Analyse von Reaktionen des geladenen schwachen Stromes und Suche nach Leptoquarks in HERA-II-Daten von 2005

Diplomarbeit

Christian Helebrant

Institut für Experimentalphysik
Fachbereich Physik
Universität Hamburg

Januar 2006

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der angegebenen Quellen verfasst. Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit bin ich einverstanden.

Christian Helebrant Hamburg, den 12. Januar 2006

Betreuerin:	Prof. Dr. Beate Naroska
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Joachim Meyer

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) stellt das experimentell gesicherte Wissen über den Aufbau der Materie dar. Es besteht aus zwei Komponenten: die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die starke Wechselwirkung und das Glashow-Salam-Weinberg-Modell (GSW-Modell) die elektroschwache Wechselwirkung. Das Standardmodell ist allerdings noch weit von der gerne "Weltformel" genannten allumfassenden Theorie der Natur entfernt. So kann die Gravitation noch in keinerlei Verbindung zum Standardmodell gebracht werden. Auch ist eine Vereinheitlichung der beiden Pfeiler des Standardmodells, QCD und GSW-Modell, noch nicht gelungen. In diese Richtung sind aber mit den Großen Vereinheitlichten Theorien (GUTs) bereits erfolgversprechende Versuche unternommen worden.

Eine der wenigen Möglichkeiten, sowohl die Voraussagen des SM zu überprüfen als auch Hinweise auf umfassendere Theorien wie die GUTs zu finden, stellen Großexperimente mit Beschleunigern dar, wie zum Beispiel dem Elektron-Proton-Ringbeschleuniger HERA. In dieser Arbeit wird auf beide Aspekte eingegangen.

Im ersten Teil wird ein typischer Standardmodell-Prozess untersucht. Es wird ein Datensatz von Reaktionen des geladenen schwachen Stromes selektiert und mit der SM-Voraussage verglichen. Der zweite Teil der Analyse beschäftigt sich mit der Physik jenseits des Standardmodells. Es wird versucht, die Eichbosonen der GUTs, die Leptoquarks, nachzuweisen.

Die gesamte Analyse baut dabei auf älteren Veröffentlichungen der H1-Kollaboration auf. Es werden aber aktuelle Daten verwendet, die im Jahr 2005 mit dem H1-Detektor bei HERA aufgezeichnet wurden. Aufgrund verbesserter Detektor- und Beschleunigerkonfigurationen liegt 2005 eine höhere integrierte Luminosität vor als bei früheren Analysen (ca. 94 pb^{-1}). Auch wurde HERA in Jahr 2005 mit Elektronen betrieben, während in den eben genannten Analysen hauptsächlich Positron-Proton-Kollisionen untersucht wurden.

Im ersten Kapitel dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der Reaktionen des geladenen schwachen Stromes erläutert. Ausserdem wird das Konzept der Leptoquarks vorgestellt. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf dem in dieser Analyse benutzten phänomenologischen Modell von Buchmüller, Rückl und Wyler.

Das H1-Experiment ist Gegenstand des zweiten Kapitels. Die für diese Arbeit relevanten Komponenten des Detektors werden erläutert. Kapitel drei und vier beschäftigen sich mit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen und den verwendeten Monte Carlo-Generatoren. In Kapitel fünf wird die Selektion der Reaktionen des geladenen schwachen Stroms beschrieben. Das Resultat wird mit der Vorhersage des Standardmodells in Form von Monte Carlo-Simulationen verglichen. In Kapitel sechs wird der selektierte Datensatz nach Anzeichen von Leptoquarks untersucht. Da keine eindeutigen Signale identifiziert werden können, werden zuletzt Ausschlussgrenzen für die Leptoquark-Kopplungstärke in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse berechnet. Dazu wird die Methode des *Fractional Event Countings* benutzt, die an dieser Stelle kurz vorgestellt wird. Mit einer Zusammenfassung der Resultate und einigen Vorschlägen zur Fortführung dieser Analyse in Kapitel sieben endet diese Arbeit.

Kapitel 1

Theorie

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der Arbeit erläutert. Zunächst wird ein Überblick über die tief-unelastische Streuung gegeben. Dann wird das Konzept der Leptoquarks beschrieben. Ein besonderer Schwerpunkt liegt dabei auf dem BUCHMÜLLER-RÜCKL-WYLER-*Modell.*

1.1 Tief-unelastische Streuung DIS

Die Teilchenphysik gewinnt ihre Erkenntnisse oft aus Streuexperimenten von Elektronen an verschiedenen Target-Teilchen. Dabei unterscheidet man die elastische und die unelastische Streuung. Unelastische Streuung dominiert im Fall hoher Impulsüberträge, was einem hohen Ortsauflösungsvermögen entspricht. Die Beobachtung von unelastischer Streuung signalisiert, dass das untersuchte Target nicht elementar, sondern aus noch kleineren Teilchen aufgebaut ist. Anschaulich kann man sich vorstellen, dass bei unelastischer Streuung das Target-Teilchen zerstört wird. Die Streuung findet dann elastisch an dessen Konstituenten statt. Die unelastische Streuung von Elektronen an Protonen bezeichnet man als *tief-unelastische Streuung (DIS)*[1]. Die Konstituenten des Protons sind die Quarks.

1.1.1 DIS bei HERA

Als weltweit einziger Elektron-Proton-Beschleuniger wurde HERA speziell entworfen, um die innere Struktur des Protons zu untersuchen. Dabei ist die tief-unelastische Streuung von zentraler Bedeutung.

Die Streuung von Elektronen an Quarks kann dabei nur über die elektroschwache Wechselwirkung erfolgen. Die elektroschwache Theorie kennt zwei neutrale (γ und Z^0) und zwei geladene Feldquanten (W^+ und W^-). Dementsprechend unterscheidet man zwei Ereignistypen: Reaktionen des *neutralen* und *geladenen* (schwachen) Stroms.

[1] **D**eep **I**nelastic **S**cattering

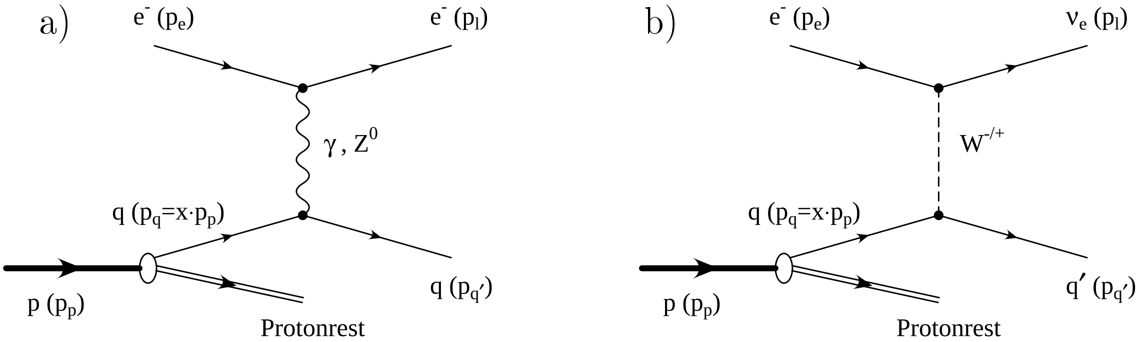

Abbildung 1.1: *a) Reaktion des neutralen schwachen Stromes*
b) Reaktion des geladenen schwachen Stromes

Abbildung 1.1 zeigt die Feynman-Graphen beider Ereignistypen. Die Streuung erfolgt elastisch an einem Quark. Das Proton wird dabei zerstört. Quarks können jedoch nicht als freie Teilchen existieren. Das getroffene Quark geht in eine Vielzahl von Hadronen über, die man unter dem Begriff *Jet* zusammenfasst.

Wird zwischen Elektron und Quark ein Photon (γ) oder Z^0-Boson ausgetauscht, bezeichnet man dies als *Reaktion des neutralen schwachen Stroms (NC)*[2]. Bei NC-Prozessen wird sowohl das gestreute Elektron als auch der aus dem getroffenen Quark entstandene Jet im Detektor nachgewiesen. Auch der Protonrest *hadronisiert*. Die entstehenden Teilchen besitzen jedoch so kleine Streuwinkel, dass ein Großteil den Detektor ungesehen durch das Strahlrohr verlässt.

Handelt es sich beim Austauschteilchen um eines der geladenen $W^{\pm}$-Bosonen, nennt man dies eine *Reaktion des geladenen schwachen Stroms (CC)*[3]. Hierbei geht das Elektron des Anfangszustands in ein Neutrino über, und das Quark verändert sein Flavour. Lediglich der Jet, nicht aber das Neutrino kann im Detektor nachgewiesen werden. Neutrinos machen sich jedoch durch eine unausgeglichene Transversalimpulsbilanz experimentell bemerkbar. Die charakteristische Signatur eines CC-Ereignisses ist demnach ein Jet in Verbindung mit fehlendem Transversalimpuls.

1.1.2 Kinematische Variablen

Gewöhnlich verwendet man drei spezielle Variablen, um die Kinematik der DIS zu beschreiben. Wie in Abbildung 1.1 bezeichnen p_e und p_p die Viererimpulse von Elektron und Proton im Anfangszustand. Der Endzustandsimpuls des Leptons sei p_l. Das Boson trägt dann den Viererimpuls $q = p_e - p_l$. Folgende LORENTZ-Invarianten werden definiert:

[2]**N**eutral **C**urrent
[3]**C**harged **C**urrent

- Der *Impulsübertrag* Q^2:
$$Q^2 = -q^2 = -(p_e - p_l)^2 \tag{1.1}$$
Q^2 ist ein Maß für das Ortsauflösungsvermögen des Prozesses.

- Die *Inelastizität* y:
$$y = \frac{p_p \cdot q}{p_p \cdot p_e} \tag{1.2}$$
$$= \frac{1}{2}(1 - \cos\theta^*) \tag{1.3}$$
Gleichung 1.3 gilt nur im Proton-Ruhesystem. Dabei ist θ^* der Winkel zwischen auslaufendem Lepton und einlaufendem Proton. Im Proton-Ruhesystem entspricht y auch dem relativen Energieverlust des Leptons.

- Die BJORKEN-*Skalenvariable* x:
$$x = \frac{Q^2}{2p_p \cdot q} \tag{1.4}$$
Sie entspricht dem Bruchteil des Protonimpulses, der von dem Quark getragen wird, das mit dem Elektron wechselwirkt.

Zwischen diesen drei Variablen besteht ein funktionaler Zusammenhang:
$$Q^2 = xys \tag{1.5}$$
wobei $s = (p_p + p_e)^2$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-Systems ist. Da s eine Konstante ist, können alle Ereignisse der DIS durch zwei unabhängige Variablen beschrieben werden.

1.1.3 Elektroschwache Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 1.2 sind die Wirkungsquerschnitte von NC- und CC-Prozessen gegen Q^2 aufgetragen. Die Q^2-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird durch den Propagator-Term bestimmt. Für CC-Prozesse ist das:
$$\frac{d\sigma_{CC}}{dQ^2} \propto \left[\frac{1}{Q^2 + M_W^2}\right]^2$$
Ein ähnlicher Term - mit M_Z^2 statt M_W^2 - existiert auch für σ_{NC}. Zusätzlich besitzen NC-Prozesse aber einen Propagator des masselosen Photons. Dieser Term dominiert

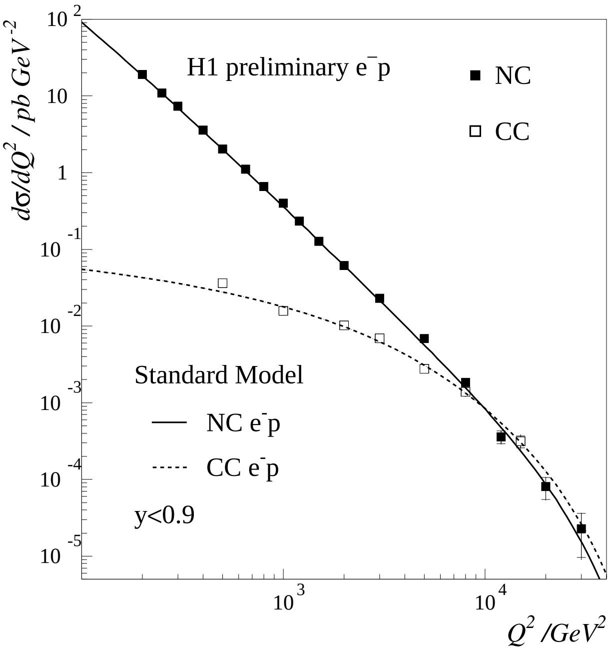

Abbildung 1.2: *Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dQ^2$ vom Impulsübertrag Q^2 für NC- und CC-Prozesse*

den NC-Wirkungsquerschnitt bei kleinen Werten von Q^2:

$$\frac{d\sigma_{NC}}{dQ^2} \propto \left[\frac{1}{Q^2}\right]^2$$

Deswegen ist σ_{CC} über weite Q^2-Bereiche deutlich kleiner als σ_{NC}. Für die in dieser Analyse betrachtete Q^2-Region ($Q^2 > 223\ \mathrm{GeV}^2$) liegt der NC-Wirkungsquerschnitt zwei bis drei Größenordnungen über dem für CC-Prozesse. Erst für $Q^2 > M_W^2$, M_Z^2 nähern sich beide im Rahmen der elektroschwachen Vereinigung an.

Im Gegensatz zu NC-Prozessen handelt es sich bei CC-Ereignissen um rein schwache Wechselwirkungen. Eine wesentliche Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung. Ihre Konsequenzen lassen sich bei CC-Prozessen besonders gut beobachten.

Bezüglich des $W^{\pm}$-Austauschs sind die linkshändigen Fermionen in Dubletts des schwachen Isospins angeordnet. Die rechtshändigen Fermionen befinden sich hingegen in Singuletts und nehmen nicht an Reaktionen des geladenen schwachen Stromes teil. Die Fermionen koppeln somit ausschließlich linkshändig an die W-Bosonen. Dies resultiert in einer einfachen linearen Abhängigkeit des CC-Wirkungsquerschnitts von der (longitudinalen) Polarisation der Elektronen:

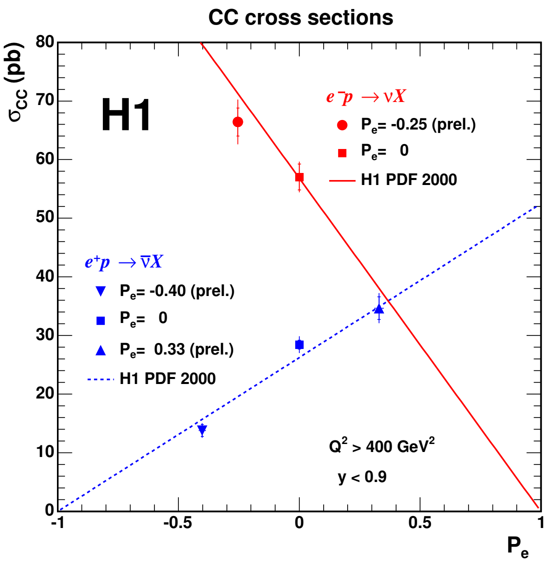

Abbildung 1.3: *Abhängigkeit des totalen CC-Wirkungsquerschnitts σ_{CC} von der Lepton-Polarisation P_e für Elektron-Proton- (durchgezogene Linie) und Positron-Proton-Reaktionen (gestrichelte Linie)*

$$\sigma_{CC,pol}^{e^-p} = (1 - P_{e^-}) \cdot \sigma_{CC,unpol}^{e^-p} \tag{1.6}$$

Man erwartet daher, dass gilt:

$$\sigma_{CC}^{e^-p} \longrightarrow 0 \quad \text{für } P_{e^-} \rightarrow +1$$

Dieses Verhalten ist durch Experimente überprüft worden. Abbildung 1.3 zeigt bei H1 gemessene Ergebnisse.

Bei Reaktionen des neutralen schwachen Stromes liegt eine kompliziertere Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Elektronen-Polarisation vor. Die geladenen Fermionen koppeln sowohl links- als auch rechtshändig an die Z^0-Bosonen. Die Kopplungsstärken c_L und c_R hängen dabei von Ladung und schwachem Isospin der Fermionen ab. Der interferierende Beitrag des Photonaustauschs zu NC-Prozessen ist hingegen polarisationsunabhängig. Eine detaillierte Beschreibung der Polarisationsabhängigkeit des NC-Wirkungsquerschnitts befindet sich in [Akt05] und [Wer04].

1.2 Untergrundprozesse

Neben der DIS können bei Elektron-Proton-Kollisionen noch weitere Prozesse auftreten. Sie können durch eine ähnliche experimentelle Signatur (Neutrino) oder eine fehlerhafte Rekonstruktion der kinematischen Größen fälschlicherweise als CC-Ereignisse identifiziert werden. Eine der Aufgaben dieser Arbeit ist es, diesen (e-p-induzierten) Untergrund aus dem Datensatz zu entfernen. Im Folgenden werden die Untergrundprozesse vorgestellt, die in der Analyse durch Monte Carlo-Simulationen (s. Kap. 4 auf Seite 29) berücksichtigt sind.

Photoproduktion

Die Photoproduktion umfasst eine Vielzahl von Prozessen. Abbildung 1.4 zeigt examplarisch zwei Feynman-Diagramme. Die wesentliche Eigenschaft der Photoproduktion ist der sehr niedrige Impulsübertrag $Q^2 \approx 0$. Das ausgetauschte Photon ist somit quasi reell. Das gestreute Elektron weist einen sehr kleinen Streuwinkel auf. Ereignisse mit falsch rekonstruiertem Elektron führen dazu, dass die Photoproduktion auch in der hohen Q^2-Region, die in dieser Analyse betrachtet wird ($Q^2 > 223$ GeV^2), wesentlich zum Untergrund beiträgt.

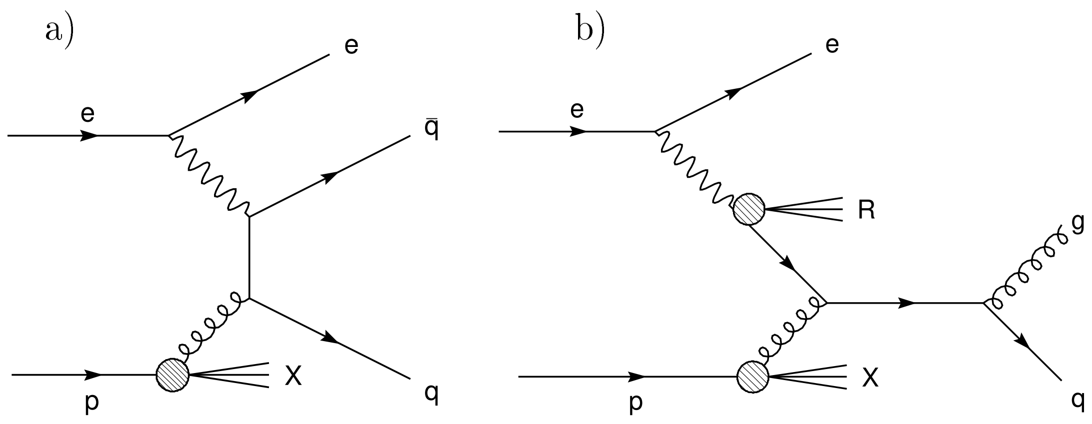

Abbildung 1.4: *Zwei Feynman-Diagramme der Photoproduktion*

Lepton-Paarproduktion

Der dominante Kanal der elektroschwachen Lepton-Paarproduktion bei HERA ist in Abbildung 1.5 zu sehen. Neben γ-γ-Streuung können auch die beiden anderen elektroschwachen Kombinationen γ-Z^0 und Z^0-Z^0 auftreten, die jedoch aufgrund der hohen Z^0-Masse stark unterdrückt sind. Lepton-Paarproduktion kann auch durch den Zerfall von Vektormesonen wie J/Ψ oder Υ hervorgerufen werden.

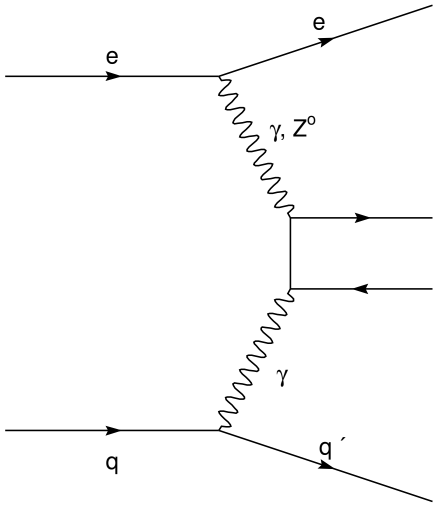

Abbildung 1.5: *Feynman-Diagramm der Lepton-Paarproduktion*

Reelle W-Bosonen

Die Produktion von reellen W-Bosonen kann sowohl über einen geladenen wie auch über einen neutralen Strom erfolgen. Letzterer ist in Abbildung 1.6 dargestellt. Die Produktion via neutralen Strom besitzt den höheren Wirkungsquerschnitt, der aber mit 1.0-1.3 pb deutlich kleiner als der von CC-Prozessen ist. Reelle W-Produktion trägt daher kaum nennenswert zum Untergrund bei.

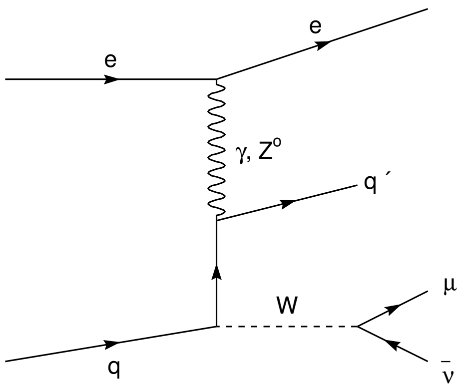

Abbildung 1.6: *Feynman-Diagramm der reellen W-Produktion via neutralen Strom*

Weitwinkel-Bremsstrahlung

Ein weiterer geringer Beitrag zum e-p-induzierten Untergrund liefert die Weitwinkel-Bremsstrahlung. Das entsprechende Feynman-Diagramm befindet sich in Abbildung 1.7.

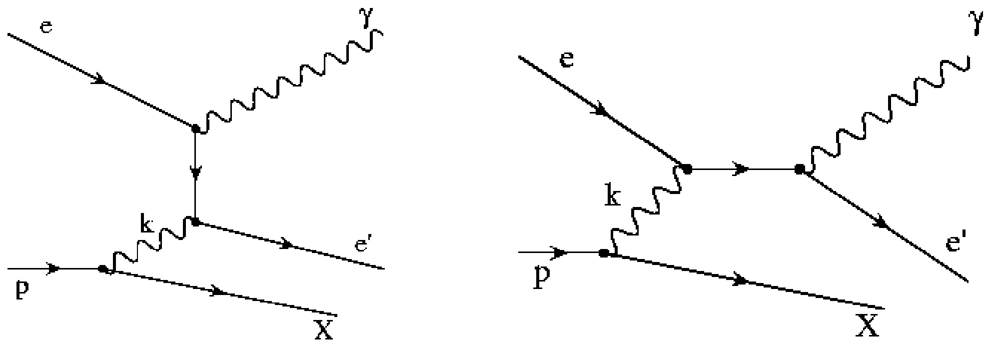

Abbildung 1.7: *Zwei Feynman-Graphen der Weitwinkel-Bremsstrahlung*

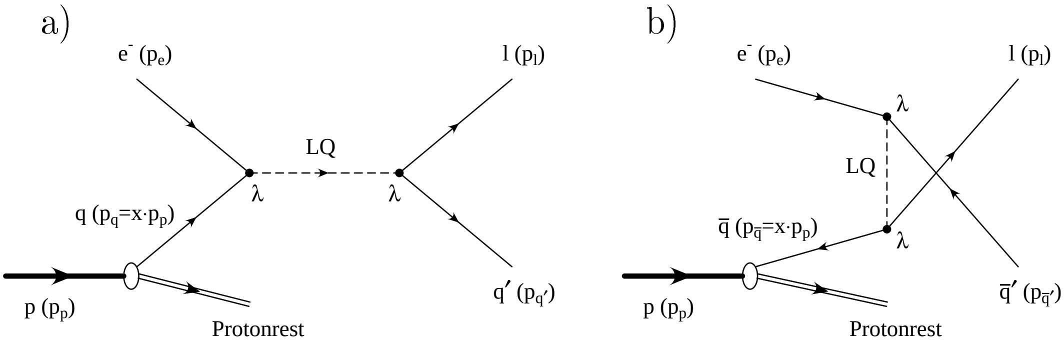

Abbildung 1.8: *Feynman-Diagramme der Leptoquark-Produktion bei HERA: a) s-Kanal; b) u-Kanal*

1.3 Leptoquarks

Das Standardmodell hat sich als sehr erfolgreiche Theorie erwiesen. Allerdings bleiben einige Fragen fundamentaler Natur offen. Es existiert beispielsweise eine bemerkenswerte Symmetrie zwischen Leptonen und Quarks. Beide Gruppen bestehen aus sechs Teilchen, die jeweils in drei Generationen unterteilt sind. Ein theoretisches Argument verleiht der Frage nach dem Ursprung der Lepton-Quark-Symmetrie zusätzliches Gewicht. Bestimmte Feynman-Graphen, die sogenannten Dreiecks-Anomalien, führen zu Unendlichkeiten [Sch95]. Es lässt sich zeigen, dass das Standardmodell nur dann renormierbar ist, wenn die Summe der Ladungen aller linkshändigen Dubletts verschwindet. Unter Berücksichtigung der drei Farbladungen der Quarks ist dies nur erfüllt, wenn es genauso viele Lepton- wie Quark-Generationen gibt.

Eine mögliche Begründung für die Lepton-Quark-Symmetrie ist, dass es sich bei Leptonen und Quarks gar nicht um zwei verschiedene Arten von Teilchen handelt, sondern dass beide von *einer* gemeinsamen Theorie beschrieben werden. Dies entspricht einer Vereinheitlichung von elektroschwacher und starker Wechselwirkung. Seit den 1970er Jahren wurden einige solcher GUTs[4] entwickelt. In GUTs wird die Trennung zwischen Leptonen und Quarks aufgehoben und Übergänge ermöglicht. Die vermittelnden Eichbosonen der GUTs sind die Leptoquarks. Daraus folgt, dass Leptoquarks eine drittelzahlige elektrische Ladung haben müssen und Farbladung tragen. Sie können sowohl als skalare Teilchen mit Spin 0 wie auch mit Spin 1 als Vektor-Leptoquarks auftreten.

HERA ist als Elektron-Proton-Beschleuniger prädestiniert für die Suche nach Leptoquarks. Hier könnten einzelne Leptoquarks im u-Kanal sowie resonant im s-Kanal erzeugt werden. Die entsprechenden Feynman-Graphen befinden sich in Abbildung 1.8.

[4] **G**rand **U**nified **T**heory: Große Vereinheitlichte Theorie

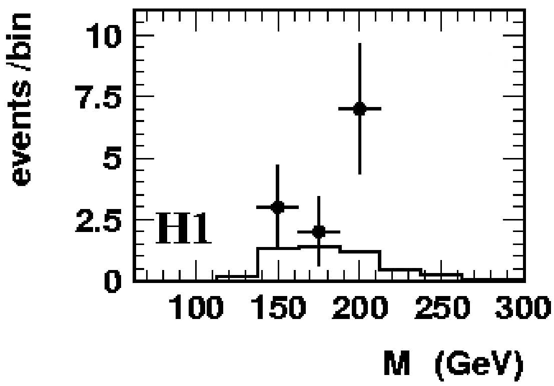

Abbildung 1.9: *Leptoquark-Kandidat bei HERA-I: Datenüberschuss in der Verteilung der Leptoquark-Masse M bei hohem Impulsübertrag Q^2 [H1 97c]*

Im Jahr 1997 wurde tatsächlich bei sehr hohen Impulsüberträgen $Q^2 > 15000$ GeV^2 ein signifikanter Datenüberschuss im Vergleich zur Standardmodell-Voraussage in der Verteilung $M_{LQ} = \sqrt{s \cdot x}$ gefunden (siehe Abbildung 1.9). Dies löste eine intensive Suche nach Leptoquarks aus.

Es existiert eine große Anzahl unterschiedlicher GUTs. Für die experimentelle Suche nach Leptoquarks ist aber ein allgemeiner phänomenologischer Ansatz wünschenswert, der unabhängig von einer bestimmten GUT ist. Die einzigen Beschränkungen ergeben sich aus experimentellen Tatsachen:

- Bislang wurde weder eine Leptonflavour-Verletzung noch Flavour-ändernde neutrale Ströme beobachtet. Daraus folgt, dass *ein einzelnes Leptoquark jeweils nur an* eine *Lepton- und Quark-Generation koppeln kann.*

- Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\pi \rightarrow e\nu$ ist experimentell genau bestimmt worden. Der Zefallskanal darf nicht begünstigt werden. Deshalb wird gefordert, dass *Leptoquarks chirale Kopplungen haben müssen.*

- Es gibt keine experimentellen Hinweise auf einen Zerfall des Protons. Deswegen darf *ein Leptoquark nur an Quark und Lepton, niemals aber an zwei Quarks koppeln.*

In dieser Analyse wird ein solcher phänomenologischer Ansatz benutzt. Er wurde von Buchmüller, Rückl und Wyler vorgeschlagen (*BRW-Modell*, [BRW87]).

$F=2$	Prod./Zerfall	β_e	$F=0$	Prod./Zerfall	β_e
	Skalare Leptoquarks				
$S_{0,L}$	$e^-_L u_L \quad \to e^- u$	1/2	$S_{1/2,L}$	$e^-_L \bar{u}_L \quad \to e^- \bar{u}$	1
	$\to \nu d$	1/2			
$S_{0,R}$	$e^-_R u_R \quad \to e^- u$	1	$S_{1/2,R}$	$e^-_R \bar{u}_R \quad \to e^- \bar{u}$	1
$\tilde{S}_{0,R}$	$e^-_R d_R \quad \to e^- d$	1		$e^-_R \bar{d}_R \quad \to e^- \bar{d}$	1
$S_{1,L}$	$e^-_L d_L \quad \to e^- d$	1	$\tilde{S}_{1/2,L}$	$e^-_L \bar{d}_L \quad \to e^- \bar{d}$	1
	$e^-_L u_L \quad \to e^- u$	1/2			
	$\to \nu d$	1/2			
	Vektor-Leptoquarks				
$V_{1/2,R}$	$e^-_R d_L \quad \to e^- d$	1	$V_{0,R}$	$e^-_R d_L \quad \to e^- d$	1
	$e^-_R u_L \quad \to e^- u$	1	$V_{0,L}$	$e^-_L d_R \quad \to e^- d$	1/2
				$\to \nu \bar{u}$	1/2
$V_{1/2,L}$	$e^-_L d_R \quad \to e^- d$	1	$\tilde{V}_{0,R}$	$e^-_R \bar{u}_L \quad \to e^- \bar{u}$	1
$\tilde{V}_{1/2,L}$	$e^-_L u_R \quad \to e^- u$	1	$V_{1,L}$	$e^-_L \bar{u}_R \quad \to e^- \bar{u}$	1
				$e^-_L \bar{d}_R \quad \to e^- \bar{d}$	1/2
				$\to \nu \bar{u}$	1/2

Tabelle 1.1: *Die 14 Leptoquark-Typen des BRW-Modells, klassifiziert nach [DKST90]*

1.3.1 Das BRW-Modell

Das BRW-Modell beschränkt sich auf Leptoquarks der ersten Generation. Das sind Leptoquarks, die lediglich an e, ν_e, u und d koppeln. Die Kopplungsstärke λ ist dabei universell. Das BRW-Modell unterscheidet 14 Leptoquarktypen. Es existieren verschiedenene Nomenklaturen. Diese Arbeit benutzt die Klassifikation nach [DKST90].

Tabelle 1.1 enthält alle 14 Leptoquarks. Dabei werden die Leptoquarks zunächst entsprechend ihres Spins in *skalare* (S) und *vektorielle* (V) Leptoquarks eingeteilt. Der erste Index gibt ihren schwachen Isospin an; der zweite entspricht der Chiralität des Elektrons, welche zur Produktion notwendig ist. Die Tilde wird verwendet, um Leptoquarks zu kennzeichnen, die sich nur in ihrer (Hyper-)Ladung unterscheiden.

Tabelle 1.1 zeigt, dass man die Leptoquarks auch bezüglich ihrer Fermionenzahl F in zwei Gruppen unterteilen kann. Die in dieser Arbeit untersuchten Elektron-Proton-Kollisionen sind dabei besonders sensitiv auf Leptoquarks mit Fermionenzahl $F = 2$. Dies rührt daher, dass in e^--p-Interaktionen Leptoquarks mit $F = 2$ an die Valenzquarks, Leptoquarks mit $F = 0$ jedoch an die Antiquarks im Proton koppeln, deren Dichte geringer ist.

Alle 14 Leptoquarktypen können in ein Elektron und ein Quark zerfallen. Vier Leptoquarktypen ($S_{0,L}, S_{1,L}, V_{0,L}, V_{1,L}$) besitzen jedoch zusätzlich einen Zerfallskanal in ein

	$d\sigma/dy$	
	skalare LQs	Vektor-LQs
s-Kanal	flach	$(1-y)^2$
u-Kanal	$(1-y)^2$	flach

Tabelle 1.2: *Proportionalitäten des y-Spektrums für verschiedene Leptoquarktypen (zum Vergleich: $(d\sigma/dy)_{DIS} \propto y^{-2}$)*

Neutrino und ein Quark. Die Besonderheit des BRW-Modells ist, dass das Verzweigungsverhältnis in Elektronen β_e für diese vier Leptoquarktypen auf 0.5 fixiert ist. Für die restlichen 10 Typen ist $\beta_e = 1$.

Auf diese Weise besitzen die Leptoquarks noch zwei freie Parameter: die Kopplungskonstante λ und die Leptoquark-Masse M_{LQ}.

1.3.2 Nachweis von Leptoquarks

Leptoquarks der ersten Generation zerfallen entweder in ein Quark und ein Elektron oder in ein Quark und ein Neutrino. Diese Endzustände sind im einzelnen ununterscheidbar von NC-, bzw. CC-Prozessen. Ein Nachweis von Leptoquarks kann deshalb nur statistisch erfolgen; also etwa indem mehr Ereignisse beobachtet werden, als nach dem Standardmodell zu erwarten wären. Insbesondere gibt es zwei sensitive Größen, die für Leptoquarks ein deutlich anderes Verhalten als bei DIS zeigen.

Die *Leptoquark-Masse*:

$$M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q^2}{y}} \tag{1.7}$$

$$M_{LQ} = \sqrt{s \cdot x} \quad \text{nur im } s\text{-Kanal} \tag{1.8}$$

Hier erwartet man eine Resonanz, falls Leptoquarks im Datensatz vorhanden sind.

Die zweite sensitive Größe ist das *y-Spektrum* $\frac{d\sigma}{dy}$. In DIS gilt

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{DIS} \propto \frac{1}{y^2}$$

Wird aber ein skalares Leptoquark im s-Kanal produziert, besitzt $d\sigma/dy$ eine flache Verteilung. Für ein Vektor-Leptoquark, das im s-Kanal erzeugt wurde, gilt $d\sigma/dy \propto (1-y)^2$. Diese Proportionalitäten sind in Tabelle 1.2 aufgelistet, ergänzt durch die entsprechenden Angaben zur u-Kanal-Produktion.

In der vorliegenden Arbeit wird in den Verteilungen von M_{LQ} und $\frac{d\sigma}{dy}$ nach Unterschieden zur Standardmodell-Voraussage gesucht.

Kapitel 2

HERA und der H1-Detektor

In diesem Abschnitt wird das Experiment vorgestellt. Nach einem kurzen Überblick über DESY und HERA wird der H1-Detektor erläutert. Die Ausführungen beschränken sich dabei auf die für die vorliegende Analyse relevanten Komponenten.

2.1 DESY und HERA

Das Forschungszentrum DESY[1] wurde 1959 in Hamburg gegründet und bestand damals aus einem einzigen Synchrotron. Im Laufe der Jahrzehnte wurde das DESY ständig erweitert und modernisiert. Heute gehören zu DESY unter anderem drei Ringbeschleuniger (DORIS, PETRA und HERA), ein Synchrotronstrahlungslabor (HASYLAB) und ein freier Elektronen-Laser (VUV-FEL). Über 1000 Wissenschaftler unterschiedlichster Fachrichtungen arbeiten an Experimenten bei DESY.

Der Elektron-Proton-Ringbeschleuniger HERA[2] wurde 1992 in Betrieb genommen. Mit einem Umfang von 6.3 km ist HERA der größte Beschleuniger bei DESY. Nach einer Betriebszeit von 8 Jahren wurde die Ringanlage erneuert, um höhere Luminositäten zu erreichen. Seitdem beschleunigt HERA-II Elektronen bis zu einer Energie von 27.6 GeV und Protonen bis zu einer Energie von 920 GeV. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320$ GeV. HERA kann statt mit Elektronen auch mit Positronen betrieben werden.

An zwei Punkten werden beide Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht. Dort befinden sich HERAs Großexperimente H1 und ZEUS. Es gibt noch ein kleineres Experiment, HERMES, das nur den Elektronenstrahl und ein stationäres Target benutzt. Mit HERA-B gab es noch ein zweites *fixed target experiment*. Es ist jedoch schon seit einiger Zeit eingestellt.

[1] **D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron
[2] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

Die Elektronen und Protonen, die in zwei getrennten Röhren den HERA-Speicherring gegensinnig umlaufen, bilden keinen homogenen Strahl. Sie sind vielmehr in Pakete (*bunches*) unterteilt. Jedes Paket enthält ungefähr 10^{11} Teilchen, deren longitudinale Dichte einer Gaussverteilung folgt mit $\sigma_z = 11\,\mathrm{cm}$. Die Strahlausdehnung in transversaler Richtung beträgt $\sigma_x \times \sigma_y = 90 \times 20\ \mu\mathrm{m}^2$. Alle 96 ns werden die Teilchenpakete zur Kollision gebracht. In diesem Zusammenhang werden zwei HERA-interne Zeiteinheiten definiert:

$$\begin{aligned} 1\,\mathrm{BC} &\ \hat{=}\ 96\,\mathrm{ns} \\ 500\,\mathrm{ticks} &\ \hat{=}\ 1\,\mathrm{BC} \end{aligned}$$

Hierbei steht BC für ***B**unch **C**rossing time.*

Bei HERA bezeichnet man die Zeitspanne zwischen zwei Füllungen des Ringes mit Elektronen und Protonen als *luminosity fill*. Diese sind wiederum unterteilt in *runs*.

2.2 H1-Detektor

Am nördlichen Kollisionspunkt von HERA befindet sich das H1-Experiment. Hier werden Elektron-Proton-Zusammenstöße bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320\,\mathrm{GeV}$ untersucht. Der H1-Detektor ist ein sogenannter 4π-Detektor, d.h. er deckt (annähernd) den kompletten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt ab. Abbildung 2.1 zeigt eine isometrische Ansicht.

Bei H1 bezeichnet man die Richtung, in die das Proton ohne Kollision fliegen würde, als Vorwärtsrichtung. Sie entspricht der positiven z-Achse des H1-Koordinatensystems. Der Nullpunkt liegt im Zentrum des Detektors. Die x-Achse weist zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings und die y-Achse somit senkrecht nach oben. Die Winkelkoordinaten eines Punktes im Detektor werden mit θ und ϕ bezeichnet. In Abbildung 2.1 ist zur Verdeutlichung dieser Variablen ein Koordinatenkreuz eingefügt worden.

Der Detektor besitzt einen asymmetrischen Aufbau. Im Laborsystem bewegt sich der gemeinsame Schwerpunkt von Elektron und Proton aufgrund des viel höheren Impulses des Protons in dessen Richtung. Deshalb ist der Detektor in Vorwärtsrichtung stärker instrumentiert. Die einzelnen Komponenten des H1-Detektors sind schalenförmig angeordnet. Ausgehend vom Zentrum, dem Wechselwirkungspunkt, schließen direkt an das Strahlrohr die Spurdetektoren an. Die nächste Schicht bildet das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Dieses besteht wiederum aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil. Das Kalorimeter wird von der supraleitenden Spule umschlossen. Den äußeren Abschluss bildet das Eisenjoch der Spule. Es ist instrumentiert und wird zum Myon-Nachweis genutzt.

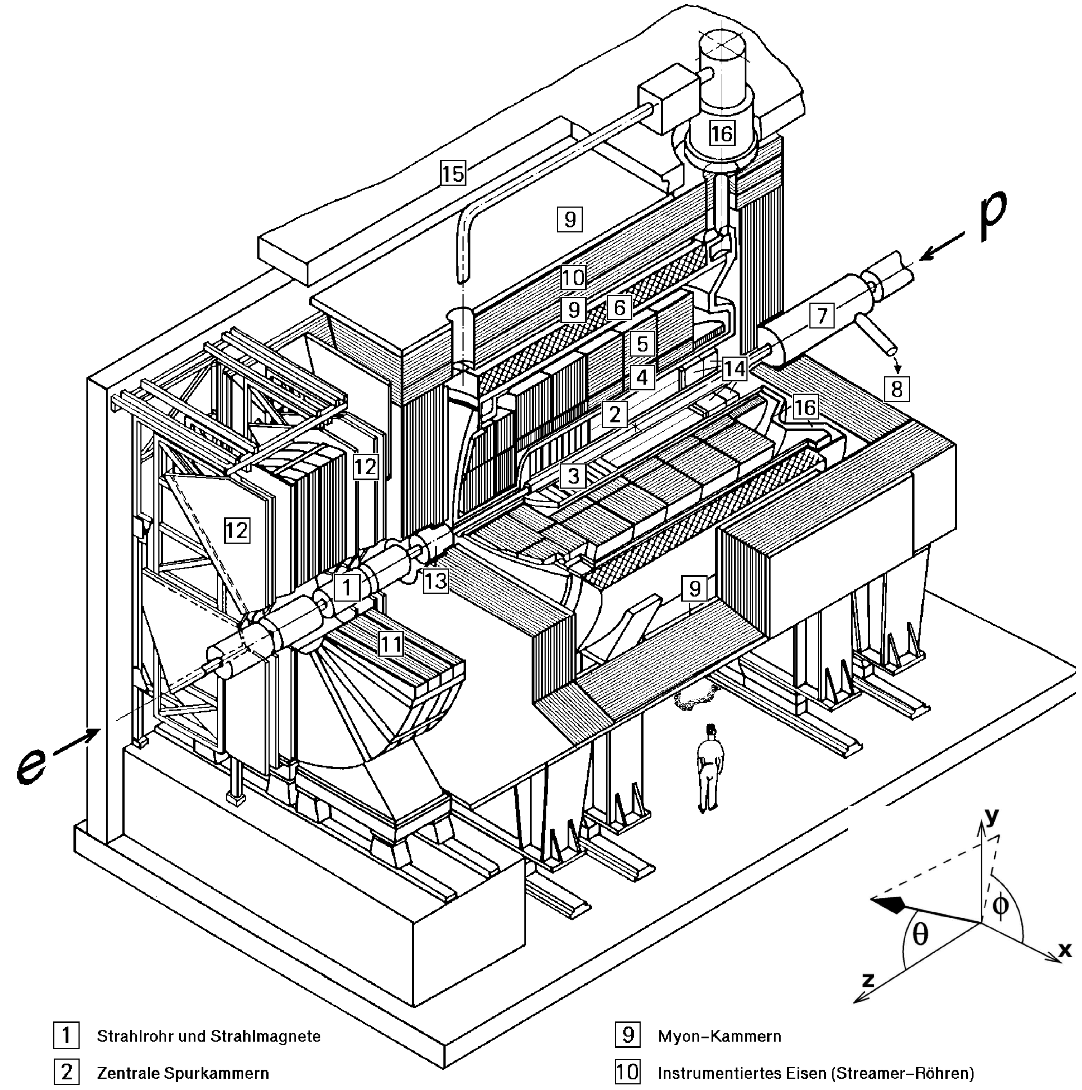

Abbildung 2.1: *Isometrische Ansicht des H1-Detektors*

Aus Abbildung 2.1 ist ersichtlich, dass es noch etliche weitere Detektorkomponenten gibt. Diese spielen jedoch keine Rolle in der vorliegenden Analyse. Im Folgenden wird eine kurze Übersicht der für diese Arbeit wichtigen Komponenten gegeben. Eine umfassende Beschreibung des H1-Detektors befindet sich in [H1 97a], [H1 97b], [H1 97d] und [H1 93].

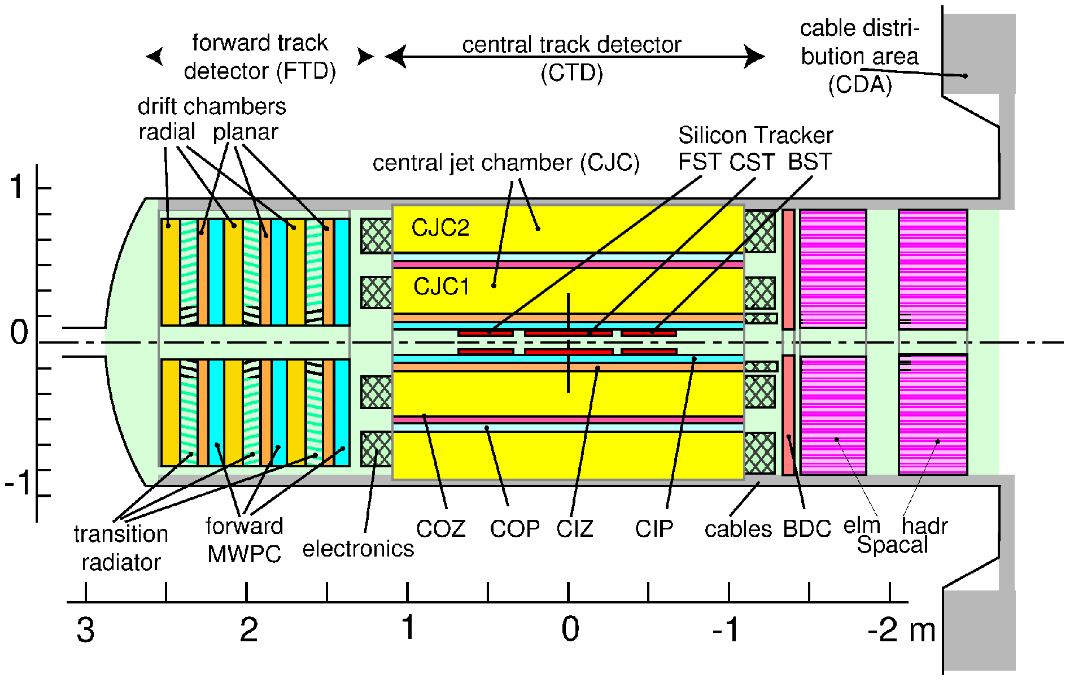

Abbildung 2.2: *Die Spurdetektoren*

2.2.1 Die Spurdetektoren

Die Spurdetektoren gliedern sich in einen vorderen, einen zentralen und einen rückwärtigen Teil. Eine schematische Übersicht befindet sich in Abbildung 2.2. Die zentralen Spurdetektoren bestehen aus zwei zentralen Jet-Kammern (**C**entral **J**et **C**hambers **CJC1** und **CJC2**), einer Z-Kammer (**C**entral **O**uter **Z**-Chamber **COZ**) sowie einer Proportionalkammer (**C**entral **I**nner **P**roportional Chamber **CIP**).

Die CIP ist eine Vieldraht-Proportionalkammer. Wegen ihrer Schnelligkeit werden solche Kammern zur Ereignisselektion während der Datennahme benutzt (Trigger). Die Zeitauflösung der CIP beträgt 21 ns.

Bei CJC1 und CJC2 handelt es sich um Driftkammern. Sie sind nicht so schnell wie Vieldraht-Proportionalkammern, besitzen aber eine höhere Auflösung und können deshalb zur späteren Rekonstruktion der Ereignisse eingesetzt werden. Die Drähte der CJCs sind parallel zur Strahlachse angeordnet. Dies resultiert in einer hohen radialen Auflösung $\sigma_{r\phi} = 0.17\,\mathrm{mm}$ und einer groben z-Auflösung $\sigma_z = 22\,\mathrm{mm}$. Die CJCs werden zur Spurrekonstruktion im zentralen Teil des Detektors benutzt. Der Transversalimpuls der Teilchen wird aus der Krümmung ihrer Spur bestimmt. Außerdem kann der Zeitpunkt der Strahlkreuzung t_0 mit einer Genauigkeit von 1 ns rekonstruiert werden.

Die grobe z-Auflösung der CJCs kompensiert die COZ. Es handelt sich ebenfalls um eine Driftkammer, jedoch sind ihre Drähte ringförmig um die Strahlachse angeordnet. Dies erlaubt eine präzise Messung der z-Position der Teilchen, die wiederum eine genaue Rekonstruktion des Polarwinkels ermöglicht. Die Auflösung beträgt $\sigma_z = 0.35\,\mathrm{mm}$.

Die zentralen Spurdetektoren decken einen Polarwinkelbereich von ungefähr $20° < \theta < 160°$ ab. Mit Hilfe der vorderen ($5° < \theta < 25°$) und der rückwärtigen Spurdetektoren ($153° < \theta < 176°$) kann fast der gesamte Winkelbereich erfasst werden. Wegen des Strahlrohres ist eine komplette Abdeckung aber unmöglich.

2.2.2 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter[3] spielt eine zentrale Rolle in dieser Analyse. Hier wird die Energie des hadronischen Endzustandes bestimmt. Der Winkelbereich $4° \leq \theta \leq 154°$ wird abgedeckt. Eine schematische Darstellung findet sich in Abbildung 2.3.

Das LAr-Kalorimeter ist ein Sandwichkalorimeter. Es ist unterteilt in 44000 Zellen, die jeweils aus Absorberschichten, flüssigem Argon als aktivem Material, der Auslese-Elektronik sowie der Stromversorgung bestehen.

Die Aufgabe des LAr-Kalorimeters ist die Identifikation von Elektronen und Photonen sowie die Messung hochenergetischer hadronischer Jets. Deshalb besteht das LAr-Kalorimeter aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil.

Im elektromagnetischen Teil wird als Absorbermaterial Blei verwendet. Die kurze Strahlungslänge von Blei bewirkt, dass elektromagnetische Schauer auf diesen Teil des Kalorimeters beschränkt bleiben. Die Energieauflösung wurde zu $\sigma_{em}/E = 0.11/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}$ bestimmt.

Das Absorbermaterial des hadronischen Teils besteht aus Edelstahl. Die Granularität ist gröber als im elektromagnetischen Teil, da hadronische Schauer weniger kompakt sind. Die Energieauflösung in diesem Teil des Kalorimeters beträgt $\sigma_{had}/E = 0.50/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]}$.

[3]abgekürzt mit LAr-Kalorimeter von ***L**iquid **Ar**gon*

(a)

(b)

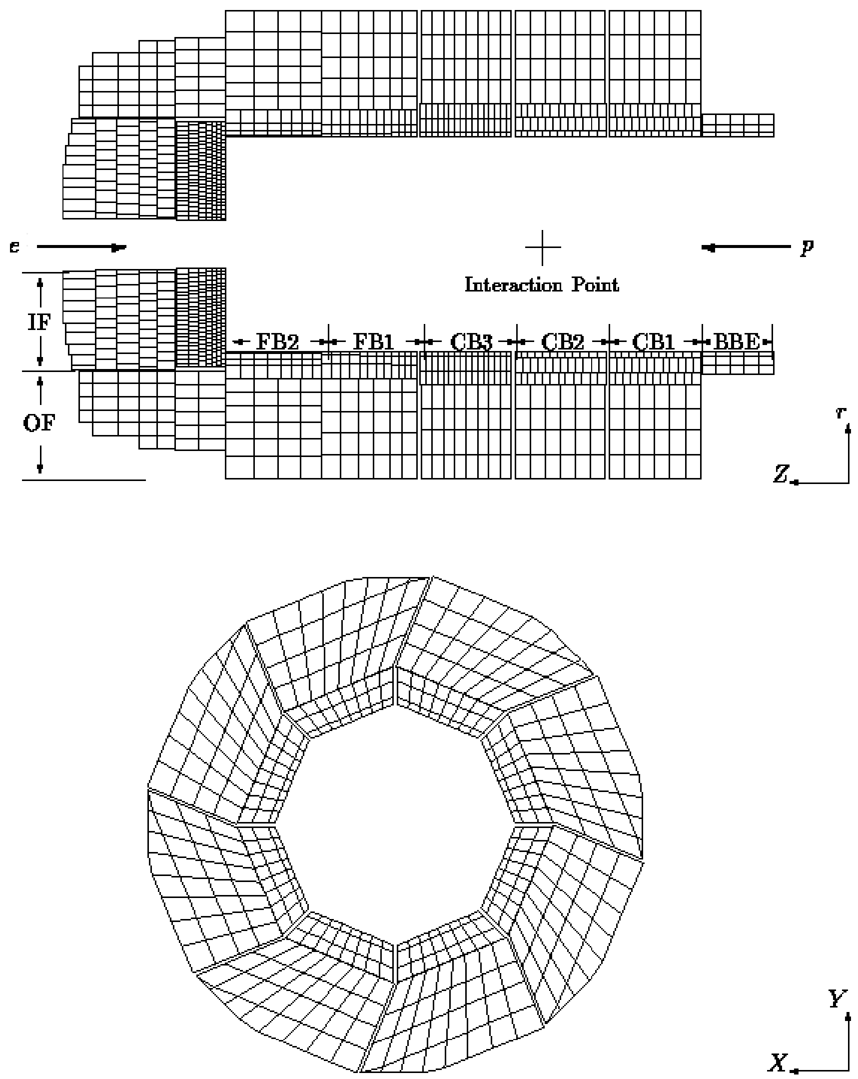

Abbildung 2.3: *Das Flüssig-Argon-Kalorimeter: a) Seitenansicht; b) Radiale Ansicht*

Im Gegensatz zu elektromagnetischen Schauern, die auf den elektromagnetischen Teil des Kalorimeters beschränkt sind, deponieren hadronische Schauer Energie in beiden Teilen des Kalorimeters. Bei CC-Ereignissen findet sich häufig nur $10 - 20\%$ der Schauerenergie in der hadronischen Sektion des LAr-Kalorimeters.

Das LAr-Kalorimeter besteht aus acht Modulen (*wheels*), zu erkennen in Abbildung 2.3a. Diese Module sind wiederum in Oktanten unterteilt (s. Abb. 2.3b). Dazwischen verlaufen die Kabel der Stromversorgung und Ausleseelektronik. Die insensitiven Lücken zwischen den Modulen werden als *z-cracks*, die zwischen den Oktanten als *ϕ-cracks* bezeichnet. Hier kann es zu Energieverlusten kommen. Dies wird in der vorliegenden Analyse berücksichtigt (siehe Kapitel 5.5 auf Seite 45).

2.2.3 Das Flugzeitsystem

Das Flugzeitsystem ToF (**T**ime **o**f **F**light System) besteht aus mehreren Szintillatoren, die eine exzellente Zeitauflösung von ca. 1 ns besitzen. Das ToF wird benutzt um Untergrundereignisse zu identifizieren, die nicht aus Elektron-Proton-Kollisionen stammen und zwischen zwei Strahlkreuzungen den Detektor passieren. Eine detailliertere Besprechung dieses *nicht-e-p-induzierten* Untergrundes folgt in Kapitel 5.3 auf Seite 36.

2.2.4 Luminositätsmessung

Die Luminosität wird bei H1 mit Hilfe zweier Kalorimeter gemessen. Sowohl der Elektronen-Tagger (ET) als auch der Photon-Detektor (PD) befinden sich im HERA-Tunnel bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ (ET) und $z = -102.9\,\mathrm{m}$ (PD). Sie messen die Energien von Elektronen und Photonen aus Bethe-Heitler–Prozessen ($ep \to ep\gamma$). Für diesen Ereignistyp ist der Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt. Außerdem ist er groß genug, so dass der statistische Fehler der Messung vernachlässigbar ist. Aus der gemessenen Ereignisrate kann dann die Luminosität mit einer Genauigkeit von $\approx 2\%$ bestimmt werden.

2.2.5 Die Polarimeter

Durch homogene Magnetfelder senkrecht zur Flugbahn der Teilchen werden die Leptonen bei HERA auf einer Kreisbahn gehalten. Die Synchrotronabstrahlung beschleunigter Elektronen bewirkt, dass sich ihr Spin an diesem Magnetfeld ausrichtet [ST64]. Dieses Phänomen wird Sokolov-Ternov-Effekt genannt. Er ist zwar klein, dennoch baut sich nach etlichen Umläufen eine nennenswerte transversale Polarisation auf. Da *longitudinal* polarisierte Leptonen von besonderem physikalischen Interesse sind (s. Kap. 1.1.3 auf Seite 3), entschloss man sich im Rahmen des Umbaus zu HERA-II, Spin-Rotatoren einzubauen, um die Polarisationsebene der Leptonen zu drehen.

Die Polarisation wird durch zwei Polarimeter bestimmt: das transversale Polarimeter TPOL [Bar93] und das longitudinale Polarimeter LPOL [Bec02]. Die Messung basiert in beiden Fällen auf der Compton-Streuung von polarisierten Photonen an den polarisierten Leptonen. Es werden aber unterschiedliche Messmethoden verwendet. Dadurch ist eine unabhängige Kontrolle des Messwertes gewährleistet. Die Anordnung der Polarimeter und Spin-Rotatoren bei HERA zeigt Abbildung 2.4. Außerdem ist die Polarisationsart der Elektronen entlang des Beschleunigerringes angegeben.

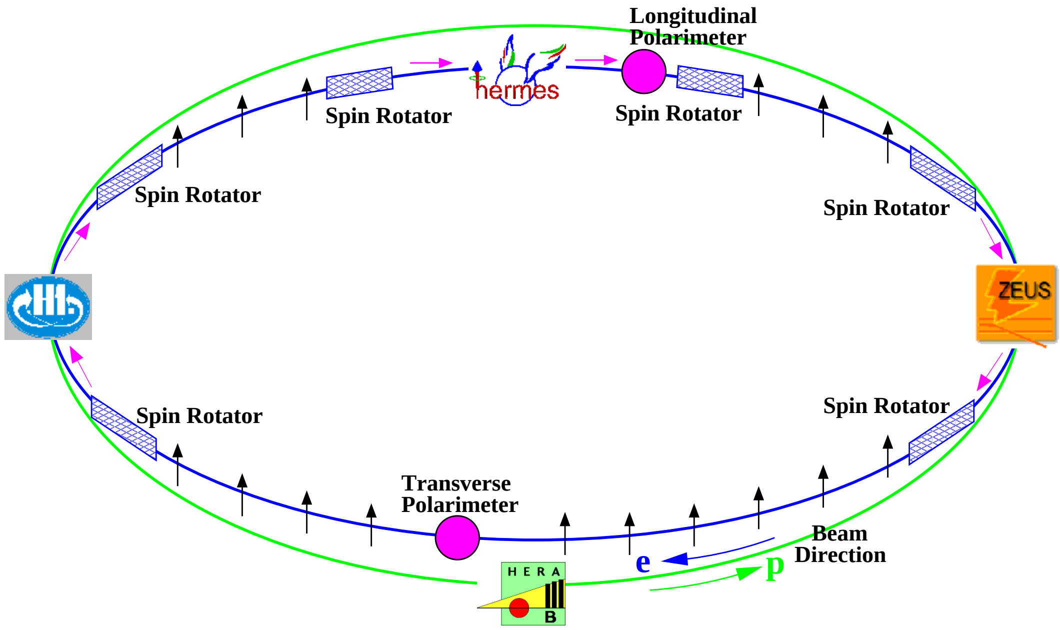

Abbildung 2.4: *Anordnung der Polarimeter und Spin-Rotatoren bei HERA sowie Polarisationsart der Elektronen entlang des Beschleunigerringes*

2.2.6 Das Triggersystem

Bei H1 erfogt eine Strahlkreuzung alle 96 ns. Das entspricht einer Rate von ungefähr 10 MHz. Eine Elektron-Proton-Kollision erfolgt dabei jedoch nur selten. Zusammenstöße der Protonen mit Gaspartikeln im Strahlrohr tragen beispielsweise zu einem nicht-ep-induzierten Untergrund bei, dessen Rate etwa 10^4-mal höher ist als die der e-p-Reaktionen. Eine genauere Beschreibung dieser Prozesse folgt in Kapitel 5.3 auf Seite 36.

Das Triggersystem ermöglicht eine Separation der physikalisch interessanten Ereignisse vom Untergrund. Um einen Kompromiss zwischen Schnelligkeit und Genauigkeit zu erzielen, wird das Triggersystem in fünf Stufen unterteilt. Dabei wird zunächst eine grobe aber schnelle Entscheidung getroffen, um die Datenmenge zu reduzieren. Mit jeder weiteren Triggerstufe wird die Separation exakter. Dafür wird aber auch mehr Zeit benötigt.

Erste Triggerstufe

Auf der ersten Triggerstufe (L1) wird innerhalb von 2 μs eine Entscheidung getroffen, ob das Ereignis verworfen oder behalten wird. Zu diesem Zweck existiert ein System von 196 Bedingungen. Jedes dieser *Triggerelemente* überprüft einen Teilaspekt des Ereignisses. In dieser Analyse wird beispielsweise das Triggerelement `LAr-Etmiss` benutzt, das fehlende transversale Energie im LAr-Kalorimeter misst. Das Ergebnis wird mit Schwellenwerten verglichen.

Aus verschiedenen Triggerelementen werden dann 128 weitere Bedingungen konstruiert. Diese *Subtrigger* repräsentieren verschiedene Ereignistypen. Ist eine der Subtrigger-Bedingungen erfüllt, wird das Ereignis an die nächste Stufe weitergereicht.

Zweite Triggerstufe

Die zweite Triggerstufe (L2) basiert auf neuronalen Netzen und topologischen Bedingungen. 20 μs stehen für eine Entscheidung zur Verfügung. Die in dieser Analyse verwendeten Subtrigger besitzen jedoch keine L2-Bedingungen.

Dritte Triggerstufe

Auf der dritten Triggerstufe stehen für eine Entscheidung 2 ms zur Verfügung. Sie wird zur Zeit jedoch nicht verwendet.

Vierte Triggerstufe

Auf der vierten Triggerstufe (L4) kann die gesamte Information über das Ereignis verwendet werden. Auf einer Rechner-Farm wird bereits eine teilweise Rekonstruktion des Ereignisses vorgenommen. L1-Subtrigger-Bedingungen werden mit höherer Präzission verifiziert.

Ereignisse, die L4 passieren, werden auf Band gespeichert. Die Rate beträgt jetzt nur noch ungefähr 10 Hz.

Fünfte Triggerstufe

Auf der fünften Triggerstufe (L5) werden die Ereignisse vollständig rekonstruiert und verschiedenen Ereignisklassen zugeordnet. Ist dies nicht möglich, wird das Ereignis unterdrückt.

Kapitel 3

Rekonstruktion der kinematischen Variablen

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus den gemessenen Energien und Impulsen die kinematischen Variablen der tief-unelastischen Streuung berechnet werden. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Hadron-Methode.

Zur Beschreibung der tief-unelastischen Streuung (DIS) existieren drei Variable: Q^2, x und y. Durch zwei davon ist ein DIS-Prozess bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ vollständig beschrieben (s. Kap. 1.1.2). Der Detektor misst aber lediglich Energien und Impulse von Teilchen des gestreuten Endzustandes. Aus diesen müssen dann die kinematischen Größen berechnet werden. Es existieren dazu mehrere Methoden. Oft muss abgewogen werden, welche für den jeweiligen Prozess in der betrachteten kinematischen Region am geeignetsten ist. Fast alle dieser Methoden benutzen aber Energie oder Impuls des gestreuten Elektrons. Bei der Analyse von Reaktionen des geladenen schwachen Stromes (CC-Prozessen) - mit einem Neutrino im Endzustand - können sie deshalb nicht angewendet werden. Diese Analyse verwendet daher die *Hadron-Methode*.

Die Hadron-Methode benutzt lediglich die Energien E_i und Impulse $\vec{p_i}$ der Teilchen i des hadronischen Endzustandes (HFS). Aus diesen Größen werden einige Hilfsvariablen berechnet. Die Summation erstreckt sich hierbei über alle Teilchen des HFS.

$$\Sigma = \sum_i (E_i - p_{z,i}) \tag{3.1}$$

$$P_{T,HFS} = \sqrt{(\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2} \tag{3.2}$$

$$\tan\frac{\gamma_h}{2} = \frac{\Sigma}{P_{T,h}} \tag{3.3}$$

Die kinematischen Variablen berechnen sich dann aus:

$$y_h = \frac{\Sigma}{2E_e} \tag{3.4}$$

$$Q_h^2 = \frac{P_{T,HFS}^2}{1-y_h} \tag{3.5}$$

$$x_h = \frac{Q_h^2}{s \cdot y_h} \tag{3.6}$$

Dabei ist $E_e = 27.6$ GeV die Energie des einlaufenden Elektrons.

Wegen

$$\left.\frac{\delta Q_h^2}{Q_h^2}\right|_{\Sigma} \propto \frac{\delta\Sigma}{1-y_h}$$

besitzt die Hadron-Methode eine schlechte Q_h^2-Auflösung bei hohen Werten von y_h. Aufgrund von Gl. 3.6 gilt dasselbe für die Auflösung in x_h. Dies ist in den Abbildungen 3.1 und 3.2 zu sehen. Man behilft sich mit einem Schnitt auf sehr große y_h-Werte: $y_h < 0.85$ (s. Kap. 5.5 auf Seite 45).

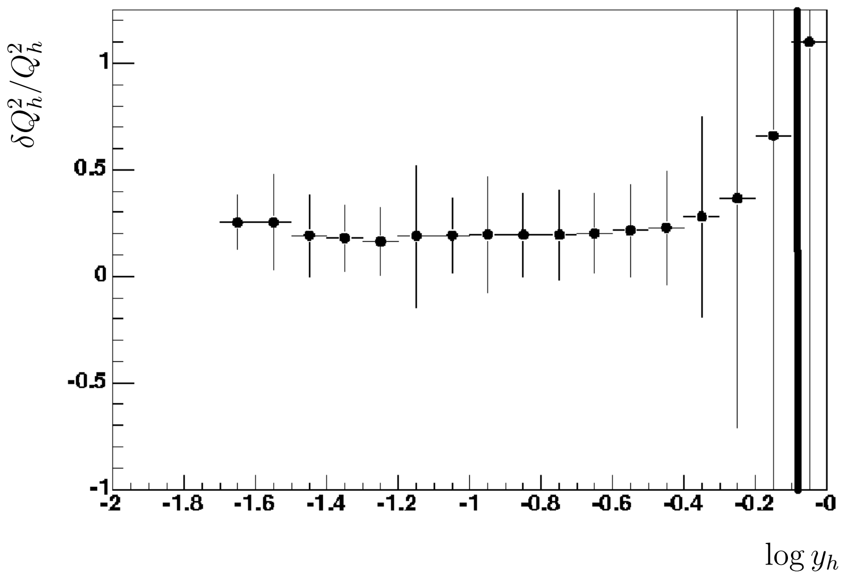

Abbildung 3.1: *Q^2-Auflösung der Hadron-Methode in Abhängigkeit von $\log y_h$. Die vertikale Linie kennzeichnet den Schnitt $y_h < 0.85$.*

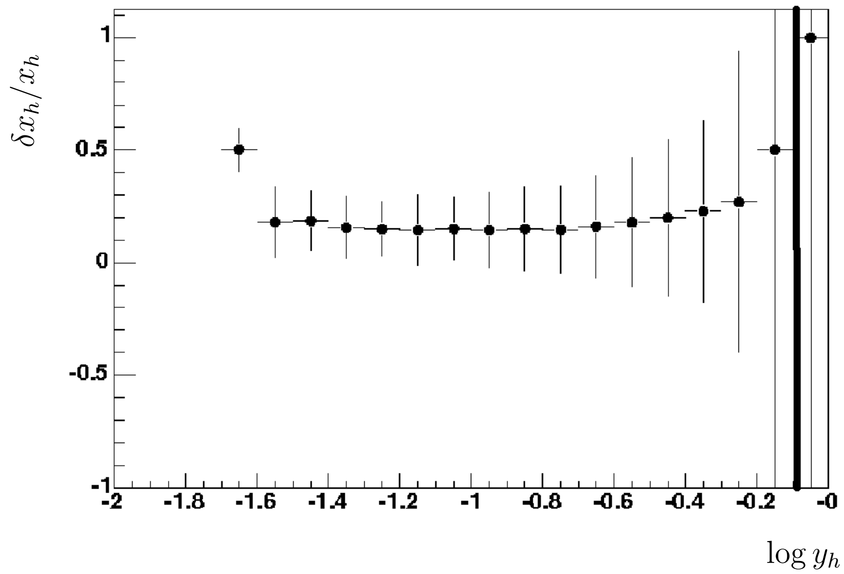

Abbildung 3.2: *x-Auflösung der Hadron-Methode in Abhängigkeit von $\log y_h$. Die vertikale Linie kennzeichnet den Schnitt $y_h < 0.85$.*

Kapitel 4

Monte Carlo-Simulationen

Dieses Kapitel beschreibt den Ablauf einer Monte Carlo-Simulation im Rahmen des H1-Experiments. Außerdem werden die in dieser Analyse verwendeten Monte Carlo-Generatoren vorgestellt.

Um die theoretischen Voraussagen mit den gemessenen Daten zu vergleichen, hat sich die Methode der Monte Carlo-Simulation etabliert. Bei der Berechnung von Wechselwirkungsquerschnitten werden sie benutzt, um Detektorakzeptanzen zu bestimmen. In der vorliegenden Analyse werden Monte Carlo-Simulationen eingesetzt, um die gemessenen Daten mit der Vorhersage des Standardmodells zu vergleichen. Außerdem wird mit Hilfe der Simulationen die Zahl der Untergrundereignisse in den Daten abzuschätzen.

4.1 Ablauf einer Monte Carlo-Simulation

Eine komplette Monte Carlo-Simulation durchläuft mehrere Phasen. Zunächst werden alle Teilchen im Detektor erzeugt. Dazu wird erst der eigentliche Streuprozess simuliert, basierend auf Partondichteverteilungen und theoretisch vorhergesagten Wirkungsquerschnitten. Im nächsten Schritt werden QED- und QCD-Strahlungseffekte berücksichtigt. Zuletzt wird der komplexe Prozess der Hadronisation durch einen phänomenologischen Ansatz berechnet.

Im Anschluss an den Generationsprozess wird die Reaktion des Detektors auf die generierten Teilchen berechnet. Das Programm H1SIM simuliert sowohl die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial als auch das Antwortverhalten der Subtrigger-Elektronik.

Zuletzt werden aus den von H1SIM berechneten Signalen die Energien und Impulse der Teilchen rekonstruiert. Dabei werden genau dieselben Algorithmen (H1REC) angewandt wie bei gemessenen Daten.

4.2 Verwendete Monte Carlo-Generatoren

In der vorliegenden Analyse werden zur Simulation der tief-unelastischen Streuung (DIS) und der Untergrundprozesse (s. Kap. 1.1 und 1.2) folgende Monte Carlo-Generatoren verwendet.

DJANGOH12 simuliert die eigentlichen DIS-Prozesse. Es existieren getrennte Versionen von DJANGOH12 für NC- und CC-Reaktionen [CSS94], [SS91].

PYTHIA ist ein Photoproduktions-Simulator für leichte und schwere Quarks [Sjo01].

GRAPE simuliert die Lepton-Paarproduktion [Abe01].

EPVEC berechnet die Produktion von reellen W-Bosonen [BVZ92].

WABGEN simuliert elastische und inelastische Weitwinkel-Bremsstrahlungsprozesse [BK98].

Zur Simulation eines Leptoquark-Signals im zweiten Teil dieser Analyse wird kein eigener Generator verwendet. Vielmehr werden die Ergebnisse der oben genannten Monte Carlo-Generatoren auf ein Leptoquark-Signal umgewichtet. Es wird darauf näher im Rahmen der Auswertung eingegangen (Kap. 6 auf Seite 65).

Die Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 zeigen die Verteilung des fehlenden Transversalimpulses P_T^{miss} für die drei wichtigsten Prozesse dieser Analyse: CC, NC und Photoproduktion (PP). Eine stark unausgeglichene Transversalimpulsbilanz ist das experimentelle Charakteristikum, das CC-Prozesse (s. Kap. 1.1.1) von NC- und PP-Ereignissen unterscheidet. Dies spiegelt sich in den simulierten Verteilungen sehr gut wieder. NC- und PP-Ereignisse nehmen nur niedrige Werte von $P_T^{miss} \lessapprox 25$ GeV an. Im Gegensatz dazu besitzen nur wenige CC-Ereignisse $P_T^{miss} < 20$ GeV. Man erkennt auch, dass die PP-Ereignisse höhere Werte von P_T^{miss} annehmen als die NC-Prozesse. Darauf werden wir im Rahmen der CC-Selektion in Kapitel 5.7.1 auf Seite 54 zurückkommen.

Bezeichnungsweise

In dieser Arbeit werden die Monte Carlo-Simulationen in zwei Gruppen zusammengefasst. Zum einen ist das die Simulation der CC-Ereignisse durch CC_DJANGOH. Die übrigen Simulationen beschreiben die Untergrund-Prozesse zu den CC-Ereignissen und werden fortan stets als *Untergrund-Simulation* bezeichnet. Dem Begriff *Untergrund-Simulation* kommt einzig innerhalb des Kapitels über die Leptoquark-Suche (Kap. 6) eine andere Bedeutung zu. Darauf wird an den entsprechenden Stellen aber noch einmal hingewiesen.

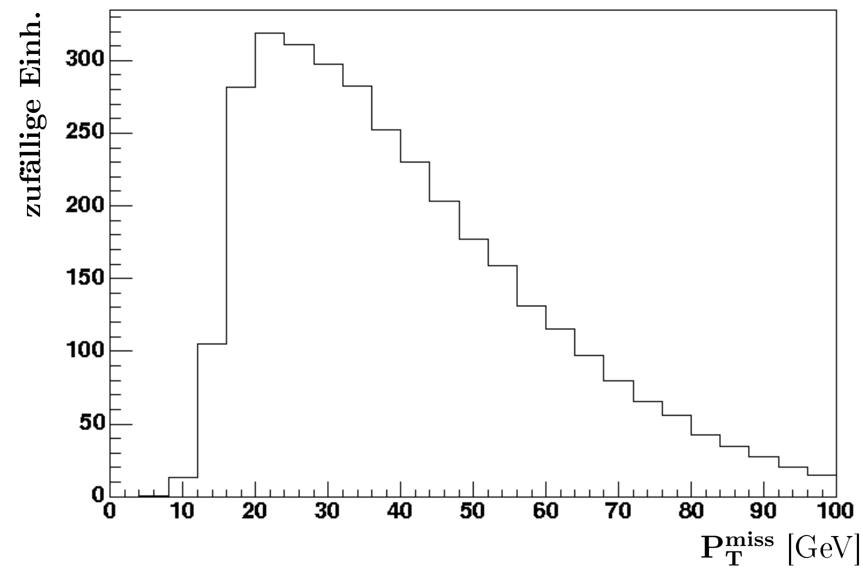

Abbildung 4.1: *Fehlender Transversalimpuls P_T^{miss} in der CC-Simulation*

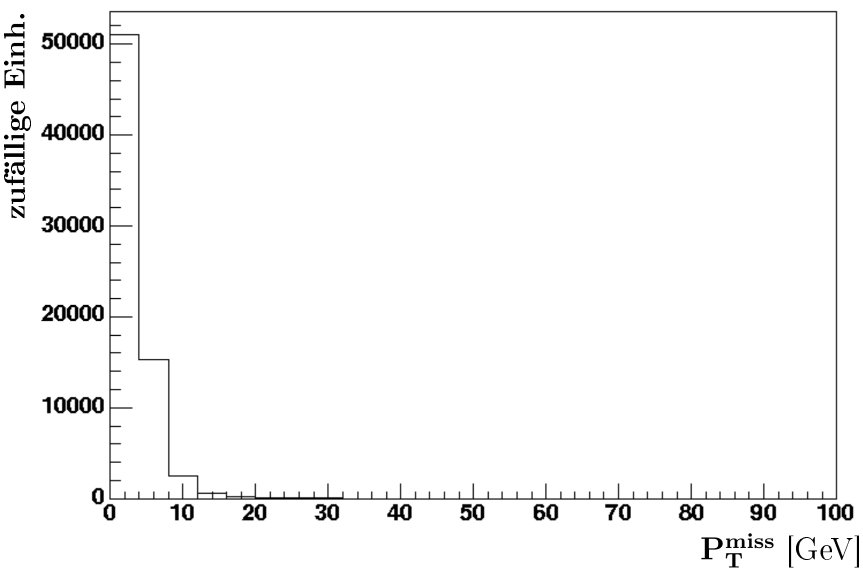

Abbildung 4.2: *Fehlender Transversalimpuls P_T^{miss} in der NC-Simulation*

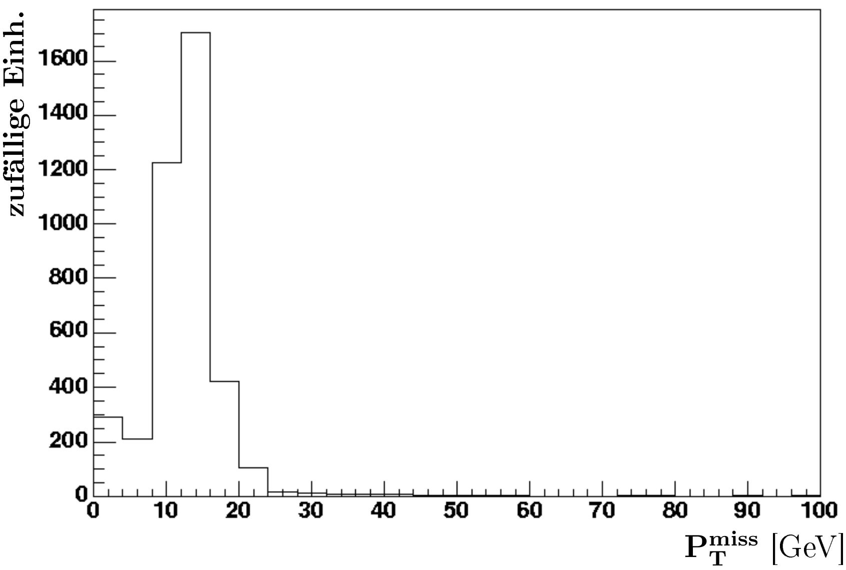

Abbildung 4.3: *Fehlender Transversalimpuls P_T^{miss} in der Photoproduktions-Simulation*

Kapitel 5

Selektion von Ereignissen des geladenen schwachen Stroms

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie aus den aufgezeichneten Ereignissen diejenigen, die höchstwahrscheinlich aus Reaktionen des geladenen Stromes stammen (CC-Ereignisse), selektiert werden. Zunächst wird der Basisdatensatz ausgewählt. Der nicht-ep-induzierte Untergrund wird entfernt. Nach weiteren vorbereitenden Maßnahmen werden die CC-Selektionsschnitte angewendet. Der endgültige Datensatz wird anhand von Ereignisraten und Kontrollverteilungen vorgestellt und mit Monte Carlo-Simulationen des Standardmodells verglichen.

5.1 Auswahl der Basisdatensätze

Diese Analyse benutzt Daten von e-p-Kollisionen, die im Jahr 2005 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. In diesem Jahr wurde HERA mit polarisierten Elektronen betrieben. Die Helizität der Elektronen wurde zweimal geändert.

Da die Polarisation bei dieser Analyse von besonderer Bedeutung ist, werden die Daten in zwei Gruppen unterteilt. Eine Gruppe umfasst die Daten von Januar bis Mai und von September bis zum Ende der Datennahme im November mit linkshändigen Elektronen. Die andere Gruppe enthält die Daten von Mai bis September mit rechtshändigen Elektronen. Sie werden im Folgenden als *links-* bzw. *rechtshändiger Datensatz* bezeichnet.

Um eine korrekte Rekonstruktion der Ereignisse zu gewährleisten, dürfen jedoch nur solche Daten berücksichtigt werden, bei denen Strahl- und Detektorstatus Mindestbedingungen erfüllen. Die Betriebsdauer zwischen zwei Füllungen des HERA-Beschleunigers mit Elektronen und Protonen ist in Abschnitte unterteilt, sogenannte *Runs*. Während jedes Runs wird die Luminosität und die Polarisation der Elektronen gemessen. Außerdem wird die Qualität der Elektron- und Protonstrahlen aufgezeichnet.

	$\mathcal{L}_{int}$	P_e
linkshändig	$62.04\,\mathrm{pb}^{-1}$	-26.86 %
rechtshändig	$31.95\,\mathrm{pb}^{-1}$	34.54 %

Tabelle 5.1: *Integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{int}$ und mittlere Polarisation P_e des links- und rechtshändigen Datensatzes*

Für die Analyse werden nur solche Runs ausgewählt, die eine Mindestluminosität von 0.1 nb^{-1} und gute Strahlbedingungen aufweisen. Zusätzlich muss die Messung der Elektron-Polarisation erfolgreich gewesen sein. Für jedes Ereignis wird der Detektorstatus aufgezeichnet. Dadurch können bei der Datenselektion Ereignisse verworfen werden, bei denen nicht alle Hauptdetektorkomponenten funktionsfähig waren. Der Status folgender Detektorkomponenten wird überprüft:

- die zentralen Jetkammern CJC1 und CJC2
- die Proportionalkammer CIP
- das Luminositätssystem LUMI
- das System der Polarimeter POLA
- das Flugzeitsystem ToF

Daraus ergeben sich die zwei Basisdatensätze dieser Analyse. In Tabelle 5.1 sind die gemessenen Werte für die integrierte Luminosität $\mathcal{L}_{int}$ und mittlere Polarisation P_e aufgeführt. Abbildung 5.1 zeigt das Polarisationsprofil beider Datensätze. Die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Selektionsmaßnahmen werden soweit nicht anders vermerkt gleichermaßen auf beide Datensätze angewandt.

5.2 Effizienz-Berechnung mit Hilfe der PSCC-Methode

Es ist wichtig, dass alle Selektionseffizienzen der Daten korrekt durch die Monte Carlo-Simulationen beschrieben werden. Auf Grund der geringen Statistik von CC-Ereignissen ist mit ihnen eine genaue Bestimmung nicht möglich. Deswegen wurde die *Pseudo Charged Current*-Methode (PSCC-Methode) entwickelt [Sch93]. Sie nutzt die hohe Statistik und Reinheit von NC-Ereignissen und deren Ähnlichkeit zu CC-Prozessen aus. Abbildung 5.2 auf Seite 36 zeigt typische NC- und CC-Ereignisse. Zumindest optisch unterscheiden sich beide Typen nur durch das gestreute Elektron, das in Abbildung 5.2b in der oberen Detektorhälfte zu erkennen ist.

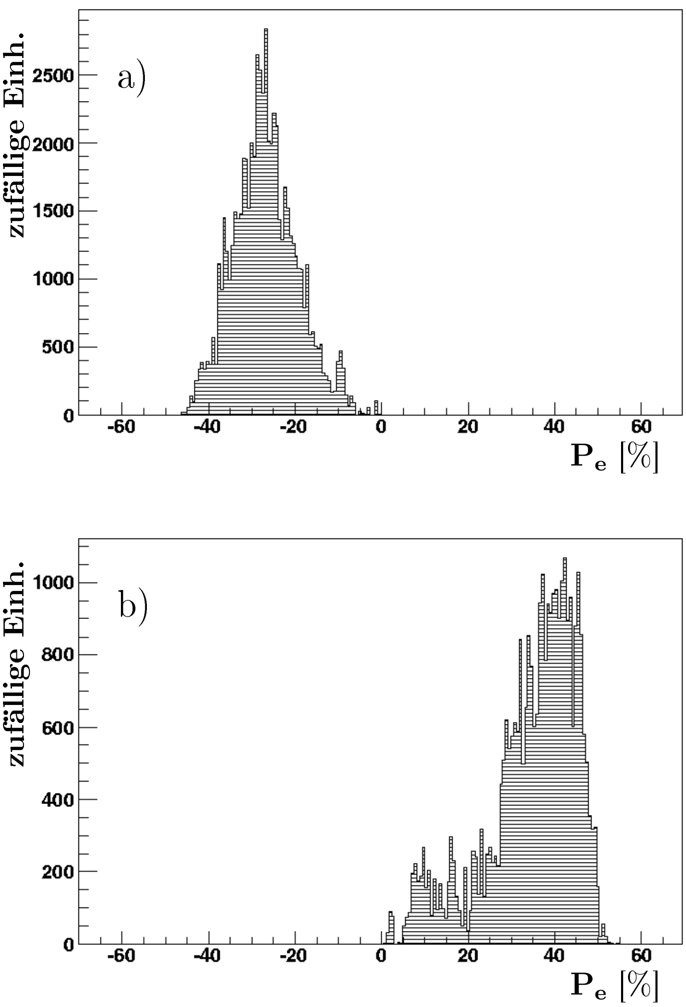

Abbildung 5.1: *Polarisationsprofil des a) linkshändigen und b) rechtshändigen Datensatzes*

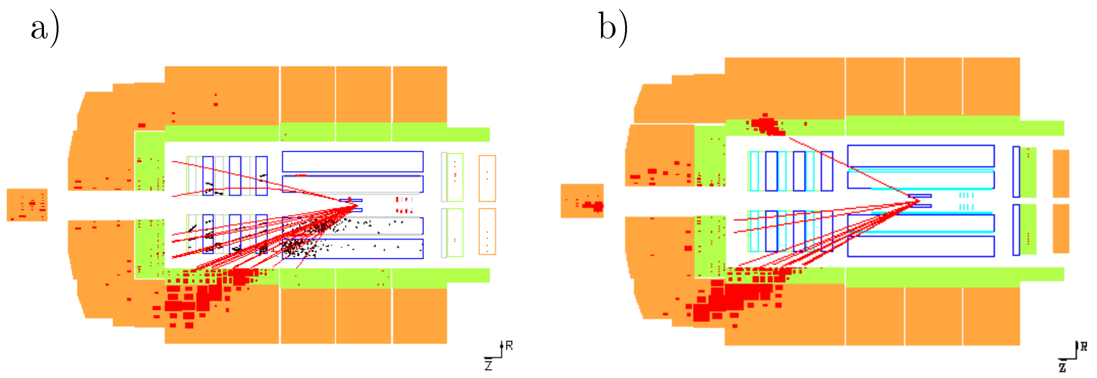

Abbildung 5.2: *Typische a) CC- und b) NC-Ereignisse in Seitenansicht*

Durch Entfernen der Information über das gestreute Elektron aus allen Detektorkomponenten werden aus NC-Ereignissen PSCC-Ereignisse konstruiert. Diese Ereignisse sind von "echten" CC-Ereignissen nicht zu unterscheiden, solange sich der hadronische Endzustand (HFS) für CC- und NC-Ereignisse nicht unterscheidet. Dies ist durch Studien verifiziert worden [Kei01]. Da NC-Ereignisse einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt als CC-Prozesse besitzen und sich außerdem sehr rein selektieren lassen, bieten PSCC-Ereignisse eine ausgezeichnete Möglichkeit, um Effizienzen zu studieren.

Die PSCC-Ereignisse müssen allerdings noch bezüglich ihres differentiellen Wirkungsquerschnitts umgewichtet werden. Das Gewicht ist abhängig von der BJORKEN-Variablen x und dem Impulsübertrag Q^2:

$$w(x,Q^2) = \frac{d^2\sigma_{CC}/dxdQ^2}{d^2\sigma_{NC}/dxdQ^2}$$

Die Effizienz einer Selektionsbedingung ist dann:

$$\epsilon = \frac{\text{Summe der Gewichte, die die Bedingung erfüllen}}{\text{Summe aller Gewichte}}$$

Sie kann mit der aus den Monte Carlo-Simulationen ermittelten Effizienz verglichen werden. Gegebenenfalls muss eine Umgewichtung der Simulation vorgenommen werden (s. Kap. 5.6 auf Seite 48).

5.3 Nicht-ep induzierter Untergrund

Viele der aufgezeichneten Ereignisse stammen nicht aus e-p-Kollisionen, sondern entstehen durch folgende Prozesse:

- Myonen aus kosmischer Strahlung (*kosmische Myonen*)
- Strahl-Protonen, die mit dem Strahlrohr oder mit Gaspartikeln im Strahlrohr kollidieren (*beam-wall-* bzw. *beam-gas*-Ereignisse)
- Myonen, die bei solchen Kollisionen entstehen - meist weit außerhalb der Wechselwirkungszone - und parallel zum Strahlrohr weiterfliegen (*Halo-Myonen*)

Diese Art von Untergrund wird durch zwei Maßnahmen entfernt.

5.3.1 Ereigniszeitpunkt

Zu Elektron-Proton-Kollisionen kann es nur bei Strahlkreuzungen kommen, also alle 96 ns. Der sogenannte *nominale Ereigniszeitpunkt* wird mit $t_{0,nom}$ bezeichnet. Im Gegensatz dazu treten kosmische Myonen zeitlich homogen verteilt auf. Der übrige nicht-e-p-induzierte Untergrund tritt zwar korreliert mit $t_{0,nom}$ auf. Allerdings fallen solche Ereignisse nicht genau mit $t_{0,nom}$ zusammen, sondern treten zeitlich verschmiert auf.

Der Zeitpunkt der e-p-Kollision $t_{0,nom}$ kann mit Hilfe von Driftzeit-Messungen in den zentralen Spurkammern rekonstruiert werden. Die Zeitauflösung der zentralen Jet-Kammern (CJCs) beträgt 2 ns bzw. 10.4 ticks, was deutlich geringer als der Mindestabstand zwischen zwei e-p-Kollisionen von 96 ns ist[1]. Deshalb ist es möglich, durch einen Schnitt auf den Ereigniszeitpunkt einen Teil des nicht-ep induzierten Untergrundes zu entfernen.

Für den aus der CJC-Information rekonstruierten Ereigniszeitpunkt $t_{0,CJC}$ wird in dieser Analyse ein Zeitfenster von

$$\Delta t_{0,CJC} = 50 \text{ ticks} = 0.1 \text{ BC} = 9.6 \text{ ns}$$

um den nominalen Ereigniszeitpunkt $t_{0,nom}$ benutzt. Auch aus den Informationen des Flüssig-Argon-Kalorimeters kann ein Ereigniszeitpunkt $t_{0,LAr}$ rekonstuiert werden. Da Kalorimeter prinzipiell langsam arbeitende Detektoren sind, liegt die Zeitauflösung nur bei ca. 0.1 BC bzw. 9.6 ns. Der Schnitt fällt dementsprechend gröber aus:

$$\Delta t_{0,LAr} = 350 \text{ ticks} = 0.7 \text{ BC} = 67.2 \text{ ns}$$

Sowohl $t_{0,CJC}$ als auch $t_{0,LAr}$ sind gegenüber $t_{0,nom}$ verschoben:

$$\delta t_{0,CJC} = 458 \text{ ticks} \qquad \delta t_{0,LAr} = -0.0097 \text{ BC}$$

Dies ist in den folgenden Formeln bereits berücksichtigt.

[1] zur Erinnerung: 500 ticks = 1 **B**unch **C**rossing = 96 ns

In dieser Analyse werden nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen für die von den CJCs und dem LAr-Kalorimeter rekonstruierten Ereigniszeitpunkte gilt:

$$|t_{0,CJC} - t_{0,nom}| < \Delta t_{0,CJC} + n \cdot 1 \text{ BC} \tag{5.1}$$

$$\text{und} \quad |t_{0,LAr} - t_{0,nom}| < \Delta t_{0,LAr} + n \cdot 1 \text{ BC} \tag{5.2}$$

mit $n \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$.

$t_{0,CJC}$ und $t_{0,LAr}$ können also auch um ein oder zwei BC gegen $t_{0,nom}$ verschoben sein, solange dies für *beide* Werte gleichermaßen gilt. Kann keine Spur in den zentralen Spurdetektoren rekonstruiert werden, nimmt $t_{0,CJC}$ sinnlose Werte an. In diesem Fall wird gefordert, dass

$$|t_{0,LAr} - t_{0,nom}| < \Delta t_{0,LAr}$$

Abbildung 5.3 zeigt das Zeitprofil der Daten nach Anwendung dieser Schnitte. Die Ballung von Einträgen bei $t_{0,CJC} \approx 500$ ticks entspricht dem nominalen Ereigniszeitpunkt. Dies spiegelt die starke Verschiebung der von den CJCs ermittelten Zeitangaben gegenüber $t_{0,nom}$ wieder. Gut zu erkennen sind auch die Ereignisse, die nicht im Zeitfenster um $t_{0,nom}$ liegen, sondern um ein oder zwei BC verschoben sind. Offensichtlich gibt es keine Ereignisse, die um -2 BC verschoben sind. An den Breiten der einzelnen Gruppen von Einträgen spiegeln sich die unterschiedlichen Breiten der Zeitfenster $\Delta t_{0,CJC}$ und $\Delta t_{0,LAr}$ wieder. Auch der Fall dass keine Spur in den CJCs rekonstruiert werden konnte und lediglich ein Schnitt auf $t_{0,LAr}$ angewendet wird, lässt sich in der Abbildung erkennen. Solchen Ereignissen entsprechen die Einträge entlang $t_{0,LAr} \approx 0$ zwischen $t_{0,CJC} \approx 0$ und $t_{0,CJC} \approx 1500$ ticks. Von den CJCs wird offensichtlich keine brauchbare Zeit-Information geliefert.

5.3.2 Topologische Signatur

Einige Untergrundereignisse können durch die Schnitte auf die Ereigniszeit nicht ausgeschlossen werden, da für sie die rekonstruierte Ereigniszeit nahe bei $t_{0,nom}$ liegt. Diese Ereignisse lassen sich jedoch durch die topologische Signatur von e-p-Kollisionen unterscheiden. Ein Paket von Algorithmen namens QBGFMAR wurde speziell für diese Aufgabe entwickelt. Es wird hier nur eine kurze Beschreibung gegeben. Detaillierte Informationen entnehme man [CDK98] und [Vee02]. Die Ergebnisse der Algorithmen werden in zwei Bitarrays gespeichert: `Ibg` und `Ibgfm`.

`Ibg` enthält das Resultat von zehn unabhängigen Suchalgorithmen. Es wird nach zehn typischen topologischen Mustern gesucht. Wird eins davon gefunden, wird das entsprechende Bit auf 1 gesetzt.

Halo-Myonen lassen sich durch Energiedepositionen parallel zur Strahlachse identifizieren. Hierbei werden verschiedene Muster überprüft: Einerseits kann eine solche Spur

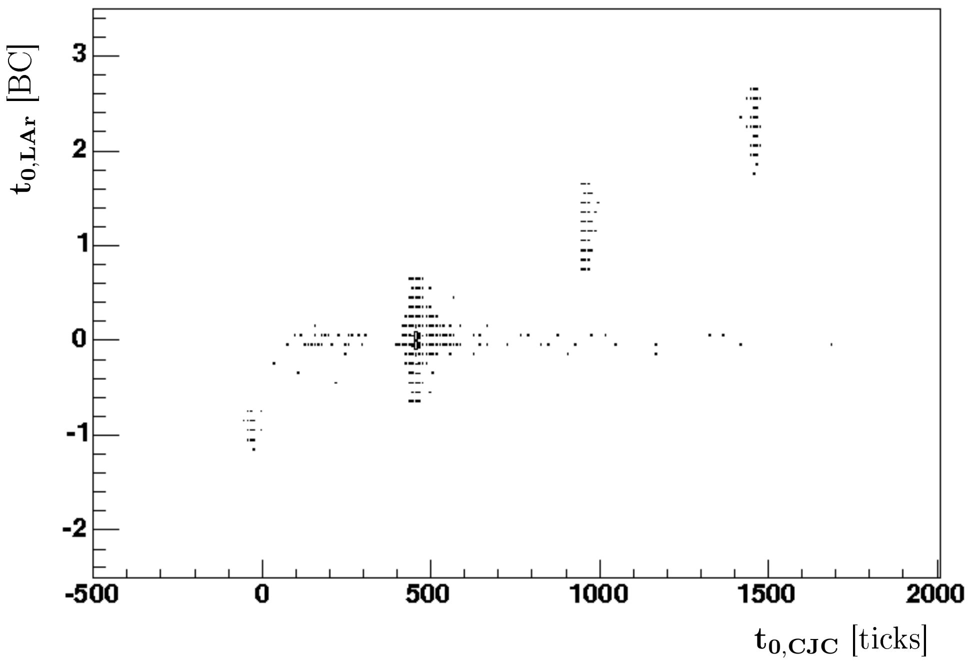

Abbildung 5.3: *Zeitprofil der Daten*

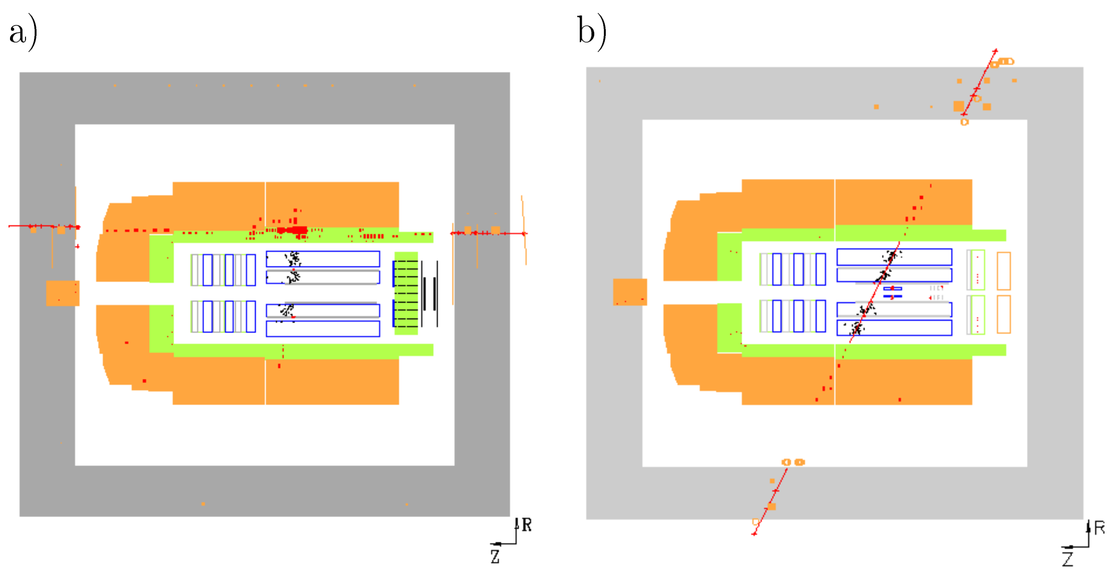

Abbildung 5.4: *Typische nicht e-p-induzierte Untergrundereignisse:*
a) Halo-Myon; b) kosmisches Myon

ausschließlich im LAr-Kalorimeter zu finden sein. Andererseits wird kontrolliert, ob sich Energiedepositionen in verschiedenen Detektorkomponenten (Myon-Endkappen, Spaghetti-Kalorimeter) mit solchen im LAr-Kalorimeter verbinden lassen. Abbildung 5.4a zeigt ein typisches Halo-Myonen-Ereignis, das von den topologischen Algorithmen erkannt wird.

Das Grundprinzip zur Identifizierung von kosmischen Myonen sieht folgendermaßen aus: Zunächst wird in verschiedenen Detektorkomponenten nach zwei Myonen-Spuren gesucht, die einen Winkel von ungefähr 180° einschließen. Dann müssen noch verschiedene Bedingungen bezüglich der Energiedeposition erfüllt werden. Ein Ereignis mit kosmischen Myonen, das von `Ibg` entfernt wird, ist in Abbildung 5.4b dargestellt.

Um striktere Auswahlkriterien zu ermöglichen, wurden 26 Größen definiert, die die topologischen Muster von `Ibg` quantifizieren. Aus diesen Diskriminatoren werden 16 verschiedene ein- und zweidimensionale Bedingungen konstruiert. Erfüllt das Ereignis eine Bedingung, wird das entsprechende Bit von `Ibgfm` auf 1 gesetzt.

Neben den Algorithmen des QBGFMAR-Pakets werden fünf zusätzliche Suchalgorithmen benutzt, die im Bitarray `Ibgam` zusammengefasst sind. Sie bestehen wie die `Ibgfm`-Algorithmen aus verschiedenen Bedingungen an die Diskriminatoren. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Vee02].

Nun muss sichergestellt werden, dass die Suchalgorithmen nicht zu viele CC-Ereignisse fälschlicherweise als Untergrund identifizieren. Die zu überprüfende Größe wird häufig *Effizienz* genannt. Da diese Bezeichnung aber leicht irreführend sein kann[2], wird hier der Name *Qualität* gewählt.

$$\text{Qualität} = \frac{\text{Summe der CC-Ereignisse, die nicht als Untergrund identifiziert wurden}}{\text{Summe aller CC-Ereignisse}}$$

Für jedes Bit von `Ibg`, `Ibgfm` und `Ibgam` wurde die Qualität getrennt bestimmt - zum einen für die CC-Simulation und zum anderen für die Daten mit Hilfe der PSCC-Methode. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 5.5, 5.6 und 5.7 dargestellt.

Man sieht, dass fast alle `Ibg`-Algorithmen Qualitäten von 99% und mehr aufweisen. Lediglich Algorithmus 7 hat in den Daten nur eine Qualität von 98%. Dieser Wert kann aber noch toleriert werden, und so werden alle zehn Algorithmen in der Analyse verwendet. Die Algorithmen 7 und 9 werden im Gegensatz zu den übrigen Algorithmen in der Monte Carlo-Simulation nicht exakt reproduziert. Die Simulation wird entsprechend korrigiert (s. Kap. 5.6).

[2]Die Effizienz ist der Bruchteil einer Gesamtheit von Ereignissen, der ein bestimmtes Kriterium erfüllt. Hier soll aber der Anteil beziffert werden, der die Bedingungen der Suchalgorithmen gerade *nicht* erfüllt.

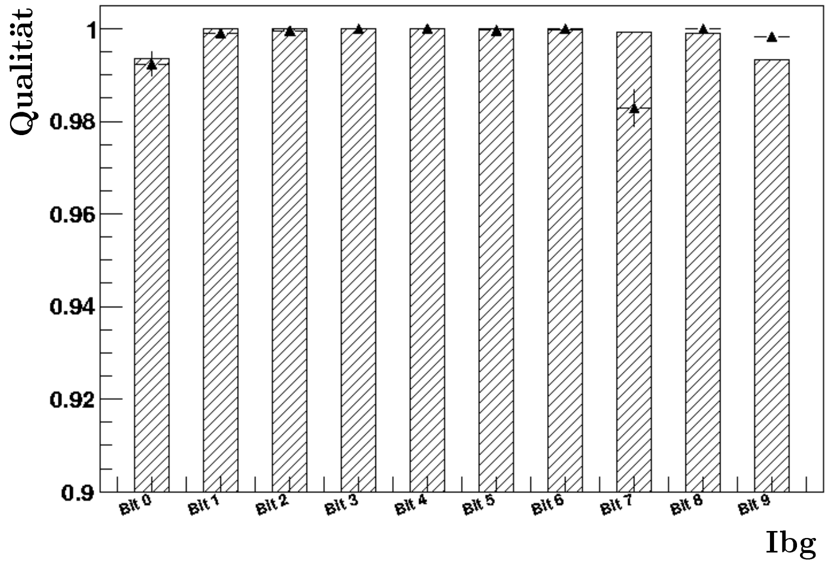

Abbildung 5.5: *Qualitäten der einzelnen Ibg-Suchalgorithmen für CC-Simulation (Histogramme) und PSCC-Daten (Dreiecke)*

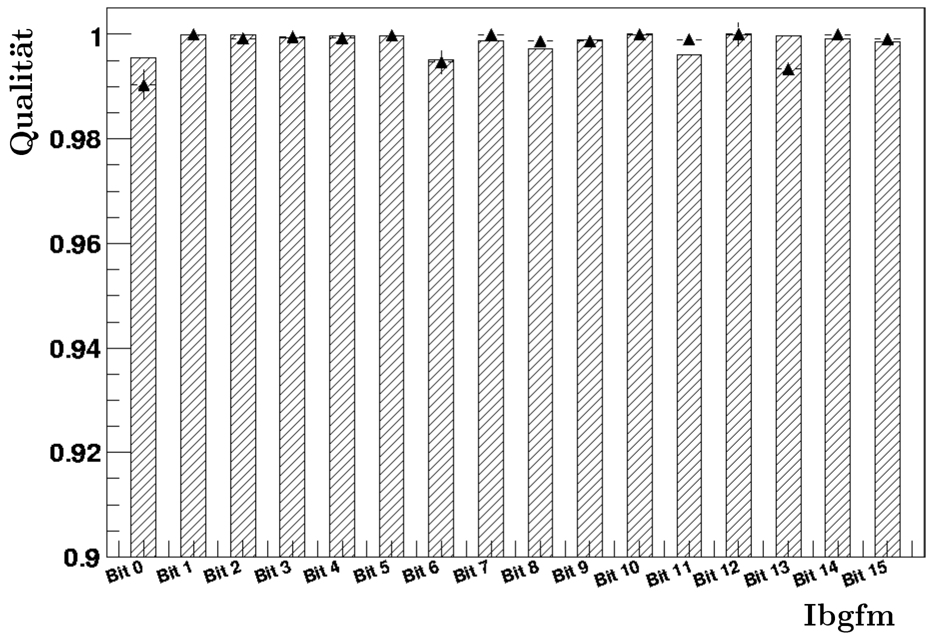

Abbildung 5.6: *Qualitäten der einzelnen Ibgfm-Suchalgorithmen für CC-Simulation (Histogramme) und PSCC-Daten (Dreiecke)*

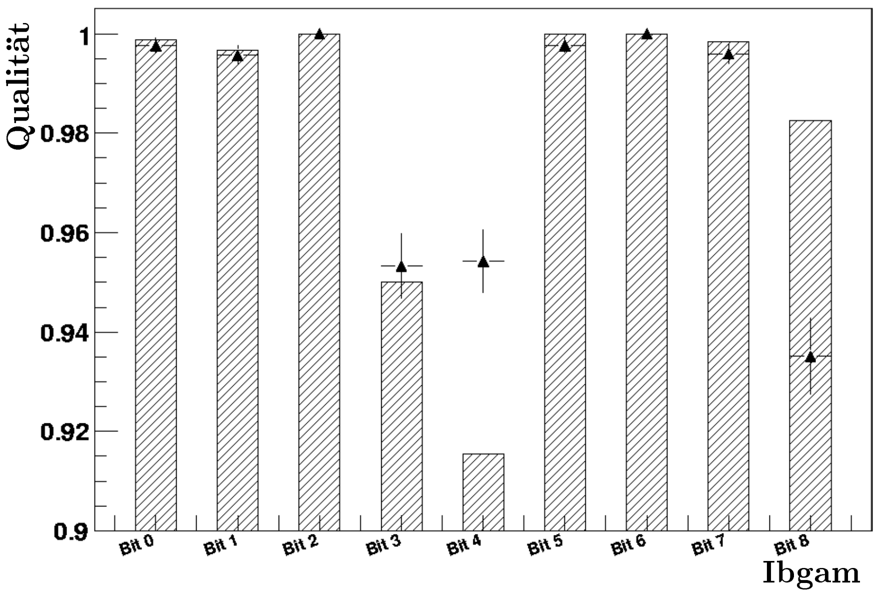

Abbildung 5.7: *Qualitäten der einzelnen Ibgam-Suchalgorithmen für CC-Simulation (Histogramme) und PSCC-Daten (Dreiecke)*

Abbildung 5.6 zeigt die Qualitäten der 16 `Ibgfm`-Algorithmen. Alle weisen eine hohe Qualität ($\geqslant$ 99 %) auf. Die Qualitäten werden von der Simulation auch gut reproduziert. Lediglich drei Bits weisen kleinere Abweichungen auf. Alle `Ibgfm`-Suchalgorithmen werden in der Analyse verwendet.

Ein anderes Bild zeigt sich bei den `Ibgam`-Algorithmen. Die Algorithmen 3, 4 und 8 zeigen in den Daten nur eine Qualität von 94-95%. In der Monte Carlo-Simulation beträgt die Qualität des Algorithmus 4 sogar nur knapp 92%, die von Algorithmus 8 liegt dafür bei über 98%. Für diese drei Suchalgorithmen sind die Qualitäten zu schlecht, beziehungsweise der Unterschied zwischen Daten und Simulation zu groß. Sie werden in dieser Analyse nicht verwendet.

Die Gesamtqualität der verwendeten Suchalgorithmen beträgt 93.95% für die Daten und 96.12% für die CC-Simulation. Die Simulation wird deshalb um den entsprechenden Faktor korrigiert. Die Qualitäten der einzelnen Gruppen von Suchalgorithmen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

	PSCC	CC-MC
Ibg	97.19%	98.45%
Ibgfm	97.31%	98.00%
Ibgam	98.70%	99.37%
gesamt	93.95%	96.12%

Tabelle 5.2: *Qualitäten der verwendeten Gruppen von Suchalgorithmen für nicht-e-p induzierten Untergrund an PSCC-Daten und CC-Simulation*

5.4 Trigger

In dieser Analyse werden drei Subtrigger benutzt: S66, S67 und S77. Nur solche Ereignisse werden berücksichtigt, bei denen mindestens eine der drei Subtriggerbedingungen erfüllt ist. Wie in Kapitel 2.2.6 erläutert, ist ein Subtrigger eine logische Verknüpfung von Bedingungen an verschiedene Triggerelemente. Der Aufbau der drei verwendeten Subtrigger ist in Tabelle 5.3 zu finden. Die Bedeutung der einzelnen Triggerelemente kann Tabelle 5.4 entnommen werden.

Subtrigger S66 ist ein typischer CC-Trigger. Das Neutrino im Endzustand kann nicht direkt nachgewiesen werden, macht sich aber durch fehlende transversale Energie bemerkbar. Das Triggerelement `LAr_Etmiss` vergleicht die im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessene fehlende transversale Energie mit einem Schwellenwert. `LAr_IF` misst zusätzlich Energiedepositionen im vorderen inneren Teil des LAr-Kalorimeters.

Subtrigger	Definition
S66	`LAr_Etmiss>1 && LAr_IF>1`
S67	`LAr_electron_1`
S77	`LAr_Etmiss>2 && CIP_sig>0`

Tabelle 5.3: *Aufbau der Subtrigger*

Triggerelement	relevante Größe
`LAr_Etmiss`	fehlende transversale Energie im LAr-Kalorimeter
`LAr_IF`	Energiedeposition im vorderen inneren Teil des LAr-Kalorimeters
`LAr_electron_1`	Elektronkandidat im LAr-Kalorimeter
`CIP_sig`	Spuren in der CIP

Tabelle 5.4: *Bedeutung der Triggerelemente*

Subtrigger S67 ist eigentlich zum Auffinden von Elektronen im LAr-Kalorimeter ausgelegt. Hier wird es aber zur Identifikation von Jets benutzt. Das Triggerelement `LAr_electron_1` fordert einerseits eine hohe Energiedeposition im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters, andererseits darf die Energiedeposition im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters einen Schwellenwert nicht übersteigen. Der Schwellenwert ist aber so hoch angesetzt, dass praktisch ausschließlich auf die Energie im elektromagnetischen Teil getriggert wird. Jet-Schauer deponieren einen großen Teil ihrer Energie dort und können daher `LAr_electron_1` auslösen.

Subtrigger S77 ist wiederum ein klassischer CC-Trigger. Es wird wieder fehlende transversale Energie im LAr-Kalorimeter gefordert. Zusätzlich wird durch `CIP_sig` eine Mindestanzahl von Spuren in der Spurkammer CIP verlangt, die gut rekonstruiert werden können. Es gibt allerdings einen Fehler in den verwendeten Monte Carlo-Simulationen, so dass `CIP_sig` nicht korrekt rekonstruiert wird. Deshalb wird es in dieser Analyse für die Simulation ignoriert.

Es muss nun untersucht werden, welcher Unterschied zwischen Daten und Simulation in der Selektionseffizienz der Triggerbedingung sich daraus ergibt. Die Selektionseffizienz ist dabei der Anteil der Ereignisse des selektierten Datensatzes, der die Triggerbedingung erfüllt. Die Selektionseffizienz wird für die CC-Simulation und mit Hilfe von PSCC-Ereignissen für die Daten bestimmt. Sie wird in denselben Bins der M_{LQ}-y_h-Ebene betrachtet, die auch bei der Suche nach Leptoquarks im zweiten Teil dieser Analyse verwendet werden (s. Kap. 6 auf Seite 65). Die Resultate sind in Abbildung 5.8 dargestellt.

Man sieht, dass die Selektionseffizienzen im Rahmen der statistischen Fehler in Daten und Simulation gut übereinstimmen. Eine Ausnahme bildet die Region bei hohem $y_h >$

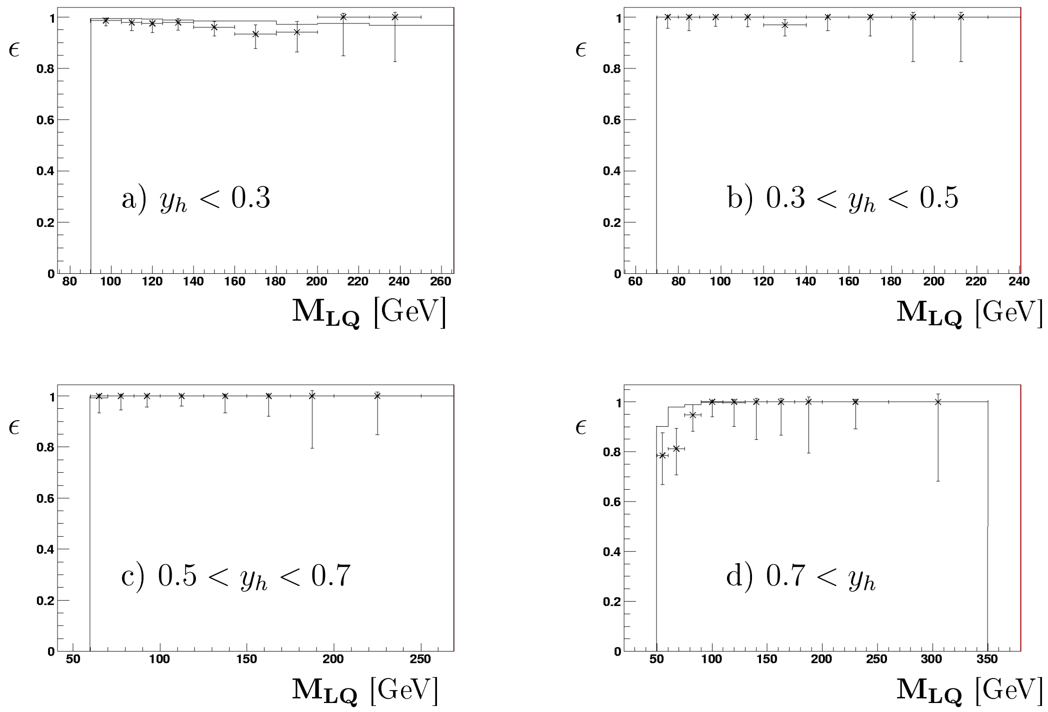

Abbildung 5.8: *Selektionseffizienzen ϵ der Triggerbedingung in verschiedenen y_h-Bins aufgetragen gegen die Leptoquark-Masse M_{LQ}. Sterne: PSCC-Daten; Histogramme: CC-Simulation*

0.7 und niedrigen M_{LQ}, bzw. niedrigem Q_h^2 (wegen $M_{LQ} = \sqrt{Q^2/y}$). Die Effizienz in den Daten ist hier deutlich niedriger als in der CC-Simulation. Eine entsprechende Umwichtung der Simulation wird vorgenommen (s. Kap. 5.6).

5.5 Vorselektion

Vor den eigentlichen CC-Selektionsschnitten werden einige allgemeine Schnitte angewandt, um die Datenqualität zu verbessern.

Ereignisvertex

Die longitudinale Position des Kollisionspunktes von Elektron und Proton, die z-Position des sogenannten *Ereignisvertex* z_{vtx}, sollte möglichst im Mittelpunkt des Detektors liegen, um den alle Komponenten zentriert sind. Nur so ist eine bestmögliche Ereignisrekonstruktion gewährleistet. Auf Grund der endlichen Ausdehnung der Teilchenpakete kann der Ereignisvertex nur bis auf einige Zentimeter genau eingestellt werden. Die z_{vtx}-Verteilung folgt annähernd einer Gaußfunktion um einen Mittelwert $\bar{z}$.

Ereignisse mit stark von $\bar{z}$ abweichendem Vertex sind wenig wünschenswert. Zum einen sind sie nur ungenau zu rekonstruieren. Zum anderen besitzen sie einen großen Anteil von Untergrund-Ereignissen.

Deswegen wird ein Schnitt auf den Ereignisvertex angewandt:

$$|z_{vtx}| \leq 35 \text{ cm} \tag{5.3}$$

Detektor-Lücken

Wie in Abschnitt 2.2.2 auf Seite 19 erläutert, besteht das LAr-Kalorimeter aus einzelnen Modulen (*wheels*) und Oktanten. Dazwischen verlaufen die Kabel der Stromversorgung und Auslese-Elektronik. Bei Ereignissen, bei denen der hadronische Endzustand (HFS) in der Nähe solcher Lücken das LAr-Kalorimeter passiert, kann es daher zu Energieverlusten kommen. Deswegen werden Ereignisse, bei denen der HFS in Richtung einer Lücke nachgewiesen wird, aus dem Datensatz entfernt.

Dazu wird die z-Position des Eintrittspunktes des HFS in das LAr-Kalorimeter z_{calo} sowie der Winkel ϕ_{HFS} berechnet. Die Lücken zwischen den Modulen befinden sich bei

$$z = (-211.14,\ -151.43,\ -64.63,\ 23.17,\ 110.12) \text{ cm}$$

Die Lücken zwischen den Oktanten liegen bei

$$\phi = (0,\ 45,\ 90,\ 135,\ 180,\ 225,\ 270,\ 315)^\circ$$

Der innere vordere Teil des LAr-Kalorimeters (**I**nner **F**orward) besteht nicht aus Oktanten, sondern aus zwei C-förmigen Hälften. Die Lücken liegen bei

$$\phi_{IF} = (0,\ 180)^\circ$$

Liegt der Eintrittspunkt des HFS in das LAr-Kalorimeter weniger als 2 cm in z oder weniger als 2° in ϕ von einer Lücke entfernt, wird das Ereignis verworfen.

Abbildung 5.9 zeigt die Verteilung des Winkels ϕ_{HFS} des hadronischen Endzustandes. Die angewandten Schnitte sind gut zu erkennen. Die Verteilung fällt nur bei $\phi_{HFS} = 0^\circ$ und $\phi_{HFS} = 180^\circ$ auf Null. Nur bei diesen Winkeln befinden sich sowohl im zentralen als auch im inneren vorderen Teil des LAr-Kalorimeters Lücken.

Phasenraumschnitte

Zur Selektion von CC-Ereignissen wird ein Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls $P_T^{miss} > 12$ GeV angewendet (s. Kap. 5.7.1). Bei CC-Prozessen bestehen die Reakti-

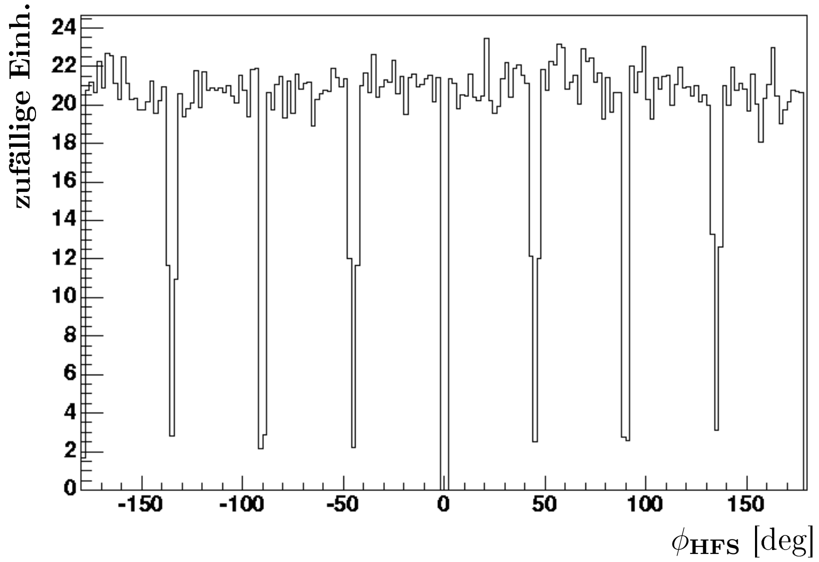

Abbildung 5.9: *Die Verteilung des Polarwinkels ϕ_{HFS} des hadronischen Endzustandes*

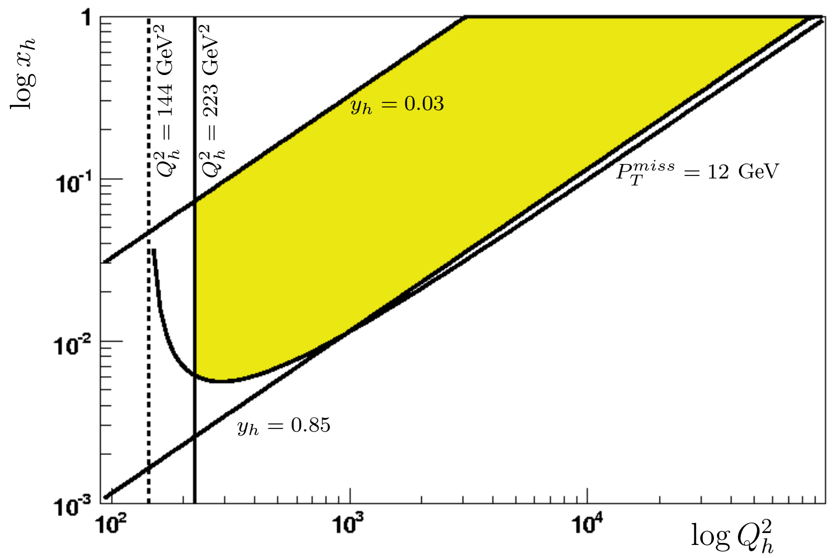

Abbildung 5.10: *Die kinematische Ebene der CC-Selektion*

onsprodukte nur aus dem hadronischem Endzustand (HFS) und einem Neutrino. Deswegen gilt für den Transversalimpuls des HFS $P_T^{HFS} = P_T^{miss}$. Aufgrund von Gleichung 3.2 bedingt der Schnitt auf P_T^{miss} eine Untergrenze für den Impulsübertrag Q_h^2 von 144 GeV^2. In Übereinstimmung mit älteren CC-Analysen wird jedoch ein minimaler Viererimpulsübertrag von

$$Q_h^2 > 223 \text{ GeV}^2 \tag{5.4}$$

verlangt.

Bei kleinen Werten der Inelastizität y wird der hadronische Endzustand in den Vorwärtsbereich des Detektors gestreut. Dort sind die Effizienzen der Vertex-Rekonstruktion gering. Sehr große Werte von y führen hingegen zu einer schlechten Q^2-Auflösung der Hadron-Methode (s. Kap. 3 auf Seite 25). Deswegen wird ein doppelter Schnitt auf y_h angewandt:

$$0.03 < y_h < 0.85 \tag{5.5}$$

In Abbildung 5.10 ist die dieser Analyse zugängliche kinematische Ebene dargestellt.

Hadronische Energiekalibration

Die komplette Information über CC-Ereignisse muss aus dem hadronischen Endzustand (HFS) gewonnen werden. Ein großer Teil dieser Information besteht aus Energiemessungen im LAr-Kalorimeter. Eine präzise Kalibration des LAr-Kalorimeters ist deshalb wichtig. In dieser Analyse wird dazu der HADROOII-Algorithmus verwendet. Er wird detailiert in [PPS05] beschrieben. Abbildung 5.11 auf der nächsten Seite zeigt die Verteilung des Transversalimpulses des hadronischen Endzustandes P_T^{HFS} vor und nach der Kalibration für die CC-Simulation. Man kann deutlich erkennen, wie sich die Verteilung nach der Kalibration zu höheren Werten hin verschiebt.

5.6 Umwichtung der Simulation

Um die Daten mit den Monte Carlo-Simulationen vergleichen zu können, müssen letztere in einigen Punkten den Bedingungen der Daten angepasst werden. Dies betrifft Luminosität, Polarisation, z-Vertex-Verteilung und Effizienzen.

Luminosität

Monte Carlo-Simulationen werden mit einer Luminosität $\mathcal{L}_{\mathrm{MC}}$ generiert, die sich von den Datenluminositäten $\mathcal{L}_{\mathrm{data}}^{e_L}$, bzw. $\mathcal{L}_{\mathrm{data}}^{e_R}$ unterscheidet. Je nach betrachtetem Datensatz wird deswegen die gesamte Monte Carlo-Simulation mit einem Faktor $\mathcal{L}_{\mathrm{data}}/\mathcal{L}_{\mathrm{MC}}$ gewichtet. Die Luminositäten der verwendeten Monte Carlo-Simulationen sind Tabelle 5.5 zu entnehmen. Zum Vergleich sind auch die integrierten Luminositäten der Datensätze angegeben.

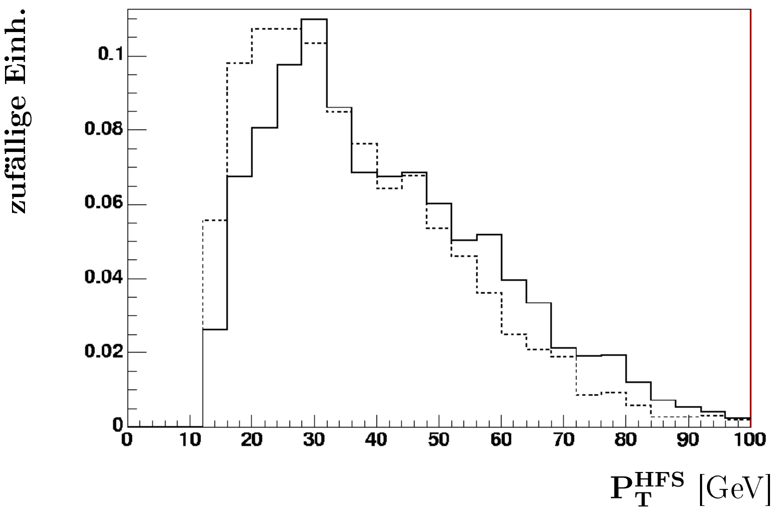

Abbildung 5.11: *Auswirkung der hadronischen Energiekalibration auf den Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes P_T^{HFS}.*
Gestrichelt gezeichnet: vor *der Kalibration*
Durchgezogen gezeichnet: nach *der Kalibration*

Simulation	**Luminosität**
CC_DJANGOH12	2733 pb^{-1}
NC_DJANGOH12	19072 pb^{-1}
PYTHIA	5592 pb^{-1}
GRAPE	180000 pb^{-1}
EPVEC	200078 pb^{-1}
WABGEN	933071 pb^{-1}
Daten	
linkshändig	62 pb^{-1}
rechtshändig	32 pb^{-1}

Tabelle 5.5: *Luminositäten der verwendeten Monte Carlo-Simulationen und integrierte Luminosität der Datensätze*

Polarisation

Der Wechselwirkungsquerschnitt für NC- und CC-Prozesse hängt von der Polarisation der Elektronen ab (s. Kap. 1.1.3 auf Seite 3). Die in dieser Analyse benutzten Monte Carlo-Simulationen beider Prozesse gehen jedoch von unpolarisierten Leptonen aus.

Die Umwichtung der Monte Carlo-Simulationen erfolgt dabei gemäß Formel 1.6 auf Seite 5 für CC-Prozesse. Die entsprechenden Relationen für NC-Prozesse entnehme man [Akt05] oder [Wer04]. Die Umwichtung wird für den links- und den rechtshändigen Datensatz getrennt vorgenommen. Als Polarisation wird die mittlere Polarisation des jeweiligen Datensatzes verwendet (s. Tab. 5.1 auf Seite 34). Die Abbildungen 5.12 und 5.13 zeigen den Effekt der Umwichtung anhand der z_{vtx}-Verteilung. Dabei ist ansonsten lediglich die Umwichtung bezüglich der Luminosität berücksichtigt.

In Abbildung 5.12 auf Seite 52 kann man sehen, dass der CC-Wirkungsquerschnitt für linkshändige Elektronen (Daten) größer ist als im Fall unpolarisierter Elektronen (Simulation). Die Simulation muss hochskaliert werden. Beim rechtshändigen Datensatz (Abb. 5.13) verhält es sich genau umgekehrt. CC-Prozesse mit rechtshändigen Elektronen sind proportional zu ihrer Polarisation unterdrückt. Das Simulation muss nach unten korrigiert werden.

Vertex-Verteilung

Die z-Position des Ereignisvertex folgt annähernd einer Gauss-Verteilung. In Monte Carlo-Simulationen wird der Ereignisvertex künstlich gaussförmig verschmiert. Um mit derselben Monte Carlo-Simulation verschiedene Datensätze mit unterschiedlichen Vertex-Konfigurationen beschreiben zu können, wird die z_{vtx}-Verteilung in der Simulation breiter generiert als sie tatsächlich ist. Dadurch wird sichergestellt, dass im Fall einer deutlich vom Nullpunkt abweichenden mittleren Vertexposition auch in den äußeren Flanken der Monte Carlo-Simulation ausreichend Statistik vorhanden ist, um die Daten zu beschreiben. Allerdings müssen die Monte Carlo-Simulationen dann den Daten angepasst werden.

In dieser Analyse wird nur die CC-Simulation als wichtigster Beitrag umgewichtet. Diese Prozedur wird getrennt für beide Datensätze vorgenommen. Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen für links- und rechtshändigen Datensatz die z_{vtx}-Verteilungen vor und nach der Umwichtung. Nach der Umwichtung werden die Daten gut durch die Monte Carlo-Simulation beschrieben.

Effizienzen

Von den Monte Carlo-Simulationen werden die Qualitäten der Untergrund-Suchalgorithmen und die Selektionseffizienzen der Triggerbedingung nicht korrekt beschrieben (s. Kap. 5.3.2 und Kap. 5.4). Die Simulation wird im ersten Fall global und im zweiten Fall in M_{LQ}-y_h-Bins entsprechend umgewichtet.

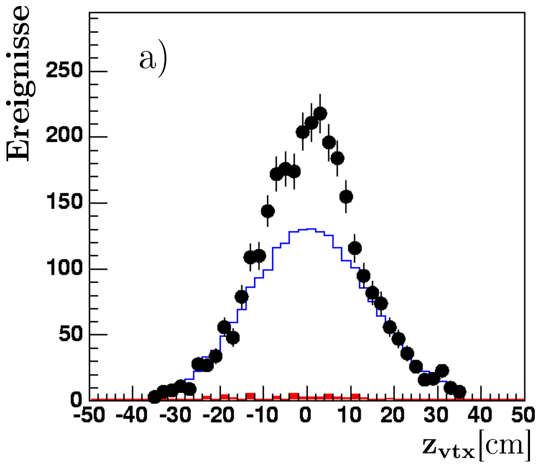

Abbildung 5.12: *z-Position des Vertex für den* **linkshändigen** *Datensatz a) ohne und b) mit Umwichtung der Simulation bzgl. der* **Polarisation**. *Daten: Punkte; CC-Simulation: leere Histogramme; Untergrund-Simulation: ausgefüllte Histogramme*

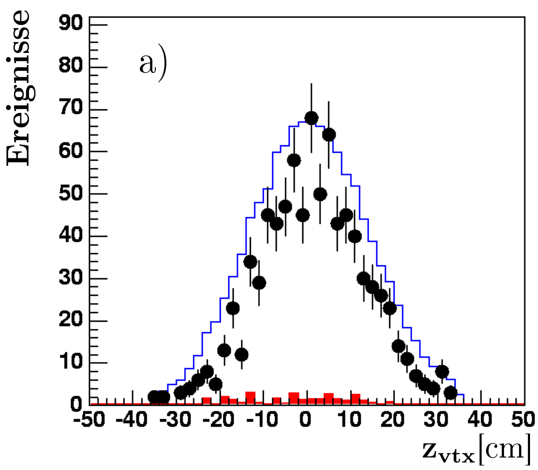

Abbildung 5.13: *z-Position des Vertex für den* **rechtshändigen** *Datensatz a) ohne und b) mit Umwichtung der Simulation bzgl. der* **Polarisation**. *Daten: Punkte; CC-Simulation: leere Histogramme; Untergrund-Simulation: ausgefüllte Histogramme*

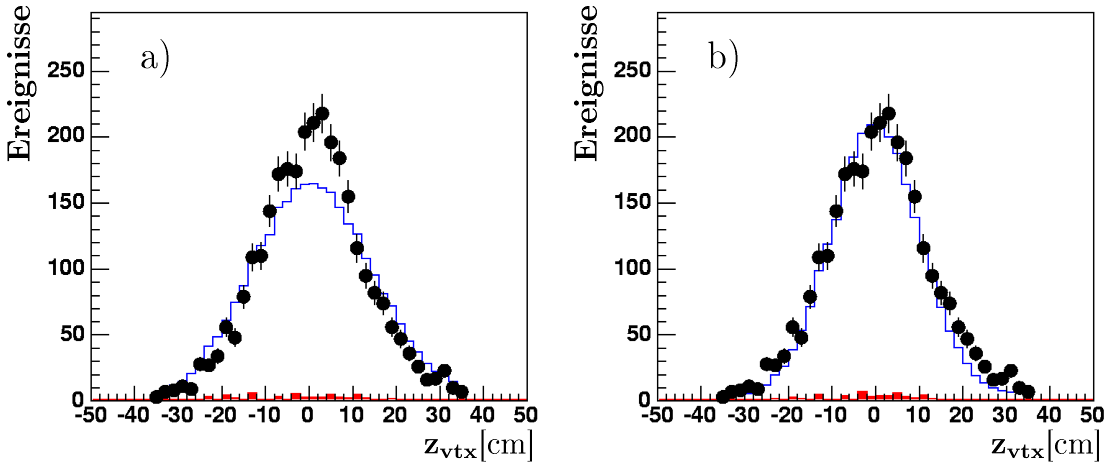

Abbildung 5.14: *z-Position des Vertex für den* ***linkshändigen*** *Datensatz a) ohne und b) mit Umwichtung der Simulation bzgl. der* ***Vertex-Verteilung****. Daten: Punkte; CC-Simulation: leere Histogramme; Untergrund-Simulation: ausgefüllte Histogramme*

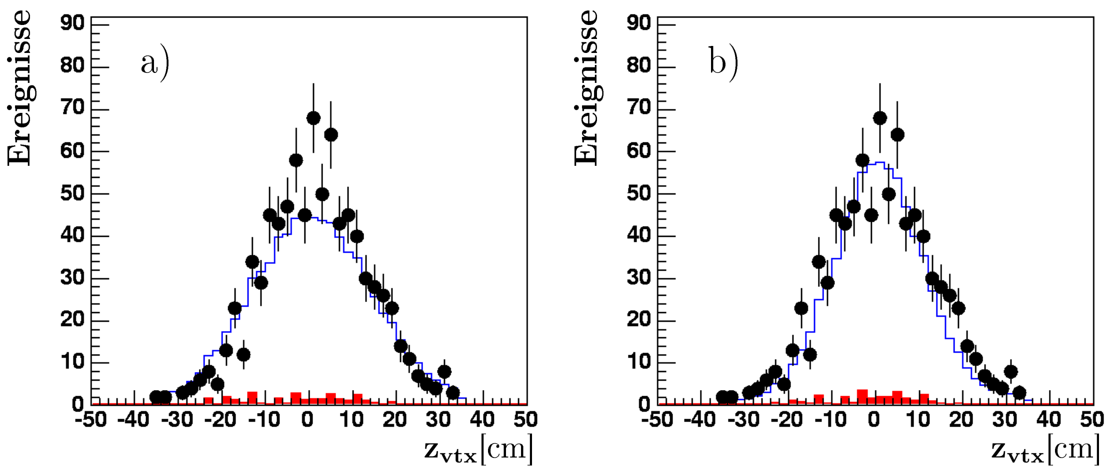

Abbildung 5.15: *z-Position des Vertex für den* ***rechtshändigen*** *Datensatz a) ohne und b) mit Umwichtung der Simulation bzgl. der* ***Vertex-Verteilung****. Daten: Punkte; CC-Simulation: leere Histogramme; Untergrund-Simulation: ausgefüllte Histogramme*

5.7 CC-Selektion

Bis jetzt wurde noch kein CC-spezifischer Schnitt angewandt. Aufgrund des viel höheren Wirkungsquerschnitts besteht der Datensatz an diesem Punkt der Selektion größtenteils aus NC-Ereignissen. Den zweiten wichtigen Beitrag zum e-p-Untergrund liefert die Photoproduktion. Die eigentliche CC-Selektion erfolgt in zwei Schritten.

5.7.1 Fehlender Transversalimpuls

Die charakteristische Signatur eines CC-Ereignisses ist das Neutrino im Endzustand. Es kann im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, macht sich aber durch einen Fehlbetrag in der transversalen Impulsbilanz bemerkbar. Der fehlende Transversalimpuls wird mit P_T^{miss} bezeichnet. Bei CC-Ereignissen ist P_T^{miss} identisch mit dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustands (s. Gl. 3.2 auf Seite 25). Für NC- und Photoproduktions-Prozesse, in denen kein hochenergetisches Neutrino auftritt, erwartet man einen ausgeglichenen Transversalimpuls.

Hier sei erwähnt, dass *physikalisch* in der Impulsbilanz eines CC-Ereignisses der gesamte Impuls des Neutrinos "fehlt". *Experimentell* ist jedoch nur der transversale Anteil zugänglich. Die longitudinale Komponente entlang der Strahlachse ist nicht messbar, da der Detektor aufgrund des Strahlrohres in dieser Richtung nicht geschlossen ist und Teilchen ungesehen entweichen können.

Abbildung 5.16 zeigt die Verteilung von P_T^{miss} für Daten, CC- und Untergrund-Simulation. Die angegebenen Ereignisraten belegen, dass der Großteil der Ereignisse von NC-Prozessen herrührt. Man beobachtet das erwartete Verhalten: Photoproduktions- und NC-Prozesse besitzen kleine Werte von P_T^{miss}. CC-Ereignisse finden sich erst bei höheren Werten. Die Verteilung legt folgenden Schnitt nahe:

$$P_T^{miss} > 12 \text{ GeV} \tag{5.6}$$

Er ist in Abbildung 5.16 durch eine vertikale Linie gekennzeichnet.

Abbildung 5.16 zeigt auch, dass trotz des P_T^{miss}-Schnittes noch Untergrund-Ereignisse im Datensatz verbleiben. Sie bestehen fast ausschließlich aus Photoproduktions- (ca. 70%) und NC-Ereignissen (ca 30%). Dies konnte bereits in Kapitel 4.2 auf Seite 30 beobachtet werden: Bei Photoproduktion treten höhere Werte von P_T^{miss} auf als bei NC-Ereignissen. Auf einen härteren Schnitt wurde verzichtet, um nicht unnötig viele CC-Ereignisse zu verwerfen. Die restlichen Untergrund-Ereignisse können mit Hilfe einer zweiten Größe entfernt werden.

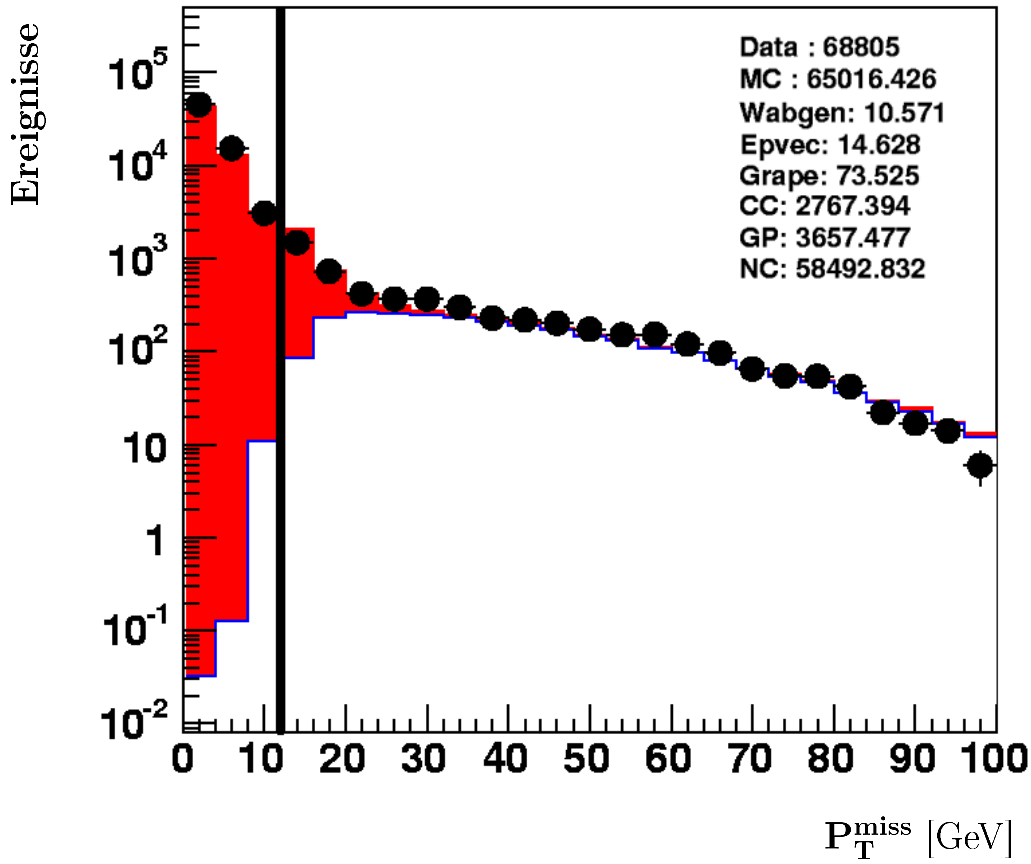

Abbildung 5.16: *Fehlender Transversalimpuls P_T^{miss} für den linkshändigen Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme). Eingeblendet sind die Ereignisraten von Daten und Simulation (GP $\hat{=}$ PYTHIA). Die vertikale Linie kennzeichnet den Selektionsschnitt: $P_T^{miss} > 12$ GeV*

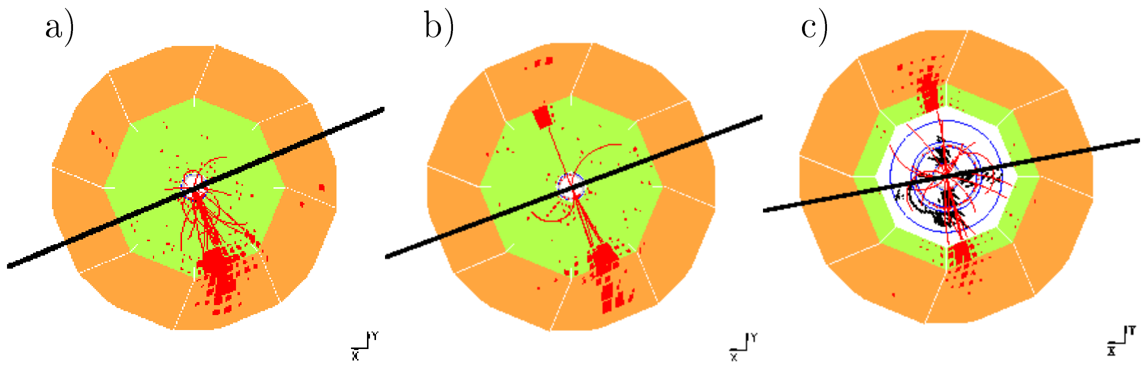

Abbildung 5.17: *Typische a) CC- und b) NC- und c) Photoproduktions-Ereignisse in radialer Ansicht*

5.7.2 Akoplanarität

Das Auftreten von Photoproduktions- und NC-Ereignissen mit hohem P_T^{miss} hat technische Ursachen. Ungenaue Energiemessungen und begrenzte geometrische Akzeptanz des Detektors können zu Ereignissen mit unausgeglichener Impulsbilanz führen.

Trotz alledem weisen diese Ereignisse eine eher isotrope Impuls- und Energieverteilung auf. Insbesondere gilt dies im Vergleich zu CC-Ereignissen, die eine extreme Ungleichverteilung besitzen.

Abbildung 5.17 zeigt in radialer Ansicht typische CC-, NC- und Photoproduktions-Ereignisse. Deutlich ist zu erkennen, dass es lediglich beim CC-Prozess zu einer extremen Ungleichverteilung der Energie in der transversalen Ebene kommt.

Um diesen Unterschied zu quantifizieren, wird die Akoplanarität $\mathcal{V}$ definiert. Es ist dabei

$$\mathcal{V} = \frac{V_{ap}}{V_p}$$

mit

$$V_p = \sum_i \vec{P}_{T,i} \cdot \vec{n}_{P,h} \qquad \text{für } \vec{P}_{T,i} \cdot \vec{n}_{P,h} > 0$$

und

$$V_{ap} = -\sum_i \vec{P}_{T,i} \cdot \vec{n}_{P,h} \qquad \text{für } \vec{P}_{T,i} \cdot \vec{n}_{P,h} < 0$$

Die Summation erstreckt sich über alle Teilchen im Detektor. Dabei bezeichnet $\vec{n}_{P,h}$ den normierten Richtungsvektor des Transversalimpulses des hadronischen Endzustandes:

$\vec{n}_{P,h} = \frac{\vec{P}_{T,h}}{|\vec{P}_{T,h}|}$.

Betrachten wir Abbildung 5.17. Durch die Definition von V_p und V_{ap} wird der Detektor - in transversaler Ansicht - in zwei Hälften geteilt. Die Trennlinie steht senkrecht auf dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustandes $\vec{P}_{T,h}$ und ist in Abbildung 5.17 eingezeichnet. V_p summiert über die Transversalimpulse aller Teilchen, die sich in derselben Detektorhälfte wie $\vec{P}_{T,h}$ befinden. V_{ap} summiert über alle Transversalimpulse in der anderen Detektorhälfte.

Bei CC-Ereignissen ist diese Detektorhälfte praktisch leer. V_{ap} und damit $\mathcal{V}$ sind sehr nahe bei Null. Bei NC- und Photoproduktions-Ereignissen mit ausgeglichenem Transversalimpuls ist $V_{ap} \approx V_p$ und $\mathcal{V} \approx 1$.

Für NC- und Photoproduktions-Ereignisse mit fehlendem Transversalimpuls gilt zwar $\mathcal{V} < 1$. Die dennoch eher isotrope Impulssignatur verhindert jedoch, dass die Akoplanarität sehr klein wird.

Abbildung 5.18 zeigt die Verteilung der Akoplanarität des Datensatzes im Vergleich mit den Monte Carlo-Simulationen. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich alle CC-Ereignisse bei sehr kleinen Werten von $\mathcal{V}$ befinden. Ihre Zahl nimmt zu größeren Werten hin sehr steil ab. Es gibt fast kein CC-Ereignis mit $\mathcal{V} > 0.2$.

NC- und Photoproduktions-Ereignisse besitzen flachere Verteilungen, die aufgrund des vorhergehenden P_T^{miss}-Schnitts ihr Maximum nicht bei 1 sondern bei 0.5 besitzen. Es existieren fast keine Ereignisse mit $\mathcal{V} < 0.1$.

Am geeignetsten erweist sich ein Schnitt bei

$$\mathcal{V} < 0.15 \tag{5.7}$$

Auf diese Weise werden kaum CC-Ereignisse verworfen, während fast alle Untergrund-Ereignisse aus dem Datensatz entfernt werden. Der Schnitt ist in Abbildung 5.18 als vertikale Linie eingezeichnet.

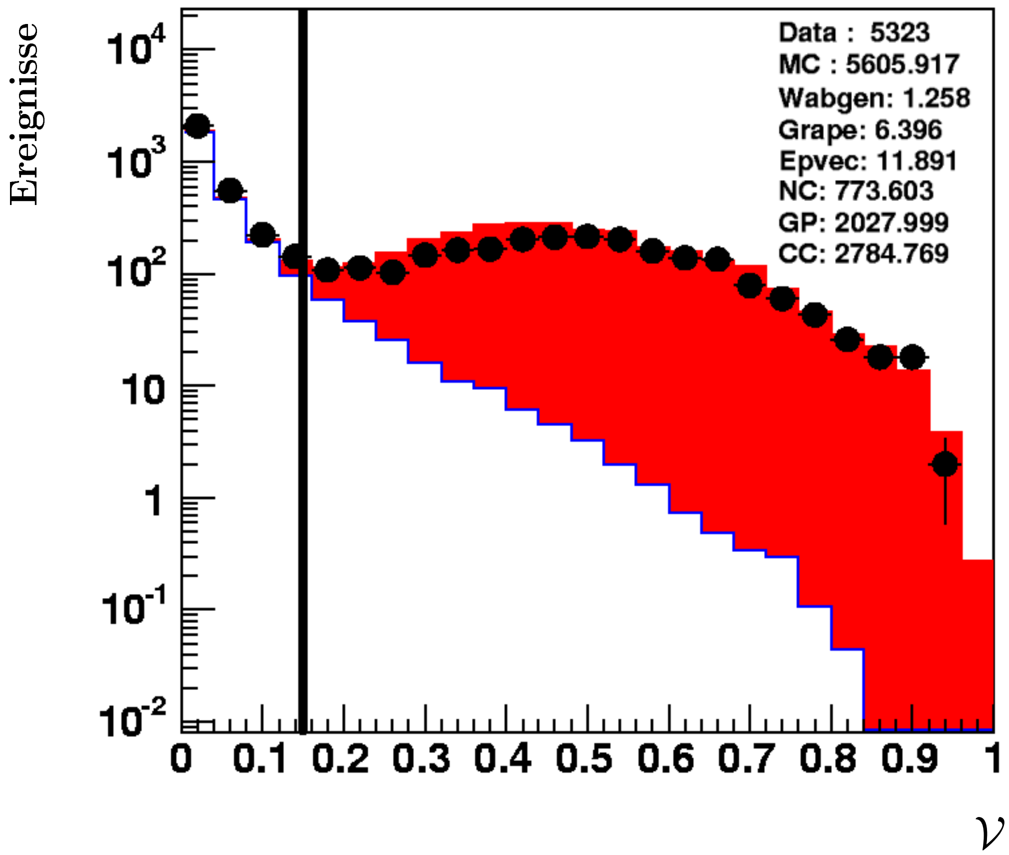

Abbildung 5.18: *Akoplanarität $\mathcal{V}$ für den linkshändigen Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme). Eingeblendet sind die Ereignisraten von Daten und Simulation (GP $\widehat{=}$ PYTHIA). Die vertikale Linie kennzeichnet den Selektionsschnitt:* $\mathcal{V} < 0.15$

5.8 Der selektierte CC-Datensatz

Die zur Selektion von Reaktionen des geladenen Stromes (CC) aus den im Jahr 2005 aufgezeichneten Daten angewandten Schnitte sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

I	Auswahl von geeigneten Runs Entfernung des nicht-ep induzierten Untergrundes Subtrigger S66, S67, S77 $\|z_{vtx}\| < 35$ cm $Q_h^2 > 223$ GeV^2
II	$0.03 < y_h < 0.85$
III	$P_T^{miss} > 12$ GeV
IV	$\mathcal{V} < 0.15$

Tabelle 5.6: *Zusammenfassung der Selektionsschnitte*

5.8.1 Ereignisraten

Die Tabellen 5.7 und 5.8 zeigen die Ereignisraten an verschiedenen Punkten des Selektionsprozesses für den links- und rechtshändigen Datensatz. Die römischen Ziffern beziehen sich auf die in Tabelle 5.6 definierten Selektionsstufen. Zum Vergleich sind die Gewichte der kompletten Monte Carlo-Simulationen (CC und Untergrund) sowie die der CC-, NC- und Photoproduktions-Simulation einzeln angegeben. Anhand letzterer wurde auch die CC-Selektionseffizienz bezogen auf Selektionsschritt I berechnet.

Wie zu erwarten sind die Selektionseffizienzen für beide Datensätze sehr ähnlich. Es zeigt sich, dass die angewandten Schnitte eine sehr gute Effizienz besitzen. Im letzten Schritt sind immer noch annähernd 90% der CC-Ereignisse im Datensatz vorhanden. Für beide Datensätze decken sich auf der letzten Selektionsstufe die Ereignisraten von Daten und Simulation gut.

Die Photoproduktion stellt den Hauptteil des Untergrundes in den selektierten Daten. Es ist allerdings ein kleiner Datenüberschuss zu beobachten. Er ist wohl auf noch im Datensatz vorhandene Untergrundereignisse zurückzuführen, die von der Simulation nicht beschrieben werden. Eventuell handelt es sich dabei um nicht-e-p-induzierten Untergrund. Das ist aber zur Zeit unverstanden.

Aus den Ereigniszahlen lässt sich auch die Unterdrückung von CC-Reaktionen mit rechtshändigen Elektronen erkennen. Im selektierten linkshändigen Datensatz liegen ungefähr 3.5-mal soviele Ereignisse wie im rechtshändigen vor, obwohl die Luminosität nur rund doppelt so groß ist.

	Daten	MC-total	PP-MC	NC-MC	CC-MC	Effizienz
I	71772	69309	3824	62483	2898	100 %
II	68838	65058	3666	58497	2796	96.5 %
III	5323	5606	2028	774	2785	96.1 %
IV	2968	2651	39	14	2589	89.3 %

Tabelle 5.7: *Ereignisraten des* **linkshändigen** *Datensatzes an verschiedenen Punkten des Selektionsprozesses im Vergleich zu den Simulationen. Aufgeführt sind die Raten von: gesamter Simulation (MC-total), CC-Prozessen (CC-MC) und den wichtigsten Untergrundbeiträgen Photoproduktion (PP) und NC. Die römischen Zahlen korrespondieren mit den in Tabelle 5.6 definierten Selektionsstufen. Die Ereignisraten gelten* nach *Anwendung der Schnitte der jeweiligen Selektionsstufe.*

	Daten	MC-total	PP-MC	NC-MC	CC-MC	Effizienz
I	36646	34637	2011	31788	783	100 %
II	35124	32485	1927	29750	756	96.6 %
III	2151	2212	1063	386	753	96.2 %
IV	848	732	20	7	700	89.4 %

Tabelle 5.8: *Ereignisraten des* **rechtshändigen** *Datensatzes an verschiedenen Punkten des Selektionsprozesses im Vergleich zu den Simulationen. Aufgeführt sind die Raten von: gesamter Simulation (MC-total), CC-Prozessen (CC-MC) und den wichtigsten Untergrundbeiträgen Photoproduktion (PP) und NC. Die römischen Zahlen korrespondieren mit den in Tabelle 5.6 definierten Selektionsstufen. Die Ereignisraten gelten* nach *Anwendung der Schnitte der jeweiligen Selektionsstufe.*

5.8.2 Kontrollverteilungen

Abbildung 5.19 enthält Kontrollverteilungen für den linkshändigen Datensatz im Vergleich mit CC- und Untergrund-Simulation. Dargestellt sind die Verteilungen der Inelastizität y_h, der BJORKEN-Skalenvariablen $\log x_h$, des fehlenden Transversalimpulses P_T^{miss} sowie des Streuwinkels des hadronischen Endzustandes θ_{HFS}.

Wie bei den Ereignisraten werden die Daten gut von der Simulation reproduziert. Auch der Datenüberschuss lässt sich hier beobachten. Aus Abbildung 5.19c wird deutlich, dass er hauptsächlich bei einem P_T^{miss} zwischen 25 und 35 GeV auftritt.

In Abbildung 5.20 auf Seite 63 sind dieselben Größen für den rechtshändigen Datensatz dargestellt. Die Datenpunkte schmiegen sich nicht so glatt an die Histogramme der Simulation wie beim linkshändigen Datensatz. Sie weisen auch größere Fehler auf. Dies ist auf die geringere Statistik dieses Datensatzes zurückzuführen. In der eben erwähnten P_T^{miss}-Region sind auch hier Unterschiede zwischen Daten und Simulation zu beobachten. Insgesamt werden die Daten aber gut von der Simulation beschrieben.

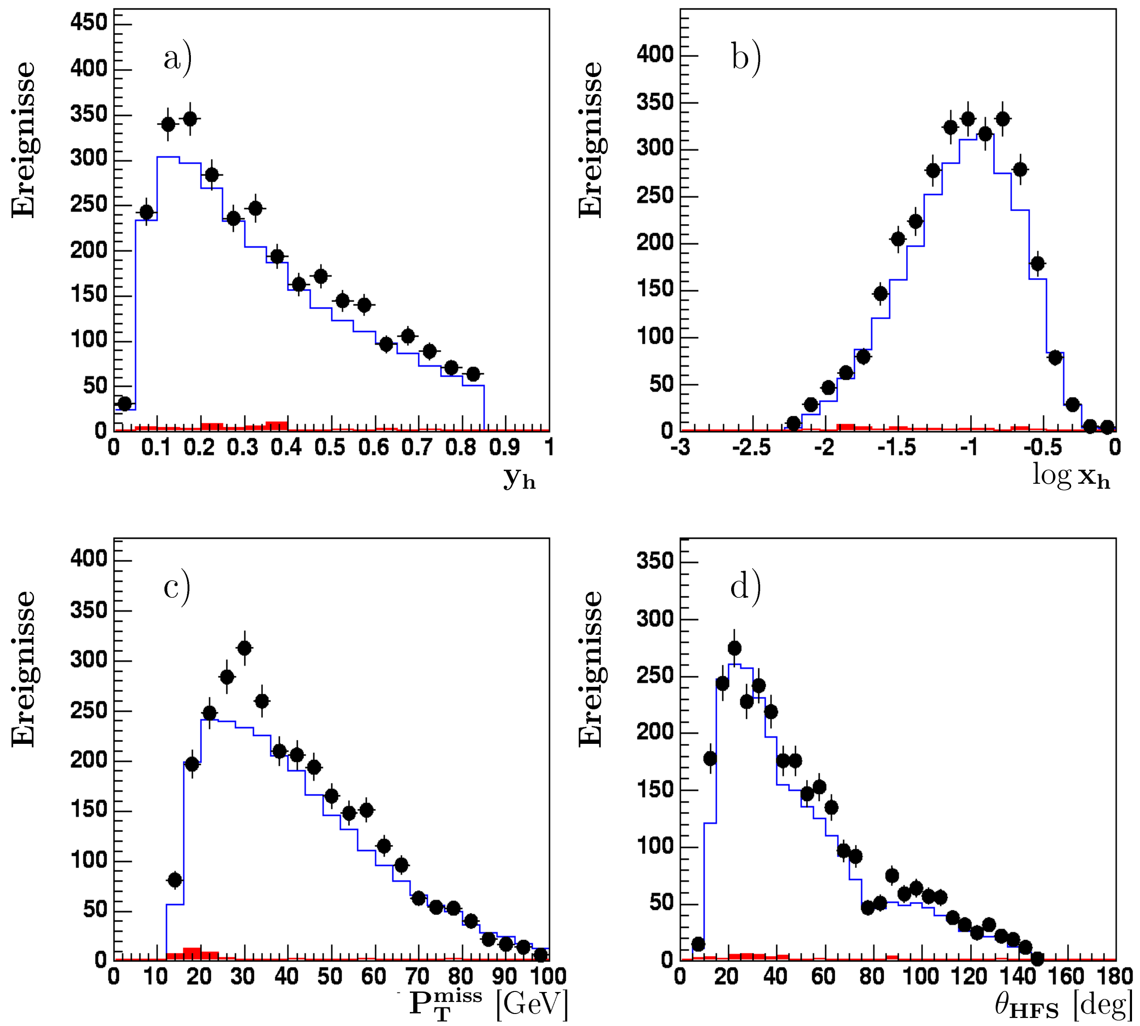

Abbildung 5.19: *Kontrollverteilungen für den* **linkshändigen** *Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*
a) Inelastizität y_h; b) BJORKEN*-Variable $\log x_h$; c) fehlender Transversalimpuls P_T^{miss}; d) Streuwinkel des hadronischen Endzustandes θ_{HFS}*

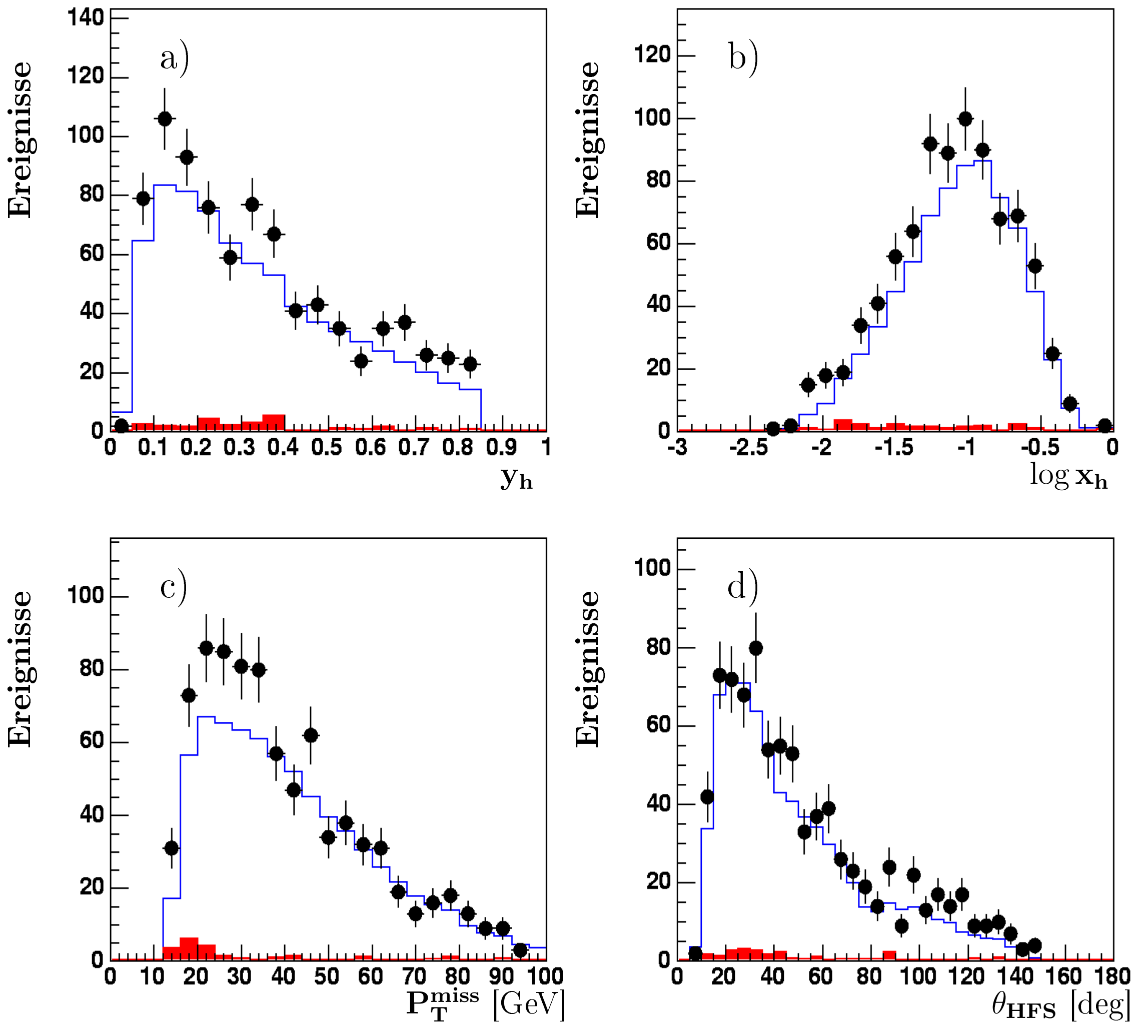

Abbildung 5.20: *Kontrollverteilungen für den* **rechtshändigen** *Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*
a) Inelastizität y_h; b) BJORKEN*-Variable $\log x_h$; c) fehlender Transversalimpuls P_T^{miss}; d) Streuwinkel des hadronischen Endzustandes θ_{HFS}*

Kapitel 6

Leptoquark-Suche

In diesem Kapitel wird der selektierte Datensatz auf ein Leptoquark-Signal hin untersucht. Da kein Nachweis gelingt, werden Ausschlussgrenzen mit Hilfe der Methode des Fractional Event Countings berechnet.

6.1 Leptoquark-Signal

Für die Leptoquark-Suche werden andere Phasenraumschnitte verwendet als bei der CC-Selektion in Kapitel 5:

$$Q^2_{h,LQ} > 2500 \text{ GeV}^2 \tag{6.1}$$

und

$$0.1 < y_{h,LQ} < 0.9 \tag{6.2}$$

Die Schnitte auf y_h werden zwecks Vergleichbarkeit der Suche mit älteren Ergebnissen benutzt [H1 05b]. Der Q^2_h-Schnitt wird verschärft, da angenommen wird, dass die Masse der Leptoquarks deutlich höher als die der W-Bosonen ist. Ansonsten werden dieselben Kriterien wie bei der CC-Selektion verwendet. Tabelle 6.1 zeigt die Veränderung der Ereignisraten des links- und rechtshändigen Datensatzes aufgrund der neuen Phasenraumschnitte, sowie die entspechenden Raten der gesamten Simulation und der CC-Simulation. Die Raten sind auf Grund des härteren Q^2_h-Schnittes deutlich niedriger. Sie werden aber für beide Datensätze gut von den Monte Carlo-Simulationen reproduziert.

Wie in Kapitel 1.3.2 auf Seite 12 erwähnt, zeigen die Leptoquark-Masse M_{LQ} und das y-Spektrum für Leptoquarks ein deutlich von der tief-unelastischen Streuung (DIS) unterscheidbares Verhalten. Es wird deshalb untersucht, ob in diesen Verteilungen Hinweise auf das Vorhandensein von Leptoquarks in den Datensätzen zu finden sind. Zunächst soll aber erläutert werden, wie in dieser Arbeit die Monte Carlo-Simulation der Leptoquark-Produktion generiert wird.

e^-_L	Daten	MC-total	CC-MC
CC-Selektion	2968	2651	2589
LQ-Suche	1422	1284	1256
e^-_R	**Daten**	**MC-total**	**CC-MC**
CC-Selektion	848	732	700
LQ-Suche	387	354	340

Tabelle 6.1: *Ereignisraten des links- und rechtshändigen Datensatzes nach Änderung der Phasenraumschnitte für die Leptoquark-Suche (Gln. 6.1 und 6.2). Zum Vergleich die Raten der gesamten Simulation sowie nur der CC-Simulation*

6.1.1 Simulation des Leptoquark-Signals

Wie bereits im Kapitel 4.2 erwähnt, benutzt diese Analyse für das Leptoquark-Signal keinen eigenen Monte Carlo-Generator. Statt dessen werden die Standardmodell-Simulationen (SM-MC) auf ein Leptoquark-Signal umgewichtet. Dies geschieht aus zwei Gründen.

Zum einen können durch Verändern der Parameter der Umwichtung auf einfache Weise beliebige Konfigurationen der Leptoquarks simuliert werden, für die ansonsten ein eigener MC-Generator geschrieben werden müsste. Die verfügbaren Parameter sind dabei die Masse M_{LQ} und die Kopplungsstärke λ[1].

Außerdem kommt es zwischen Leptoquark- uns Standardmodellprozessen zu Interferenzen, die sowohl konstruktiv als auch destruktiv sein können. Solchen Effekte kann durch simples Addieren einer Leptoquark- und einer Standardmodell-Simulation nicht Rechnung getragen werden. Bei der Umwichtung wird dies aber berücksichtigt (s. Kap. 6.2.1).

Für die Umwichtung einer SM-MC auf eine Leptoquark+Standardmodell-Simulation (LQ+SM-MC) reichen jedoch die rekonstruierten Informationen nicht aus. Dies lässt sich folgendermaßen einsehen. Im s-Kanal werden Leptoquarks resonant produziert bei einer Masse, die gleich der Schwerpunktsenergie des Elektron-Quark-Systems ist. Bei HERA ist die Schwerpunktsenergie des Elektron-*Proton*-Systems $\sqrt{s} = 920$ GeV. Es muss nun berücksichtigt werden, dass das an der Wechselwirkung beteiligte Quark nur einen Bruchteil des Protonimpulses trägt. Dieser ist durch die Bjorken-Variable x gegeben. Ausserdem kann das Elektron noch vor der Wechselwirkung ein oder mehrere Photonen abstrahlen (ISR[2]) und so Energie verlieren. Das Leptoquark wird dann im

[1] Jenseits des BRW-Modells kommt noch das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Neutrinos β_ν hinzu.
[2] **I**nitial **S**tate **R**adiation=Anfangszustandsabstrahlung

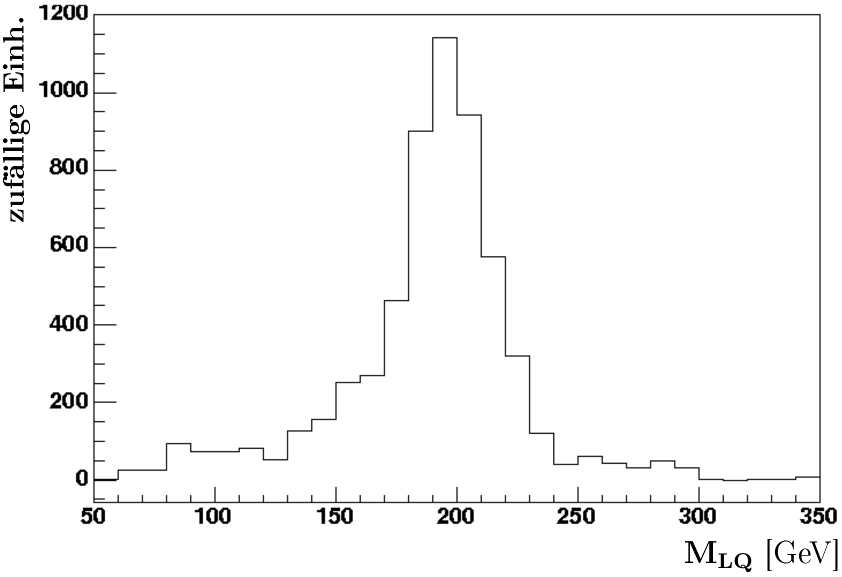

Abbildung 6.1: *Simuliertes Leptoquark-Signal ohne Standardmodell-Untergrund für ein Leptoquark des Typs $S_{0.L}$ mit einer Masse von M_{LQ} = 200 GeV und einer Kopplungsstärke von $\lambda = 0.4$*

s-Kanal mit einer Masse $M_{LQ} = \sqrt{\hat{s} \cdot x}$ produziert. Hierbei ist $\sqrt{\hat{s}}$ die um die ISR reduzierte Schwerpunktsenergie.

Für eine korrekte Umwichtung der SM-MC auf eine LQ+SM-MC ist es von zentraler Bedeutung, dass die "wahren" kinematischen Größen $\hat{s}$ und x des harten Subprozesses exakt bekannt sind. Sie werden direkt aus dem SM-Monte Carlo-Generator ausgelesen, bevor die Detektorsimulation durchgeführt wird und die Ereignis-Rekonstruktionsalgorithmen angewandt werden[3]. Abbildung 6.1 zeigt ein Leptoquark-Signal in der Verteilung von M_{LQ}.

6.1.2 Leptoquark-Signal in den Datensätzen

Abbildung 6.2 auf Seite 69 enthält die Verteilung von $M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q_h^2}{y_h}}$ für den gesamten linkshändigen Datensatz sowie für CC- und Untergrund-Simulation. Die Daten werden von der (Standardmodell-)Simulation sehr gut beschrieben. Es gibt keinen Hinweis auf ein Leptoquark.

In Abbildung 6.3 auf Seite 70 ist dasselbe für den rechtshändigen Datensatz aufgetragen. Aufgrund der geringeren Statistik sind die Fehlerbalken größer. Die Daten stimmen aber auch hier gut mit der Standardmodell-Vorhersage der Simulation überein.

[3]sog. Generator-Level-Information

In den M_{LQ}-Verteilungen für den gesamten Datensatz konnten keine Anzeichen für Leptoquarks gefunden werden. Da sich aber nicht nur M_{LQ} sondern auch das y-Spektrum für Leptoquarks von DIS-Prozessen unterscheidet, werden die M_{LQ}-Verteilungen in verschiedenen y_h-Bereichen betrachtet. Die Einteilung der y_h-Bereichen folgt dabei der Veröffentlichung [H1 05b].

Abbildung 6.4 auf Seite 71 zeigt M_{LQ} in vier verschiedenen y_h-Bins für den linkshändigen Datensatz und die Monte Carlo-Simulation. Die Verteilung der Daten stimmt nicht mehr so gut mit der Simulation überein. Es liegt aber keine signifikante Abweichung vor.

Dieselben Verteilungen für den rechtshändigen Datensatz finden sich in Abbildung 6.5 auf Seite 72. Im ein oder anderen Bin liegt auch hier ein Datenüberschuss vor. In diesen Verteilungen ist die Statistik jedoch sehr niedrig, was sich in großen Fehlerbalken niederschlägt, so dass auch diese Abweichungen nicht signifikant sind.

Wie bereits in Kapitel 1.3 erwähnt, wurde 1997 bei HERA ein Leptoquark-Kandidat in der M_{LQ}-Verteilung gefunden (Abb. 1.9 auf Seite 10). Der Datenüberschuss wurde damals bei sehr hohen Impulsüberträgen $Q^2 > 15000$ GeV^2 beobachtet. Die Abbildung 6.6 auf Seite 73 zeigt die M_{LQ}-Verteilung des gesamten linkshändigen Datensatzes in derselben hohen Q_h^2-Region verglichen mit der Simulation. Abbildung 6.7 zeigt das gleiche für den rechtshändigen Datensatz. Innerhalb der statistischen Fehler werden die Daten immer noch recht gut von der Standardmodell-Simulation reproduziert. Ein ähnlich deutlicher Datenüberschuss wie 1997 wird definitiv nicht beobachtet. Besonders der linkshändigen Datensatz zeigt eher einen Unterschuss.

Die Abbildungen 6.8 und 6.9 zeigen die M_{LQ}-Verteilung beider Datensätze in den verschiedenen y_h-Bins. Auch hier ist im Rahmen der statistischen Fehler keine Abweichung vom Standardmodell zu beobachten. Offensichlich ist der Unterschuss im linkshändigen Datensatz vor allem der Region $0.5 < y_h < 0.7$ zuzuordnen.

Es lässt sich in den gemessenen Daten keine Abweichung von der Standardmodell-Vorhersage entdecken. Ein Leptoquarksignal konnte nicht identifiziert werden.

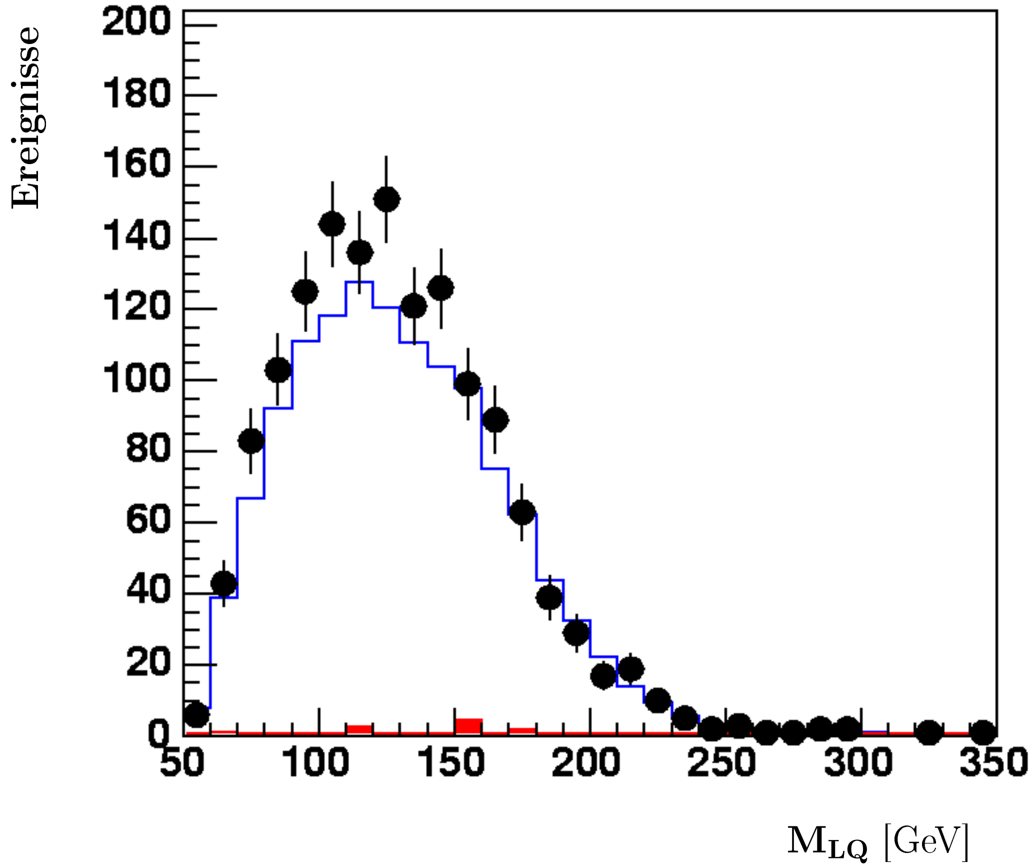

Abbildung 6.2: *Leptoquark-Masse* $M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q_h^2}{y_h}}$ *für den gesamten* ***linkshändigen*** *Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme)*

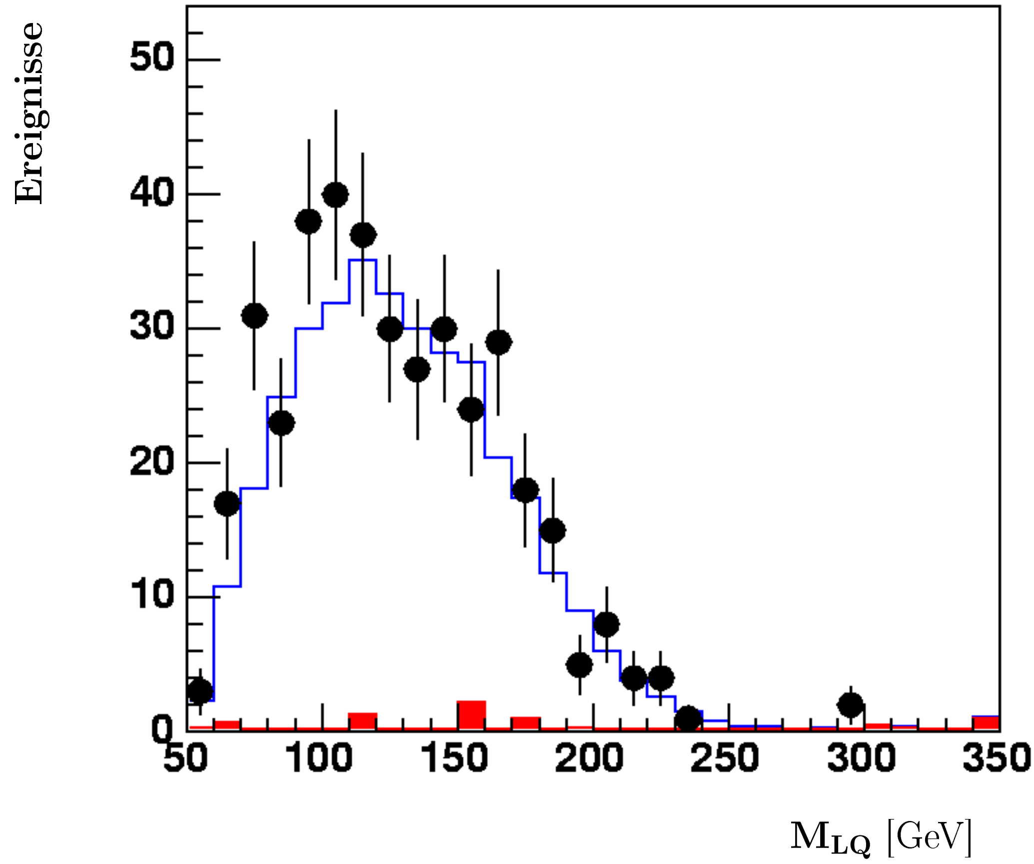

Abbildung 6.3: *Leptoquark-Masse* $M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q_h^2}{y_h}}$ *für den gesamten* ***rechtshändigen*** *Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme)*

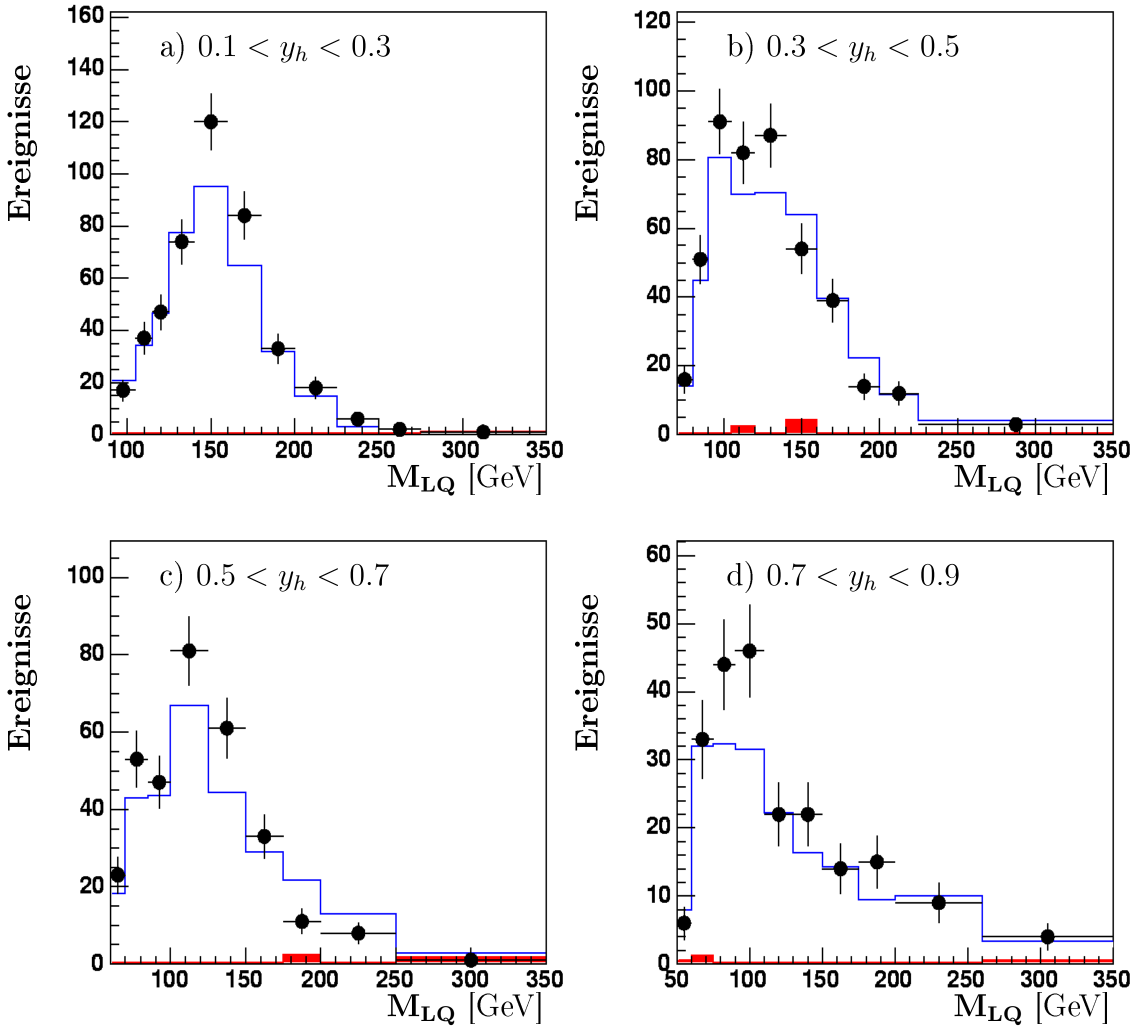

Abbildung 6.4: *Leptoquark-Masse M_{LQ} in verschiedenen y_h-Bins für den* ***linkshändigen*** *Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

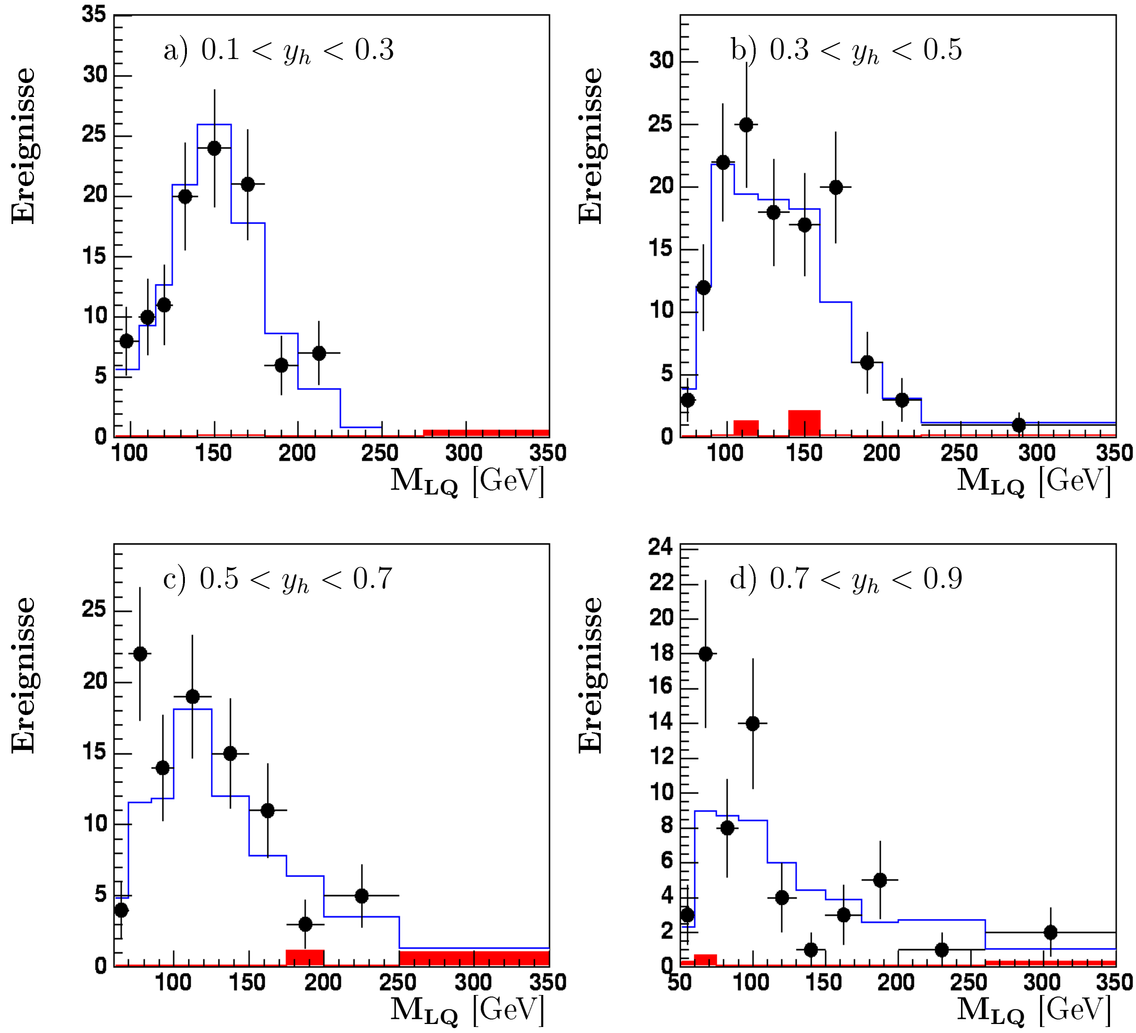

Abbildung 6.5: *Leptoquark-Masse M_{LQ} in verschiedenen y_h-Bins für den **rechtshändigen** Datensatz (Punkte) im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

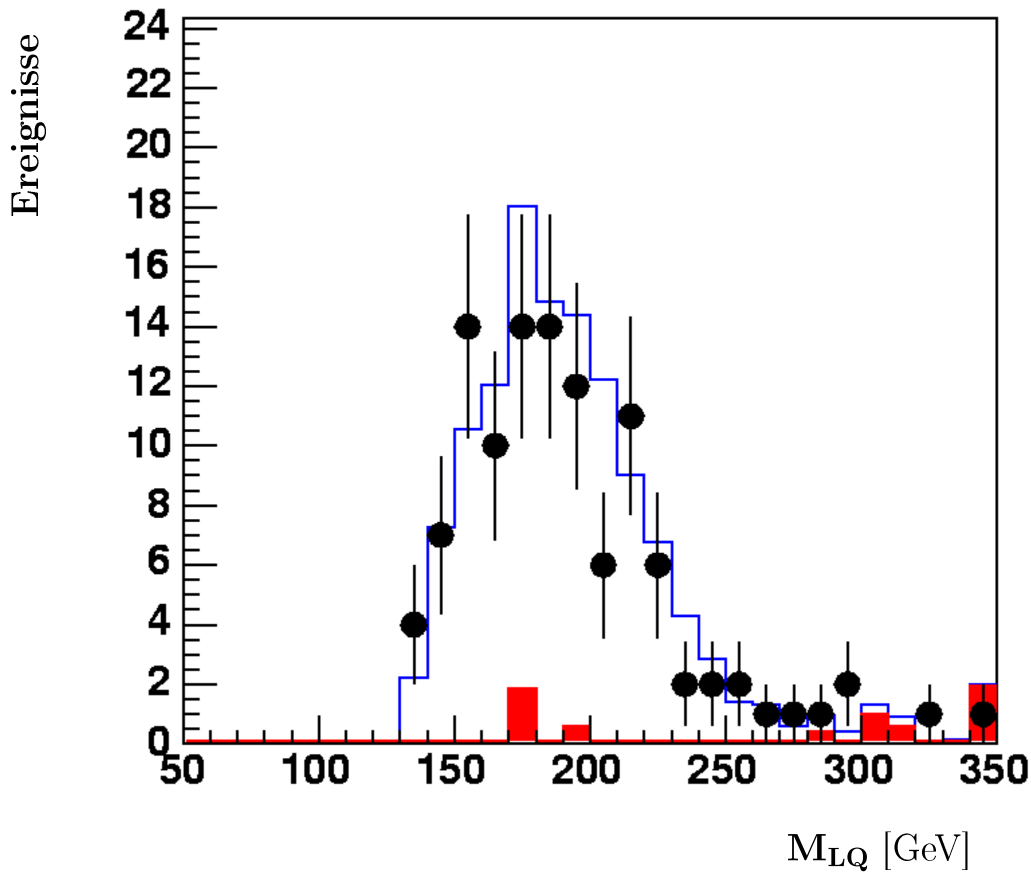

Abbildung 6.6: *Leptoquark-Masse* $M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q_h^2}{y_h}}$ *für den gesamten* ***linkshändigen*** *Datensatz (Punkte) bei* $\mathbf{Q_h^2 > 15000\ GeV^2}$ *im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

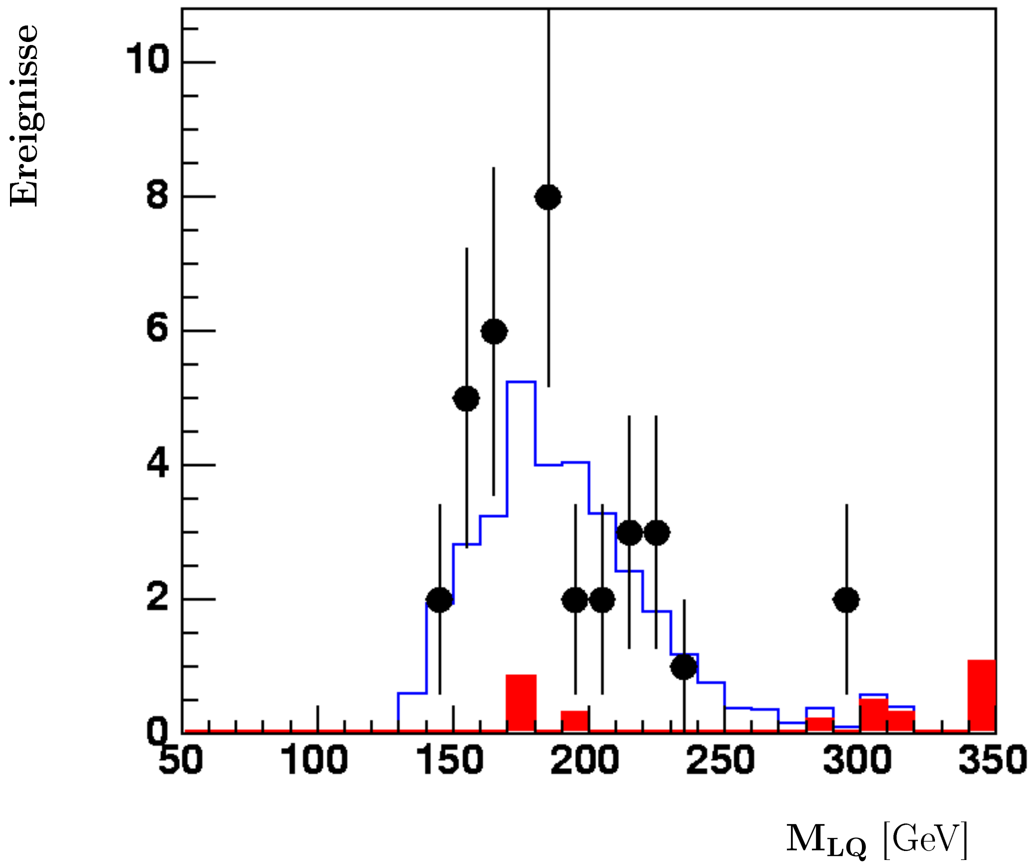

Abbildung 6.7: *Leptoquark-Masse* $M_{LQ} = \sqrt{\frac{Q_h^2}{y_h}}$ *für den gesamten* ***rechtshändigen*** *Datensatz (Punkte) bei* $\mathbf{Q_h^2 > 15000}$ ***GeV***$^{\mathbf{2}}$ *im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

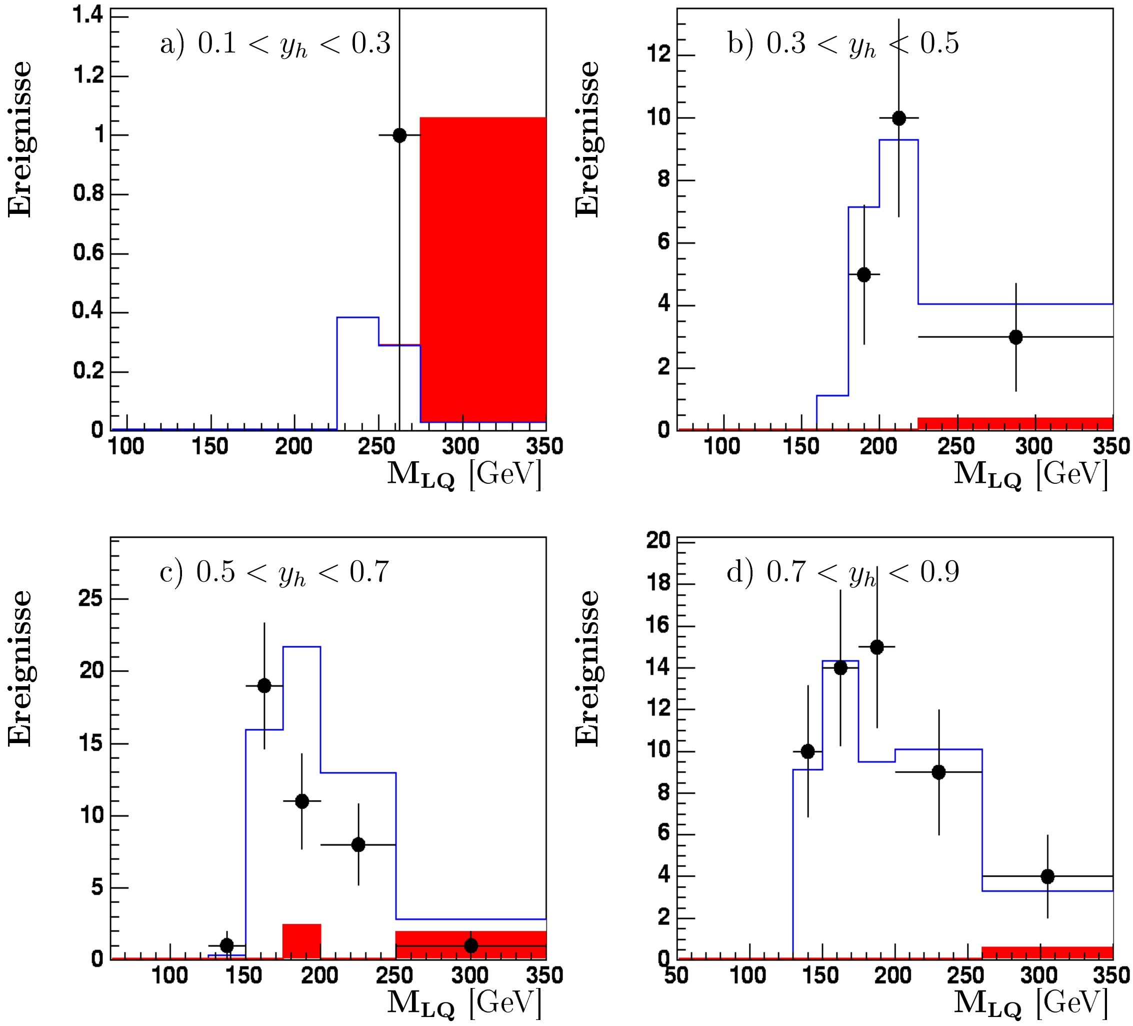

Abbildung 6.8: *Leptoquark-Masse M_{LQ} in verschiedenen y_h-Bins für den linkshändigen Datensatz (Punkte) bei $\mathbf{Q_h^2 > 15000\ GeV^2}$ im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

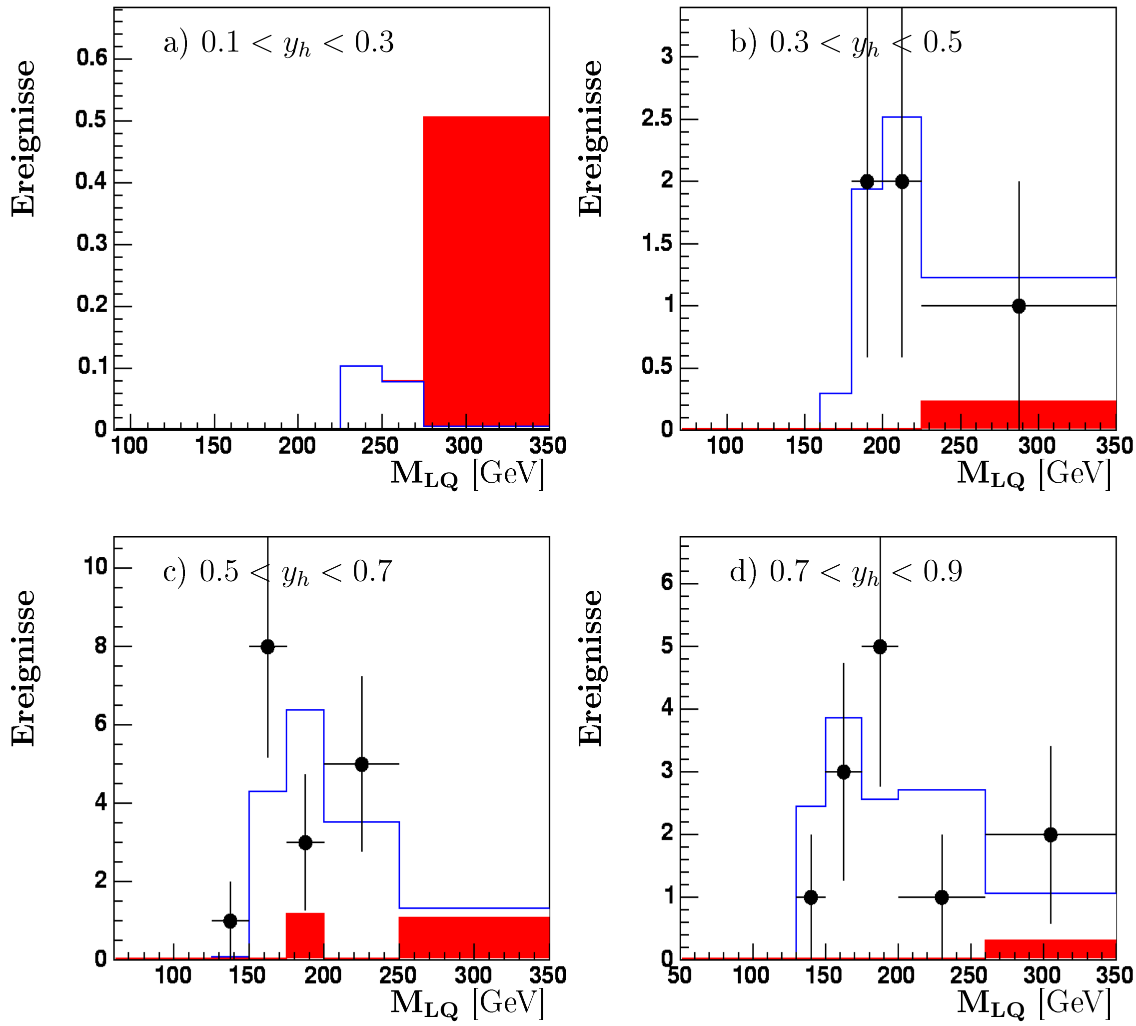

Abbildung 6.9: *Leptoquark-Masse M_{LQ} in verschiedenen y_h-Bins für den* ***rechtshändigen*** *Datensatz (Punkte) bei* $\mathbf{Q_h^2 > 15000\ GeV^2}$ *im Vergleich zu CC- (leere Histogramme) und Untergrund-Simulation (ausgefüllte Histogramme).*

6.2 Ausschlussgrenzen

Dass kein Leptoquark-Signal gefunden wurde, könnte auch von einer sehr geringen Kopplungsstärke λ oder einer sehr hohen Masse M_{LQ} der Leptoquarks herrühren. Im Buchmüller-Rückl-Wyler-Modell (BRW-Modell) besitzen Leptoquarks nur diese beiden freien Parameter, da das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Neutrinos auf $\beta_\nu = 0.5$ festgesetzt ist.

Es soll deswegen für verschiedene Werte von M_{LQ} bestimmt werden, wie groß die minimale Kopplungsstärke λ ist, die von den gemessenen Daten ausgeschlossen werden kann. Die meisten statistischen Methoden zur Bestimmung von Ausschlussgrenzen beruhen auf einfachen Abzählungen. In dieser Analyse wird ein komplexeres statistisches Verfahren angewendet: das *Fractional Event Counting*.[4]

6.2.1 Fractional Event Counting

Das Fractional Event Counting (FEC) ist eine Methode, die aus gemessenen Daten Ausschlussgrenzen für das Vorhandensein eines bestimmten Signals (z.B. eines neuen Teilchens) berechnet. Falls ein Signal beobachtet wird, bestimmt das FEC die Wahrscheinlichkeit, dass dies lediglich auf eine Fluktuation des Untergrunds zurückzuführen ist. Die Daten können dabei aus verschiedenen Zerfallskanälen mit unterschiedlichen Nachweis-Effizienzen stammen, ja sogar von verschiedenen Experimenten gemessen worden sein. Als Hauptunterschied zu gewöhnlichen Abzählmethoden benutzt das FEC eine *gewichtete* Summe über die beobachteten Ereignisse als Indikator für ein Signal. Dieses Verfahren erlaubt, harte Schnitte zu vermeiden, die die Statstik erheblich verschlechtern würden. Regionen mit einem schlechten Signal-zu-Untergrund-Verhältnis bekommen ein geringes Gewicht und werden so unterdrückt.

Es wird nun ein Überblick über die Methode des FEC gegeben, so wie sie in der vorliegenden Arbeit Anwendung findet. Eine allgemeine und detailliertere Beschreibung entnehme man [Boc04].

Das Ziel der statistischen Analyse ist die Unterscheidung zwischen zwei Hypothesen:

Hypothese (b) (b für *background*) Die Daten bestehen lediglich aus Untergrund. In dieser Analyse ist das Standardmodell der Untergrund.

Hypothese (s + b) ($s + b$ für *signal plus background*) Die Daten bestehen aus Untergrund *und* (Leptoquark-) Signal.

[4] dt.: gewichtetes Ereigniszählen

Man beachte, dass hier ein Bedeutungswechsel stattfindet. Mit *Untergrund* werden nun die gesamten Standardmodell-Prozesse inklusive der CC-Ereignisse bezeichnet.

Zunächst muss eine Diskriminator-Variable ξ gewählt werden. Die erwarteten Signal-Ereignisse sollten sich in ξ möglichst deutlich von den Untergrund-Ereignissen unterscheiden. Leptoquarks unterscheiden sich in M_{LQ} und y von DIS-Ereignissen. Deshalb wird die Analyse in der M_{LQ}-y-Ebene durchgeführt. Sie wird in Bins i unterteilt, in denen ξ den Wert ξ_i annimmt.

Aus allen verwendeten Standardmodell-Simulationen (SM-MC, s. Kap. 4.2 auf Seite 30) berechnet sich die Spektralverteilung $b_i = b(\xi_i)$ des Untergrundes:

$$b_i = \sum_{k \in \mathrm{Bin}\, i} e_k \tag{6.3}$$

Dabei sind in e_k alle Gewichte zusammengefasst, die auf die Monte Carlo-Simulationen in diesem Bin angewendet werden.

Das Signal-Spektrum $s(\xi_i)$ wird, wie schon erwähnt, nicht durch einen eigenen Monte Carlo-Generator berechnet, sondern entsteht durch Umwichten des SM-MC. Die erwartete Anzahl der Ereignisse in Bin i in Anwesenheit eines Leptoquark-Signals ist dann:

$$s_i + b_i = \sum_{k \in \mathrm{Bin}\, i} e_k \frac{\sigma_k^{LQ} + \sigma_k^{INT} + \sigma_k^{SM}}{\sigma_k^{SM}} \tag{6.4}$$

Dabei bezeichnen σ_k^{LQ}, σ_k^{SM} und σ_k^{INT} die differentiellen Wirkungsquerschnitte von Leptoquark-Produktion, Standardmodell-Prozessen und der Interferenz zwischen beiden. Zu ihrer Berechnung werden, wie in 6.1.1 erläutert, die "wahren" kinematischen Größen auf Generator-Level benötigt. Die Bins i der Verteilung $s_i + b_i$ sind hingegen in den M_{LQ}-y-Bins der *rekonstruierten* Variablen gegeben. In die Berechnung von σ_k^{LQ} und σ_k^{INT} fließen dabei die freien Parameter M_{LQ} und λ ein.

Nun werden die Ereignisgewichte w_i berechnet. Die Definition der Gewichte ist nicht genau vorgeschrieben. Für jede Analyse ist eine geeignete Wahl zu treffen. Ein Verfahren zur Optimierung wird in [Boc04] beschrieben. In dieser Analyse wird dieselbe Definition benutzt wie in der Veröffentlichung [H1 05b]:

$$w_i = \frac{(s_i + b_i) - b_i}{(s_i + b_i) + b_i} = \frac{s_i}{s_i + 2b_i} \tag{6.5}$$

für Bin i.

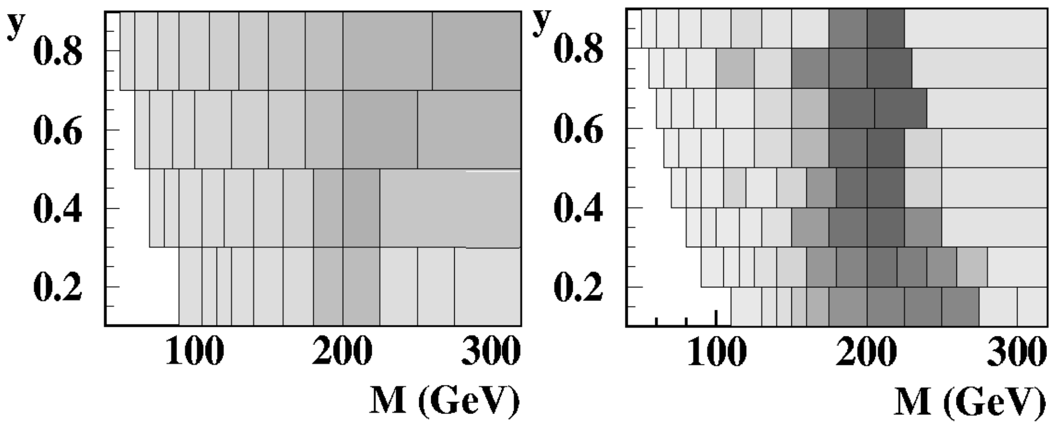

Abbildung 6.10: *Linke Seite: Einteilung der M_{LQ}-y_h-Ebene in Bins sowie Gewichte des Fractional Event Countings in dieser Analyse. Dunklere Farben entsprechen höheren Gewichten.*
Rechte Seite: Gewichte einer NC-Analyse; aufgeführt zur Verdeutlichung des gewichteten Ereigniszählens

Die linke Seite der Abbildung 6.10 zeigt die Verteilung der Gewichtsfunktion in der M_{LQ}-y-Ebene. Die Einteilung der Ebene in Bins ist dieselbe, die in Kapitel 6.1.2 benutzt wurde. Auf der rechten Seite der Abbildung ist die Gewichtsverteilung einer NC-Analyse dargestellt. Sie ist nur zur Verdeutlichung aufgeführt, da hier die Gewichte größere Unterschiede als bei der CC-Analyse aufweisen. Man kann erkennen, dass die dargestellten Gewichte für die Suche nach Leptoquarks der Masse 200 GeV verwendet wurden. In dieser Massenregion erwartet man die größte Abweichung von der SM-Vorhersage, falls solche Leptoquarks im Datensatz vorhanden sind. Deshalb wird dieser Bereich der kinematischen Ebene mit hohen Gewichten belegt. Regionenen bei deutlich höheren oder niedrigeren Massenwerten werden durch ein kleines Gewicht unterdrückt. Abbildung 6.10 zeigt auch, dass in der NC-Analyse eine feinere Einteilung der M_{LQ}-y_h-Ebene gewählt wurde, da hier die Statistik höher ist.

Aus den Ereignisgewichten w_i wird dann das Gesamtgewicht eines Datensatzes berechnet. Dieses Gewicht wird oft als *Teststatistik* X bezeichnet:

$$X_{\text{data}} = \sum_i w_i N_i(\text{data}) \tag{6.6}$$

wobei $N_i(\text{data})$ die Anzahl der Ereigisse in Bin i bezeichnet.

Es werden Teststatistiken sowohl für die Monte Carlo-Simulation von Hypothese ($\mathbf{b}$) als auch für die Monte Carlo-Simulation von Hypothese ($\mathbf{s} + \mathbf{b}$) berechnet: X_b und X_{s+b}.

Durch Vergleich des Wertes der Daten-Teststatistik X_{data} mit den beiden Werten X_b

und X_{s+b}, ließe sich abschätzen, welche der beiden Hypothesen die Daten eher beschreibt. Dass X_{data} näher bei X_b oder X_{s+b} liegt, kann aber eventuell nur auf eine statistische Fluktuation der Daten zurückzuführen sein. Um statistisch sinnvolle, quantifizierbare Resultate zu erhalten, müssen die Monte Carlo-Simulationen die Fluktuation "echter" Daten reproduzieren.

Es werden dazu jeweils 10000 Pseudo-Experimente für beide Hypothesen generiert. Für jedes Pseudo-Experiment $n \in \{1, 2, ..., 10000\}$ erhält man Zufallszahlen $N_{i,n}(b)$ und $N_{i,n}(s+b)$ basierend auf der Anzahl der in Bin i theoretisch vorausgesagten Ereignisse b_i und $s_i + b_i$ ohne und mit Leptoquark-Signal.

Für jedes einzelne Pseudo-Experiment lässt sich eine Teststatistik berechnen:

$$X_n(b) = \sum_i w_i N_i(b) \tag{6.7}$$

$$X_n(s+b) = \sum_i w_i N_i(s+b) \tag{6.8}$$

mit $n \in \{1, 2, ..., 10000\}$.

Alle $X_n(b)$, bzw. $X_n(s+b)$ zusammen ergeben dann Gauss-Verteilungen $P_b(X)$, bzw. $P_{s+b}(X)$. Mit ihrer Hilfe können Vertrauensgrenzen für beide Hypothesen berechnet werden:

$$CL_b(X_{\text{data}}) = \int_0^{X_{\text{data}}} P_b(X)dX \tag{6.9}$$

$$CL_{s+b}(X_{\text{data}}) = \int_0^{X_{\text{data}}} P_{s+b}(X)dX \tag{6.10}$$

Die Vertrauensgrenze für das Vorhandensein eines Signals wird in dieser Analyse definiert als:

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{6.11}$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass kein Signal beobachtet wurde, beträgt dann:

$$CL = 1 - CL_s \tag{6.12}$$

Diese Definition hat den Vorteil, dass im Fall verschwindender Kopplung (und damit $CL_{s+b} \to CL_b$) gilt: $CL = 0$. Denn ein Leptoquark mit $\lambda = 0$ kann nie ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.11 auf der nächsten Seite soll zur Veranschaulichung dienen. Es werden dabei nur funktionale Zusammenhänge dargestellt. Die verwendeten Werte sind zufällig

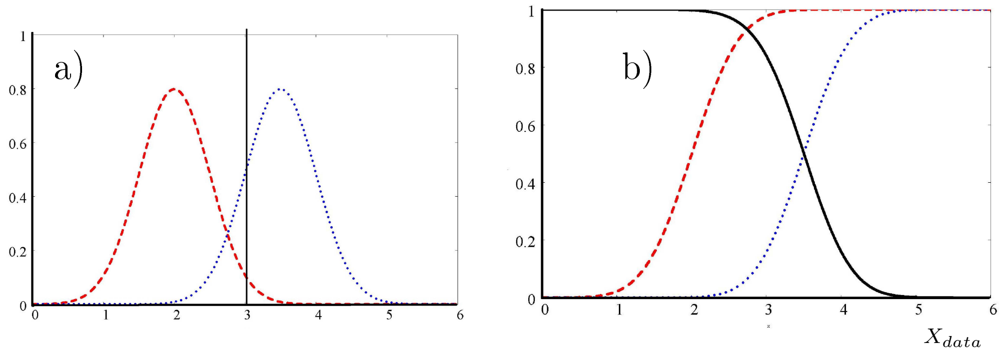

Abbildung 6.11: *Zur Veranschaulichung von CL*
(beliebige Zahlenwerte: $X_b = 2$, $X_{s+b} = 3.5$, $\sigma(X_b) = \sigma(X_{s+b}) = 0.5$)
a) Gauss-Verteilungen $P(X_b)$ (gestrichelt) und $P(X_{s+b})$ (gepunktet) der Teststatistiken beider Hypothesen und Werte der gemessenen Teststatistik X_{data} (vertikale Linie);
b) CL_b (gestrichelt), CL_{s+b} (gepunktet) und CL (durchgezogen) in Abhängigkeit von X_{data}

gewählt. Abbildung 6.11a zeigt die Gauss-Verteilungen der Teststatistiken beider Hypothesen. Als vertikale Linie ist der Wert der aus den Daten ermittelten Teststatistik X_{data} eingezeichnet. CL_b entspricht der Fläche unter der Kurve $P(X_b)$ von Null bis X_{data}; analog für CL_{s+b}.

Abbildung 6.11b zeigt die Werte von CL_b und CL_{s+b} in Abhängigkeit von X_{data}. Als durchgezogene Kurve ist die in dieser Analyse als Ausschlussgrenze verwendete Größe CL eingezeichnet. Man sieht, dass für sehr kleine Werte von X_{data} das Vorhandensein eines Leptoquarks zu nahezu 100% ausgeschlossen werden kann. Ab einem Wert von $X_{data} = X_b$ fängt CL an kleiner zu werden. Bei $X_{data} = X_{s+b}$ kann ein Leptoquark-Signal in den Daten nur noch zu 50% ausgeschlossen werden. Man sieht, dass die in dieser Analyse verwendete Vertrauensgrenze von $CL = 95\%$ verlangt, dass die gemessene Teststatistik X_{data} sehr nahe bei der Standardmodell-Vorhersage liegen muss.

6.2.2 Berechnung der Ausschlussgrenzen

Um einen möglichst großen Datensatz zur Verfügung zu haben, wird für die Berechnung der Ausschlussgrenzen der komplette, rechts- und linkshändige Datensatz von 2005 benutzt. Da alle Leptoquarks stets auch NC-artig in ein *Elektron* und ein Quark zerfallen können, wird zur Berechnung der Ausschlussgrenzen zusätzlich ein Datensatz von NC-Ereignissen benötigt. Dieser wurde von Jenny List zur Verfügung gestellt.

Bei der Berechnung der Ausschlussgrenzen werden für jeden Massenwert M_{LQ} folgende Schritte ausgeführt:

1. Annahme eines Startwerts λ_{start}
2. Berechnen der Werte b_i und $s_i + b_i$ in allen Bins i
3. Generieren der 2×10000 Pseudo-Experimente
4. Berechnen der Teststatistiken $X_n(b)$ und $X_n(s+b)$
5. Bestimmen der Vertrauensgrenze CL
6. $CL \neq 0.95$: Variation von λ und weiter bei Schritt 2
   $CL = 0.95$: Ausgabe des Wertepaares (M_{LQ}, λ)

Dieser sehr aufwändige Ablauf wird durch ein Computerprogramm übernommen (entwickelt von Stefan Schmitt).

Es wurden Ausschlussgrenzen für alle vier Leptoquark-Typen, die einen Neutrino-Zerfallskanal haben, berechnet. Dies sind $S_{0,L}$, $S_{1,L}$, $V_{0,L}$ und $V_{1,L}$. Die Resultate sind in den Abbildungen 6.12 bis 6.15 dargestellt. Es sind jeweils zwei Ausschlussgrenzen eingezeichnet. Die erwartete Grenze (*expected limit*) beschreibt dabei die aufgrund der Luminosität und Polarisation des verwendeten Datensatzes theoretisch erwartete Sensitivität der Analyse. Die beobachtete Grenze (*observed limit*) entspricht den durch diese Analyse ermittelten tatsächlichen Werten. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Leptoquark-Analyse [H1 05b] in Abbildung 6.16 auf Seite 88 dargestellt.

Abbildung 6.12 auf Seite 84 zeigt die Ausschlussgrenze für den Leptoquark-Typ $S_{0,L}$. Der Verlauf der beobachteten Grenze entspricht sehr gut dem der erwarteten Grenze. Die Ausschlussgrenze nimmt zunächst sehr niedrige Werte von λ an. Zwischen 250 und 300 GeV steigt die Kurve dann an und geht bei $M_{LQ} > 300$ GeV in ein Plateau über.

Einen ähnlichen Verlauf zeigt die Ausschlussgrenze für den Leptoquark-Typ $S_{1,L}$ in Abbildung 6.13 auf Seite 85. Hier liegt aber die beobachtete Grenze für hohe Massenwerte deutlich unterhalb der erwarteten Grenze. Bei konstruktiver Interferenz zwischen Leptoquark-Signal und Standardmodell-Untergrund deutet dies auf ein Datendefizit hin. Dem könnte mit einer Lockerung des harten Q_h^2-Schnittes für die Leptoquark-Suche abhilfe geschaffen werden. Dies würde jedoch auch zu einer Verschlechterung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses führen. Die Resultate für die skalaren Leptoquarks entsprechen in etwa denen der Vorgängeranalyse (s. Abb. 6.16). Bei kleinen Massewerten konnte die Ausschlussgrenze eventuell noch ein wenig nach unten gedrückt werden.

Abbildung 6.14 auf Seite 86 zeigt die Ausschlussgrenze für den Leptoquark-Typ $V_{0,L}$. Beide Grenzen zeigen hier einen völlig anderen Verlauf als bei den skalaren Leptoquarks. Schon bei geringen Massen können sehr kleine Werte der Kopplungstärke nicht mehr ausgeschlossen werden. Die Kurve steigt schnell an und geht bei $M_{LQ} = 200$

GeV in ein Plateau über. Die beobachtete Grenze deckt sich gut mit der erwarteten. In Abbildung 6.15 auf Seite 87 ist die Ausschlussgrenze für den Leptoquark-Typ $V_{1,L}$ dargestellt. Aufgrund technischer Schwierigkeiten konnte die Ausschlussgrenze hier nur bis zu einem Massenwert von 200 GeV ermittelt werden. Die beobachteten und erwarteten Grenzen stimmen in diesem Bereich aber gut überein. Es lässt sich der gleiche Verlauf der Kurve wie bei Leptoquark-Typ $V_{0,L}$ erkennen. In den Resultaten aus [H1 05b] in Abbildung 6.16 ist jedoch kein solcher Unterschied bei den Ausschlussgrenzen zwischen skalaren und Vektor-Leptoquarks zu erkennen.

Die in dieser Analyse betrachteten skalaren Leptoquarks besitzen die Fermionenzahl $F = 2$, die Vektor-Leptoquarks $F = 0$. Bei der Produktion durch *Elektron*-Proton-Kollisionen koppeln Leptoquarks mit $F = 2$ an die Valenzquarks im Proton. Leptoquarks mit $F = 0$ koppeln jedoch an die Antiquarks, die im Proton eine geringere Dichte besitzen. Die vorliegende Analyse ist deshalb weniger sensitiv auf Leptoquarks mit $F = 0$, also $V_{0,L}$ und $V_{1,L}$. Sehr kleine Kopplungen können kaum ausgeschlossen werden, und die Verteilung der Ausschlussgrenzen steigt schon bei relativ niedrigen Massewerten zu höheren λ-Werten.

Bei der Produktion durch *Positron*-Proton-Kollisionen verhält es sich mit der F-Abhängigkeit der Leptoquark-Kopplungen an Valenz- und Antiquarks genau umgekehrt. Leptoquarks mit $F = 0$ ($F = 2$) koppeln an die Valenzquarks (Antiquarks). Analysen mit Positron-Streuungen sind daher weniger sensitiv auf Leptoquarks mit $F = 2$, dafür besonders sensitiv auf solche mit $F = 0$. Die Analyse [H1 05b] benutzte HERA-Daten mit beiden Lepton-Typen und konnte diesen Effekt kompensieren. Deshalb sind in den Ergebnissen von [H1 05b] auch keine Unterschiede zwischen den Ausschlussgrenzen für die Typen $S_{0,L}$ und $S_{1,L}$ einerseits und $V_{0,L}$ und $V_{1,L}$ andererseits zu erkennen.

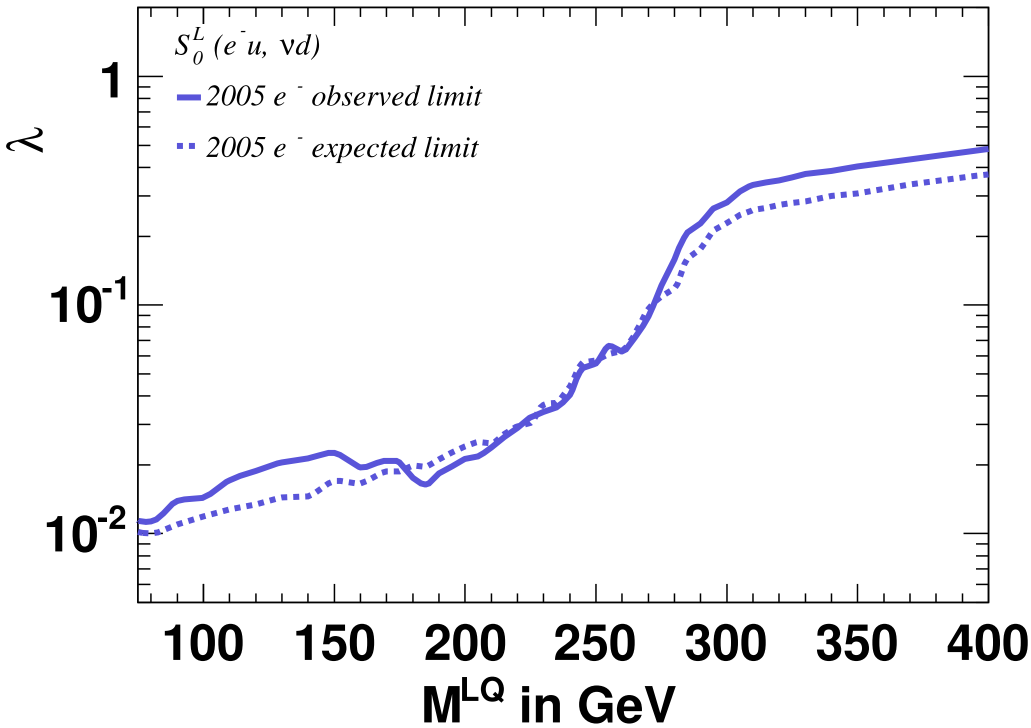

Abbildung 6.12: *Ausschlussgrenze auf die Kopplungsstärke λ in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse M_{LQ} für den Leptoquark-Typ $S_{0,L}$. Die Region oberhalb der Kurve kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden.*

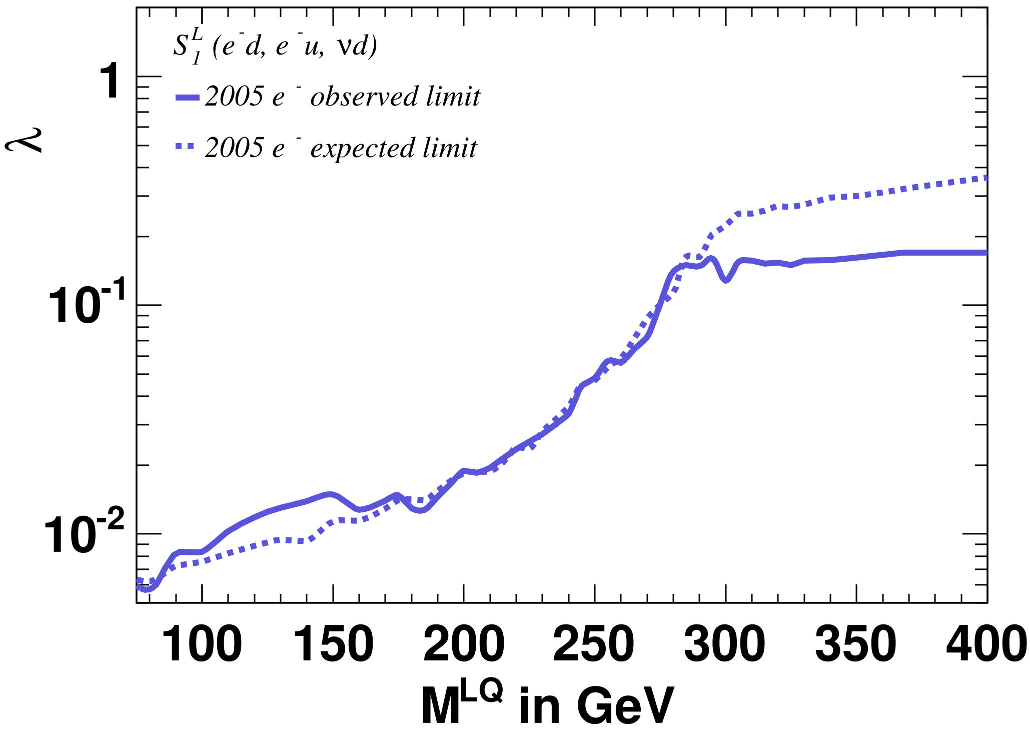

Abbildung 6.13: *Ausschlussgrenze auf die Kopplungsstärke λ in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse M_{LQ} für den Leptoquark-Typ $S_{1,L}$. Die Region oberhalb der Kurve kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden.*

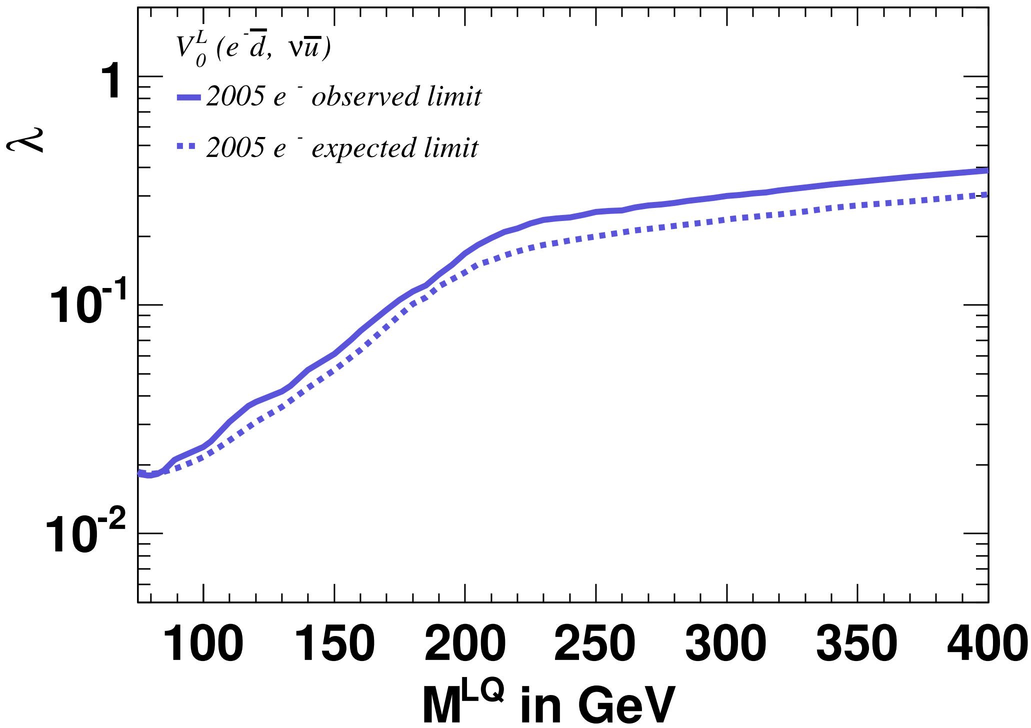

Abbildung 6.14: *Ausschlussgrenze auf die Kopplungsstärke λ in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse M_{LQ} für den Leptoquark-Typ $V_{0,L}$. Die Region oberhalb der Kurve kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden.*

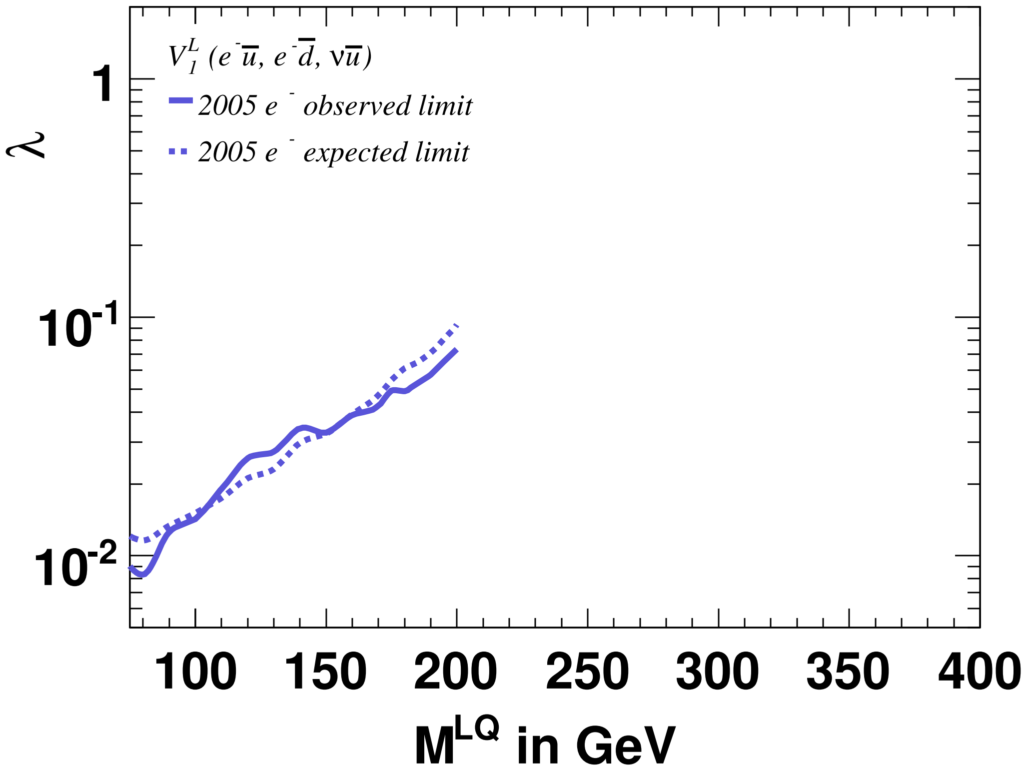

Abbildung 6.15: *Ausschlussgrenze auf die Kopplungsstärke λ in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse M_{LQ} für den Leptoquark-Typ $V_{1,L}$. Die Region oberhalb der Kurve kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% ausgeschlossen werden.*

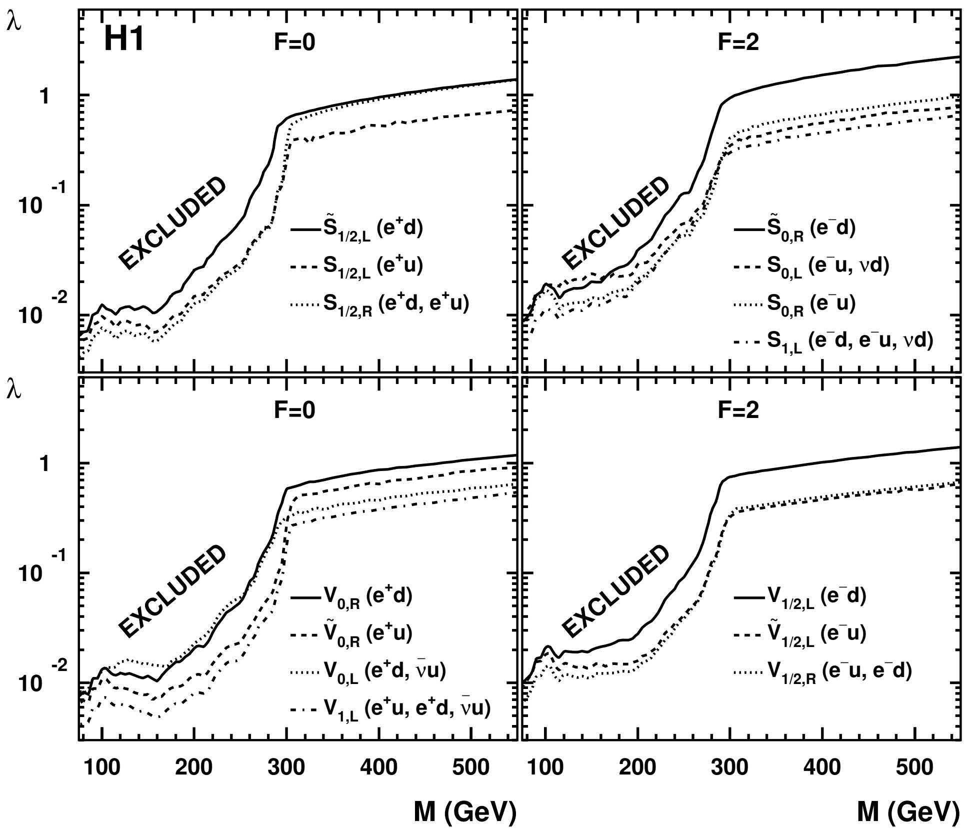

Abbildung 6.16: *Ausschlussgrenzen der Leptoquark-Analyse [H1 05b]*

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Selektion von Reaktionen des geladenen schwachen Stroms aus HERA-II-Daten beschrieben, die im Jahr 2005 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden. Sowohl der Datensatz der linkshändigen als auch der der rechtshändigen Elektronen stimmt in den relevanten Größen gut mit der Vorhersage des Standardmodells überein.

Dementsprechend konnte im zweiten Teil der Arbeit auch kein klares Leptoquark-Signal nachgewiesen werden. Mit Hilfe der Methode des Fractional Event Countings wurden daher Ausschlussgrenzen auf die Kopplungsstärke λ in Abhängigkeit von der Leptoquark-Masse M_{LQ} für die vier CC-artig zerfallenden Leptoquarks ($S_{1,L}$, $V_{1,L}$) berechnet werden.

Im Fall der CC-Selektion wäre es wünschenswert, die Reinheit des Datensatzes noch zu erhöhen. Speziell im P_T^{miss}-Bereich zwischen 25 und 35 GeV ist ein Datenüberschuss zu beobachten. Dies ist auf im Datensatz verbliebene Untergrundereignisse zurückzuführen. Es wäre aufschlussreich die Auswirkungen kleiner Variationen der Schnitte auf den selektierten Datensatz zu studieren. Speziell die besprochene P_T^{miss}-Region sollte gesondert analysiert werden, um die Ursache des Überschusses zu ermitteln.

Bei der Berechnung der Ausschlussgrenzen müsste noch die Massenregion $M_{LQ} > 200$ GeV für den Leptoquark-Typ $V_{1,L}$ untersucht werden. Es wäre wünschenswert, Monte Carlo-Simulationen zu erzeugen, die eine deutlich größere Statistik in der hohen Q^2-Region besitzen. Außerdem sollten bei der Berechnung der Ausschlussgrenzen in jedem Fall noch die systematischen Fehler berücksichtigt werden. Eine Lockerung des harten Q^2-Schnittes würde die Statistik des Datensatzes der Leptoquark-Suche erheblich vergrößern. Es sollte studiert werden, ob dieser Vorteil den Nachteil einer Verschlechterung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses nicht aufwiegen würde.

Sehr interessant wäre auch eine Leptoquark-Suche, die sich von BRW-Modell löst. In solchen "modellunabhängigen Ansätzen" besitzen die Leptoquarks neben Masse und Kopplungsstärke noch einen dritten freien Parameter: das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Elektronen β_e, bzw. Neutrinos β_ν. Es existieren bereits ältere Analysen zu diesem Thema, die mit den Daten von 2005 nachgeprüft werden sollten.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

Literaturverweise mit der Anmerkung `H1-IN-...` sind interne Mitteilungen, die nur den Mitgliedern der H1-Kollaboration zugänglich sind.

[Abe01] Tetsuo Abe. *GRAPE-Dilepton (Version 1.1): A generator for dilepton production in e p collisions.* Comput. Phys. Commun. **136** (2001) 126. `hep-ph/0012029`.

[Akt05] Adil Aktas. *Messung von polarisierten Wirkungsquerschnitten des geladenen Stroms bei HERA.* Dissertation, Universität Hamburg, 2005.

[Bar93] D. P. Barber et al. *The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA.* Nucl. Instrum. Meth. A **329** (1993) 79.

[Bec02] M. Beckmann et al. *The longitudinal polarimeter at HERA.* Nucl. Instrum. Meth. A **479** (2002) 334. `physics/0009047`.

[BK98] Christoph Berger, Patrick Kandel. *A new generator for wide angle bremsstrahlung* Prepared for Workshop on Monte Carlo Generators for HERA Physics (Plenary Starting Meeting), Hamburg, Germany, 27-30 Apr 1998.

[Boc04] P. Bock. *Computation of confidence levels for exclusion or discovery of a signal with the method of fractional event counting* `hep-ex/0405072`.

[BRW87] W. Buchmüller, R. Rückl, D. Wyler. *Leptoquarks in Lepton-Quark Collisions.* Phys. Lett. B **191**(4) (1987) 442. Erratum, *Phys. Lett. B*, 448:320, 1999.

[Bur00] Anna Lucy Burrage. *A Study of Radiative Charged Current Interactions in ep Collisions.* Dissertation, University of Liverpool, 2000.

[BVZ92] U. Baur, J. A. M. Vermaseren, D. Zeppenfeld. *Electroweak vector boson production in high-energy e p collisions.* Nucl. Phys. B **375** (1992) 3.

[CDK98] E. Chabert, C. Diaconu, S. Kermiche, I. Négri, C. Vallé. *QBGFMAR: An Updated Phan Package for Cosmic and Halo Muon Topological Rejection in High P_T Physics Analysis*, 1998. `H1-IN-556(11/1998)`.

[CSS94] K. Charchula, G. A. Schuler, H. Spiesberger. *Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6.* Comput. Phys. Commun. **81** (1994) 381.

[CTQ00] H. L. Lai et al. (CTEQ). *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions.* Eur. Phys. J. C **12** (2000) 375. `hep-ph/9903282`.

[DKST90] A. Djouadi, T. Kohler, M. Spira, J. Tutas. *(e b), (e t) Type Leptoquarks at e p Colliders.* Z. Phys. C **46** (1990) 679.

[H1 93] B. Andrieu et al. (H1 Calorimeter Group). *The H1 liquid argon calorimeter system.* Nucl. Instrum. Meth. A **336** (1993) 460.

[H1 97a] I. Abt et al. (H1). *The H1 detector at HERA.* Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 310.

[H1 97b] I. Abt et al. (H1). *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA.* Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 348.

[H1 97c] C. Adloff et al. (H1). *Observation of events at very high Q^2 in e p collisions at HERA.* Z. Phys. C **74** (1997) 191. `hep-ex/9702012`.

[H1 97d] R. D. Appuhn et al. (H1 SPACAL Group). *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter.* Nucl. Instrum. Meth. A **386** (1997) 397.

[H1 99] C. Adloff et al. (H1). *A search for leptoquark bosons and lepton flavor violation in e^+ p collisions at HERA.* Eur. Phys. J. C **11** (1999) 447. `hep-ex/9907002`.

[H1 01] C. Adloff et al. (H1). *A search for leptoquark bosons in e^- p collisions at HERA.* Phys. Lett. B **523** (2001) 234. `hep-ex/0107038`.

[H1 03] C. Adloff et al. (H1). *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA.* Eur. Phys. J. C **30** (2003) 1. `hep-ex/0304003`.

[H1 05a] A. Aktas et al. (H1). *First Measurement of Charged Current Cross Sections at HERA with Longitudinally Polarised Positrons* `hep-ex/0512060`.

[H1 05b] A. Aktas et al. (H1). *Search for leptoquark bosons in e p collisions at HERA.* Phys. Lett. B **629** (2005) 9. `hep-ex/0506044`.

[Hei99] Beate Heinemann. *Measurement of Charged Current and Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} \approx 300$ GeV.* Dissertation, Universität Hamburg, 1999.

[Ism05] Mudhahir Ismail. *A Search for the Lepton Flavour Violation Process $e \rightarrow \mu$ via Leptoquarks in $e^{\pm}p$ Scattering with the H1 Detector at HERA.* Dissertation, University of Manchester, 2005.

[Kei01] Florian Keil. *Dijet Production in Charged and Neutral Current e^+p Interactions at High Q^2 at HERA*. Dissertation, Universität Heidelberg, 2001.

[PPS05] Matti Peez, Benjamin Portheault, Emmanuel Sauvan. *An Energy Flow Algorithm for Hadronic Reconstuction in OO: Hadroo2*, 2005. `H1-IN-616(01/2005)`.

[PZ02] Benjamin Portheault, Zhiqing Zhang. *New Potential for Leptoquark Search with Polarized $e^\pm$ Beams*, 2002. `H1-IN-602(08/2002)`.

[Ros95] Konrad Rosenbauer. *Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen im H1-Experiment bei HERA*. Dissertation, RWTH Aachen, 1995.

[Sjo01] Torbjorn Sjostrand et al. *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*. Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238. `hep-ph/0010017`.

[Sch91] B. Schrempp. *Leptoquarks and leptogluons at HERA: Theoretical perspectives*. 1991. In *Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 2* 1034-1042. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 12988).

[Sch93] A. Schöning. *Photonabstrahlung in tiefinelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1*. Dissertation, Universität Hamburg, 1993.

[Sch95] Peter Schmüser. *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*. Springer, 1995.

[SS91] G. A. Schuler, H. Spiesberger. *DJANGO: The interface for the event generators HERACLES and LEPTO* In *Hamburg 1991, Proceedings, Physics at HERA, vol. 3* 1419-1432. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 12988).

[ST64] A. A. Sokolov, I. M. Ternov. *On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*. Sov. Phys. Dokl. **8** (1964) 1203.

[Vee02] Christian Veelken. *H1NonepBgFinder - Rejection of cosmic muon and beam-halo events in the H1OO framework*, 2002. `H1-IN-603(09/2002)`.

[Wer04] Nicole Werner. *Measurement of the Charged Current Cross Section in Positron-Proton-Collisions at HERA*. Dissertation, Universität Zürich, 2004.