^- at 500 GeV“, Hamburg und Saariselkä, 1991.

[Bo94] J. Blümlein und E. Boos, Beitrag zum „e^+e^--Workshop“, Teupitz (11-15 April 1994);
J. Blümlein, in „e^+e^- Collisions at 500 GeV: The Physics Potential“, DESY 93-123C, Hamburg (Dezember 1993) 419.

[Br87] R. Brun *et al.*, GEANT 3, CERN DD/EE/84-1 (1987).

[Bu87] W. Buchmüller, R. Rückl und D. Wyler, Phys. Lett. B191 (1987) 442.

[Bu91] W. Buchmüller und G. Ingelman, Proceedings of the HERA Workshop „Physics at HERA“, DESY Hamburg (1991).

[But93] J. Butterworth und H. Dreiner, Nucl. Phys. B397 (1993) 3.

[CDF94] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D50 (1994) 2966; idem, FERMILAB-PUB-94-116-E (Mai 1994).

[CDF95] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), FERMILAB-PUB-95-022-E (März 1995).

[CLe95] Ch. Leverenz, Bestimmung der Protonstrukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen im H1-Experiment bei HERA, Dissertation, Interner Bericht, DESY FH1K-95-02, Hamburg (März 1995).

[Coh87] E.R. Cohen und B.N. Taylor, Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 1121.

[CONE] J. Kurzhöfer, The QJCONE jet algorithm and its implementation in H1-PHAN, H1-Report H1-08/94-375, Hamburg (August 1994).

[D095] S. Abachi *et al.* (D0 Collaboration), FERMILAB-PUB-95-028-E (Februar 1995).

[Dav94] S. Davidson, D. Baileys und B. Campbell, Zeitschrift für Physik C61 (1994) 613.

[DEL92] P. Abreu *et al.* (DELPHI-Kollaboration), Search for scalar leptoquarks from Z^0 decays, Phys. Lett. B275 (1992) 222.

[Dob87] A. Dobado, K.J. Herrero und C. Muñoz, Production of Leptoquarks from Superstring Models in *ep*-Colliders, Phys. Lett. B191 (1987) 447.

[Ead71] W.T. Eadie und D. Drijard, Statistical Methods in Experimental Physics, (North-Holland, Amsterdam 1971) 269-271.

[Ei92] S. Eichenberger *et al.*, A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment based on Multiwire Proportional Chamber Signals, Nucl. Instrum. and Meth. A323 (1992) 532.

[F2] I. Abt *et al.* (H1 Collaboration), Nucl. Phys. B407 (1993) 515;
I. Abt *et al.* (H1 Collaboration), DESY 95-006, Hamburg (Januar 1995);
M. Derrick *et al.* (ZEUS Collaboration), Phys. Lett. B316 (1993) 412;
M. Derrick *et al.* (ZEUS Collaboration), DESY 94-143, Hamburg (August 1994).

[Fox74] D.J. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41 (1974) 1504.

[Fri81] H. Fritzsch und G. Mandelbaum, Phys. Lett. B102 (1981) 319.

[Fro79] A.G. Frodesen, O. Skjeggestad und H. Tøfte, Probability and Statistics in Particle Physics, Universitetsforlaget Oslo (1979).

[Go91] L. Görlich und H.P. Wellisch, Documentation of the LAr Clustering, H1-Report H1-12/91-204, Hamburg (Dezember 1991).

[GUT] P.H. Frampton und B.H. Lee, $SU(15)$ Grand Unification, Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 619;
P.H. Frampton und T.W. Kephart, Higgs sector and proton decay in $SU(15)$ grand unification, Phys. Rev. D42 (1990) 3892;
P.B. Pal, Mass scales and symmetry breaking in $SU(15)$ grand unification, Phys. Rev. D43 (1991) 236.

[H193a] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA, DESY 93-002, Hamburg (März 1993); Nucl. Phys. B396 (1993) 3.

[H194a] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA, DESY 94-012, Hamburg (Januar 1994); Phys. Lett. B324 (1994) 241.

[H194b] H1 Collaboration, T. Ahmed *et al.*, A Search for Leptoquarks and Squarks at HERA, DESY 94-154, Hamburg (August 1994); Zeitschrift für Physik C64 (1994) 545-558.

[H1C93] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, The H1 Liquid Argon Calorimeter System, DESY 93-078, Hamburg (Juni 1993); Nucl. Instrum. and Meth. A336 (1993) 460.

[H1C94] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu *et al.*, Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter, Nucl. Instrum. and Meth. A336 (1993) 499; DESY 94-055, Hamburg (März 1994).

[H1P86] H1 Collaboration, Technical Proposal for the H1-Detector, Hamburg (1986).

[H1P87] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1987).

[H1P89] H1 Collaboration, Technical Progress Report, Hamburg (1989).

[H1R93] H1 Collaboration, I. Abt *et al.*, The H1 Detector at HERA, DESY 93-103, Hamburg (Juli 1993).

[H1REC] Manual für das Rekonstruktionsprogramm von H1, Interne Dokumentation.

[H1SIM] Guide to Simulation program H1SIM, Interne Dokumentation.

[Ha93] D. Handschuh, Studien zum Protoninduzierten Untergrund am H1-Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung, Dissertation, Interner Bericht, DESY FH1T-93-03, Hamburg (Oktober 1993).

[Hew87] J.L. Hewett und T.G. Rizzo, Leptoquark-boson signals at e^+e^--colliders, Phys. Rev. D36 (1987) 3367.

[Hew89] J.A. Hewett und T.G. Rizzo, Phys. Rep. 183 (1989) 193.

[HJB93] H. Bergstein, Gesamteichung des H1-Eisenjochkalorimeters, Dissertation, PITHA-93/45, Aachen (Oktober 1993).

[HHuf] H. Hufnagel, Beschreibung der L5-Ereignisklassifikation für H1, unveröffentlicht.

[Hof56] R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214.

[Hof66] T. Janssens und R. Hofstadter *et al.*, Phys. Rev. 142 (1966) 922.

[Hol87] W. Hollik, Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 2, Hamburg (1987) 579.

[Hu85] V.W. Hughes und T. Kinoshita, Comments on Nuclear and Particle Physics 14 (1985) 341.

[Ib92] L.E. Ibáñez und G.G. Ross, Nucl. Phys. B368 (1992) 3.

[Ing91] G. Ingelman, LEPTO 6.1, in Proc. of the Workshop „Physics at HERA“, DESY, Hamburg (1991) 1366.

[JADE] W. Bartel *et al.* (JADE Collaboration), Experimental studies on multi-jet production in e^+e^- annihilation at PETRA energies, Z. Phys. C33 (1986) 23; R. Nisius, H1 Internal Panel A meeting 16.06.1991.

[Jen94] Zusammenfassend siehe: P. Jenni, Proceedings La Thuile Workshop, La Thuile 1994; basierend auf:
E. Tsesmelis, ATLAS interner Bericht PHYS-NO-021 und 029;
A. d'Avella, ATLAS interner Bericht PHYS-NO-026.

[JuS94] J. Schroeder, Search for new particles with the Zeus detector, Dissertation, Interner Bericht, DESY F35D-94-08, Hamburg U. (Juni 1994).

[Kim90] G.N. Kim, A Search for Leptoquarks and Colored Lepton Pair Production in e^+e^--Annihilations at TRISTAN, Phys. Lett. B240 (1990) 243.

[Kin81] T. Kinoshita und W.B. Lindquist, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1573.

[Kle84] M. Klein und T. Riemann, Electroweak Interactions Probing the Nucleon Structure, Z. Phys. C24 (1984) 151.

[Kon] T. Kon und T. Kobayashi, Phys. Lett. B270 (1991) 81.

[Kr92] H. Krehbiel, H1-Report H1-09/92-239, Hamburg (September 1992).

[Kri91] J. Kripfganz, H.-J. Möhring und H. Spiesberger, Z. Phys. C49 (1991) 501.

[Kuh86] M. Kuhlen, Suche nach neuen Effekten mit Lepton-Hadron-Signatur bei e^+e^--Wechselwirkungen, Dissertation, Universität Hamburg (1986).

[L392] B. Adeva *et al.* (L3-Kollaboration), A search for leptoquarks in Z^0 decays, Phys. Lett. B261 (1992) 169.

[Leu94] M. Leurer, Phys. Rev. D49 (1994) 333;
M. Leurer, Phys. Rev. D50 (1994) 536.

[Lev90] S.V. Levonian, Different Types of Background for Lumi Counters, interner Bericht der Luminositätsgruppe, DESY LPI-09-90, Hamburg.

[Lev91] A. Levy, Phenomenology and experimental issues in photoproduction at HERA, in Proc. of the Workshop „Physics at HERA“, DESY, Hamburg (1991) 481.

[Lo92] P. Loch, Kalibration des Flüssig-Argon Kalorimeters unter Berücksichtigung der Gewichtungsmethode für Teilchenjets, Dissertation, Interner Bericht, DESY FH1K-92-02, Hamburg (1992).

[Me94] Th. Merz, Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor, Dissertation, Interner Bericht, DESY FH1K-94-02, Hamburg (Juni 1994).

[MErd] M. Erdmann *et al.*, A Guide to PHAN, an H1 Physics Analysis Package, Interner Bericht der H1-Kollaboration.

[Moe91] H. Moench, Ergebnisse des Fréjus-Experimentes zur Stabilität des Nukleons, Dissertation, PITHA 91/2, RWTH-Aachen (Januar 1991).

[Mon89] M. de Montigny und L. Marleau, Phys. Rev. D40 (1989) 3616.

[Mur92] H. Murayama und T. Yanagida, Viable $SU(5)$ GUT with light Leptoquark Bosons, Phys. Lett. A7 (1992) 147.

[Nil84] H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1;
H.E. Haber und G.L. Kane, Phys. Rep. 117 (1985) 75.

[Nil90] H.P. Nilles, Beyond the Standard Model, in „Testing the Standard Model“, Eds. M. Cvetič, P. Langacker and Boulder, World Scientific, Singapore (1990).

[Nir85] Y. Nir, Phys. Lett. B164 (1985) 395.

[Ohn94] J. Ohnemus, S. Rudaz, T.F. Walsh und P.M. Zerwas, Single Leptoquark Production at Hadron Colliders, DESY 94-086, Hamburg (Mai 1994).

[OPA92] G. Alexander *et al.* (OPAL-Kollaboration), A search for scalar leptoquarks in Z^0 decays, Phys. Lett. B263 (1992) 123.

[Pap92] T.D. Papadopoulos für die DELPHI-Kollaboration, in „Proceedings of the Fermilab Meeting“, DPF '92, World Scientific.

[PDG92] K. Hikasa *et al.*, Particle Data Group, Phys. Rev. D45 (1992).

[Pec87] R.D. Peccei, Proceedings of the HERA Workshop, DESY Hamburg (1987).

[PS92] P. Schleper, Concepts for Leptoquark Search at HERA, Dissertation, PITHA-92/29, Aachen (Juli 1992);
P. Schleper, Leptoquarks and Leptogluons in the H1 detector, in Proc. of the Workshop „Physics at HERA“, DESY, Hamburg (1991) 1043.

[Ro94a] K. Rosenbauer, Beschreibung des Monte-Carlo-Generators LEGO 0.02, rosenbau/lego/lego002/lego002.cmz@dice2.desy.de.

[Ro94b] K. Rosenbauer, Beschreibung des Monte-Carlo-Generators SUSSEX 1.5, rosenbau/susanna/susanna.cmz@dice2.desy.de.

[Rut11] E. Rutherford, Phil. Mag. 21 (1911) 669.

[Sch85] B. Schrempp und F. Schrempp, Phys. Lett. B153 (1985) 275.

[Sch91] B. Schrempp, Leptoquarks and Leptogluons at HERA – Theoretical Perspectives –, in Proc. of the Workshop „Physics at HERA“, DESY, Hamburg (1991) 1034.

[SFGRV] M. Glück, E. Reya und A. Vogt, Zeitschrift für Physik C53 (1992) 127; *idem*, Phys. Lett. B306 (1993) 391.

[SFMRS] A.D. Martin, W.J. Stirling und R.G. Roberts, Phys. Rev. D47 (1993) 867.

[SFMTB] J.G. Morfín und W.-K. Tung, Zeitschrift für Physik C52 (1991) 13.

[Sim91] A. Simon, Suche nach *top*- und Leptoquarks im Bereich der Z^0-Resonanz, Dissertation, Universität Bonn (November 1991).

[Sjö] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 39 (1986) 347;
T. Sjöstrand und M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367;
T. Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, CERN-TH-6488-92 (Mai 1992).

[Sjö85] T. Sjöstrand, Phys. Lett. 157B (1985) 321;
M. Bengtsson, T. Sjöstrand und M. van Zijl, Z. Phys. C32 (1986) 67.

[SM] F. Halzen und A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley, New York (1984);
Ch. Quigg, Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interaction, Benjamin/Cummings (1983);
T.P. Cheng und L.F. Li, Gauge Theory of elementary particle physics, Oxford University Press (1984);
V.D. Barger und R.J.N. Phillips, Collider Physics, Addison-Wesley (1987);
Ch. Berger, Teilchenphysik – Eine Einführung, Springer (1992).

[Spi91] G.A. Schuler und H. Spiesberger, DJANGO 2.1, in Proc. of the Workshop „Physics at HERA", DESY, Hamburg (1991) 1419.

[Str86] K.H. Streng, Signals for Compositeness at *ep* Colliders: Leptogluons and Exotic Coloured Vectorbosons, Zeitschrift für Physik C33 (1986) 247.

[Tay69] R.R. Taylor, „Proc. 4th Intern. Symp. Electron Photon Interactions at High Energies", Daresbury Nucl. Phys. Lab. (1969) 251.

[TEVA] W. Merritt für die D0-Kollaboration, Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond (1994);
S. Abachi *et al.* (D0-Kollaboration), Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 965;
F. Abe *et al.* (CDF-Kollaboration), Phys. Rev. D48 (1993) 3939.

[UA292] J. Alitti *et al.* (UA2-Kollaboration), A search for scalar leptoquarks at the CERN $p\bar{p}$-collider, Phys. Lett. B274 (1992) 507.

[We94] H.P. Wellisch *et al.*, Hadronic Calibration of the H1 LAr Calorimeter using Software Weighting Techniques, MPI-PhE/94-03; H1-Report H1-02/94-346, Hamburg (Februar 1994).

[Wo92] T. Wolff *et al.*, A Drift Chamber Track Finder for the First Level Trigger of the H1 Experiment, Nucl. Instrum. and Meth. A323 (1992) 537.

[ZEU93] M. Derrick *et al.* (ZEUS Collaboration), Search for Leptoquarks with the ZEUS Detector, DESY 93-017, Hamburg (März 1993); Phys. Lett. B306 (1993) 173-186.

Dank

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ohne die gemeinsamen Anstrengungen aller Mitarbeiter von HERA und H1 bei Planung und Aufbau des Experimentes einerseits und der erfolgreichen Datennahme andererseits wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen, da die aufgezeichneten Daten die Basis der beschriebenen Analyse darstellen.
Ein ausgesprochen herzliches Dankeschön gilt Prof. Dr. Christoph Berger, der die Entwicklung dieser Arbeit stets mit regem Interesse verfolgt hat. In fruchtbaren Diskussionen, insbesondere in einer Phase, in der sich die Analyse sehr spannend entwickelte, lenkte er meinen Blick auf das Wesentliche. Zu würdigen weiß ich zudem sein in mich und meine Forschungstätigkeit gesetztes Vertrauen, wodurch er mir sehr große Freiheit in meinem Forschungsvorhaben gewährte.
Herrn Prof. Dr. G. Flügge bin ich für die freundliche Übernahme des Korreferates dankbar.
Für eine gute Arbeitsatmosphäre und für einen interessanten und wichtigen Gedankenaustausch — der sich nicht nur auf die Physik beschränkte — sorgten die Arbeitskollegen. Besonderer Dank gebührt meinem Zimmerkollegen Dr. Richard Nisius für die wirkungsvolle Unterstützung und ständige Hilfsbereitschaft. Er erleichterte mir mit seinem Wissen sehr den Einstieg in das Betriebssystem „UNIX“ und war stets bereit, mit mir über physikalische Probleme — auch mir fremder Arbeitsgebiete — zu diskutieren. Für weitere zahlreiche Anregungen und hilfsbereite Unterstützung möchte ich mich bei Martin Hampel, Dr. Torsten Köhler, Dr. Christian Leverenz, Dr. Hans-Ulrich Martyn, Klaus Rabbertz, Priv.-Doz. Dr. Frank Raupach und Dr. Peter Schleper bedanken. Vor allem in der Anfangsphase stand mir Dr. Peter Schleper mit seinem Rat zur Seite.
Darüber hinaus bin ich Martin Hampel, Susanne Rosenbauer-Roudbarian und Katharina Weyel für die gründliche Durchsicht des Manuskriptes zu besonderem Dank verpflichtet.
Bei Katharina Weyel möchte ich mich für ihr jederzeit offenes Ohr und ihren Zuspruch sehr herzlich bedanken. Ihre häufigen Ermutigungen erleichterten mir die Anfertigung dieser Arbeit.
Nicht zuletzt gilt mein Dank auch meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht und den Fortgang desselben immer interessiert verfolgt haben.
Durch ein Stipendium der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Graduierten-Kollegs „*Starke und elektroschwache Wechselwirkung bei hohen Energien*“ der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen konnte ich mich auf meine Forschungstätigkeit konzentrieren.

Ihnen allen gilt mein herzlicher Dank!

Lebenslauf

05.05.1967	geboren in Kirchen/Sieg als fünftes Kind des kaufm. Angestellten Heribert Rosenbauer und seiner Ehefrau Johanna Rosenbauer, geb. Buchen
1973 – 1977	Besuch der Grundschule Niederfischbach
1977 – 1986	Besuch des Freiherr-vom-Stein-Gymnasiums in Betzdorf
Juni 1986	Abitur
Oktober 1986	Aufnahme der Studiengänge Diplom-Physik und Diplom-Mathematik an der RWTH-Aachen
Oktober 1988	Vordiplom im Studiengang Physik
Juli 1990	Vordiplom im Studiengang Mathematik
Juli 1990	Beginn der Mitarbeit in der H1-Kollaboration
Februar 1991	Aufnahme meiner Physik-Diplomarbeit am I. Physikalischen Institut der RWTH-Aachen im Rahmen des H1-Experimentes
Februar 1992	Abgabe der Diplomarbeit im Studiengang Physik mit dem Titel „Simulation von e^* und ν^* Ereignissen in der Elektron-Proton-Streuung“
Oktober 1992	Abschluß der Diplom-Prüfungen im Studiengang Physik
seit 01.11.1992	Promotionsstipendiat der DFG
März 1995	Einreichung dieser Dissertation
Juni 1995	Ablegung der mündlichen Doktor-Prüfung