

Olsson F11



\*X1997-00076\*

B

**Suche nach Leptoquarks und  
Squarks der R - Paritäts - verletzenden Supersymmetrie  
mit dem H1 - Detektor am Speicherring HERA**

*Search for leptoquarks and squarks of the  
R-parity violating supersymmetry with the H1  
detector at the storage ring HERA*

Dissertation an der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig - Maximilians - Universität München

von  
Eric Schuhmann  
aus München

15x

München  
22. Mai 1996

**Suche nach Leptoquarks und  
Squarks der R - Paritäts - verletzenden Supersymmetrie  
mit dem H1 - Detektor am Speicherring HERA**

Dissertation an der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig - Maximilians - Universität München

von  
Eric Schuhmann  
aus München

München  
22. Mai 1996

Erstgutachter: Priv. Doz. Dr. C. Kiesling  
Zweitgutachter: Prof. Dr. A. Staude  
Tag der mündlichen Prüfung: 21. November 1996



It was a wonderful world my father told me about.

You might wonder what he got out of it all. I went to MIT. I went to Princeton. I came home, and he said, "Now, you've got a science education. I have always wanted to know something that I have never understood; and so, my son, I want you to explain it to me." I said yes.

He said, "I understand that they say that light is emitted from an atom when it goes from one state to another, from an excited state to a state of lower energy."

I said, "That's right."

"And light is a kind of particle, a photon, I think they call it."

"Yes."

"So if the photon comes out of the atom when it goes from the excited to the lower state, the photon must have been in the atom in the excited state."

I said, "Well, no."

He said, "Well, how do you look at it so you can think of a particle photon coming out without having been in there in the excited state?"

I thought a few minutes, and said, "I'm sorry; I don't know. I can't explain it to you."

He was very disappointed after all these years and years of trying to teach me something, that it came out with such poor results.

R.P. Feynman, The Physics Teacher,  
vol 7, No 6, September 1969

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der HERA - Speicherring und das H1 - Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Der HERA - Speicherring . . . . .	3
2.2	Der H1 - Detektor . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung</b>	<b>22</b>
<b>4</b>	<b>Die tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen</b>	<b>26</b>
4.1	Die kinematischen Variablen . . . . .	26
4.2	Bestimmung der kinematischen Variablen mit dem H1 - Detektor . . . . .	28
4.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt und Proton - Strukturfunktionen . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Physik jenseits des Standardmodells</b>	<b>32</b>
5.1	Vereinigung der fundamentalen Wechselwirkungen . . . . .	32
5.2	Supersymmetrie . . . . .	36
5.3	Dynamische Symmetriebrechung und Technicolor . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen</b>	<b>42</b>
6.1	Phänomenologie . . . . .	42
6.2	Kinematik und Ereignis - Selektion . . . . .	51
6.3	Rekonstruktion der kinematischen Größen . . . . .	57
6.4	Selektionseffizienzen . . . . .	64
6.5	Signaleffizienzen für Leptoquarks und Leptogluonen . . . . .	65
6.6	Ergebnisse der Datenanalyse . . . . .	68
6.7	Bestimmung von Ausschließungsgrenzen . . . . .	80
<b>7</b>	<b>Squarks der R - Paritäts - verletzenden Supersymmetrie</b>	<b>90</b>
7.1	Phänomenologie . . . . .	90
7.2	Ereignis - Kinematik und Selektion für Kaskadenzerfälle . . . . .	97
7.3	Selektions - und Signaleffizienzen für Kaskadenzerfälle . . . . .	100
7.4	Ergebnisse der Datenanalyse . . . . .	103
7.5	Bestimmung von Ausschlußgrenzen für Squarks . . . . .	111
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>116</b>
	<b>Anhang</b>	<b>120</b>
<b>A</b>	<b>QCD - Modelle und Monte Carlo - Generatoren</b>	<b>120</b>
A.1	QCD - Modelle . . . . .	120
A.2	Monte Carlo - Generatoren . . . . .	122
	<b>Literatur</b>	<b>124</b>

# 1 Einleitung

Experimente zur tiefinelastischen Streuung von Leptonen an Nukleonen haben wesentlich zum heutigen Verständnis der Materie und der fundamentalen Wechselwirkungen beigetragen. Diese Tradition begann Ende der sechziger Jahre am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) [1, 2] und wurde durch Myon - Nukleon - und (Anti -) Neutrino - Nukleon - Streuexperimente fortgesetzt [3].

Die Interpretation dieser Messungen führte zur Entwicklung des Quark - Parton - Modells ('QPM') [1], in dem das Proton als ein Objekt betrachtet wird, welches aus freien, unabhängigen und punktförmigen Konstituenten (Partonen) zusammengesetzt ist. Die Leptonen werden dann an diesen Partonen gestreut, welche mit den Quarks und Gluonen identifiziert werden. Zur Beschreibung des Streuvorgangs dienen verschiedene kinematische Variablen, welche in Kapitel 4.1 erläutert werden. Insbesondere ist der Impulsanteil des am Streuprozess beteiligten Partons durch die Bjorkensche Skalenvariable  $x$  gegeben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische  $ep$  - Streuung (siehe Kapitel 4.3) kann in der niedrigsten Ordnung analog zum Formfaktor in der elastischen Streuung durch drei empirische Strukturformeln  $F_i(x, Q^2)$  beschrieben werden ( $Q^2$  ist das Quadrat des vom Lepton auf das Parton übertragenen Viererimpulses).

HERA (siehe Kap. 2) erschließt einen neuen kinematischen Bereich für diese Messungen. Gegenüber den früheren Experimenten ist die Schwerpunktsenergie und damit der erreichbare Impulsübertrag um mehr als eine Größenordnung erhöht: <sup>1</sup> Es sind Untersuchungen bei einem Bjorken -  $x$  von  $10^{-4}$  und darunter möglich. Maximale Impulsüberträge von  $10^4 \text{ GeV}^2$  und darüber können erreicht werden. Die Kinematik an einem HERA - Experiment wird eingehend in Kapitel 4 diskutiert.

Ein wichtiger Aspekt des physikalischen Programms bei HERA [4, 5] ist die Messung der Nukleon - Strukturformeln [6-8]. Durch die hohen Impulsüberträge werden Tests der Nukleonstruktur bis zu Skalen von  $10^{-18} \text{ cm}$  möglich. Diese Daten liefern wichtige Schlußfolgerungen für die Gültigkeit verschiedener Modelle der starken Wechselwirkung: Bei sehr kleinen Werten von Bjorken -  $x$  können die Parton - Konstituenten des Protons nicht mehr als freie, nicht - wechselwirkende Teilchen behandelt werden. Wenn nun aber, wie sich experimentell andeutet, die Strukturformel bei kleinen  $x$  zu steil ansteigt, was gleichbedeutend mit vermehrter Erzeugung von Quarks und Gluonen ist, würde der Wirkungsquerschnitt in den Bereich der Unitaritätsverletzung gelangen. Um dies zu vermeiden, müßten Abschirmungseffekte einsetzen, d.h. nichtlineare Wechselwirkungsterme zwischen den Quarks würden ein Abflachen der Gluon - Strukturformel bei kleinen  $x$  bewirken. Aus Messungen des hadronischen Endzustandes tiefinelastischer Ereignisse [9-12] gewinnt man daneben auch Aufschlüsse über Erzeugungsmechanismen der Endzustandsteilchen [13, 14].

Neben der Physik bei kleinen  $x$  ist der Bereich niedriger Impulsüberträge  $Q^2$  von großem Interesse. Vor allem Untersuchungen des Photons sind in dieser Region, in der Quanteneffekte wirksam werden, ein zentraler Aspekt: Vakuumpolarisationen bewirken eine

---

<sup>1</sup>Die HERA - Schwerpunktsenergie von rund 300 GeV würde in einem fixed - Target Experiment einer Strahlenergie von ca. 50 TeV entsprechen.

Aufspaltung des Photons in Quark - Antiquark - Paare oder in komplexere hadronische Objekte, welche ihrerseits in  $ep$  - Streuung mit den Konstituenten des Protons wechselwirken können. Einsichten in die hadronische Struktur des Photons gewinnt man somit durch Messung der Hadronerzeugung durch quasi - reelle Photonen (Photoproduktion) in  $\gamma p$  - Wechselwirkungen [15-20]. Die Erzeugung schwerer Quarks geschieht bei HERA ebenfalls über Prozesse dieser Art. Vor allem das Studium der Zerfälle von  $J/\Psi$  - Teilchen unterstützt die Ermittlung der Gluondichte im Proton [21].

Einen weiteren Schwerpunkt der Untersuchungen stellt die Messung elektroschwacher Parameter dar. Prozesse mit neutralen Strömen ('neutral current', NC) werden aufgrund der hohen Masse des  $Z^0$  - Bosons im Propagatorterm außer bei sehr hohen  $Q^2$  von  $\gamma$  - Austausch dominiert. CC - Reaktionen ('charged current', CC) dagegen erfolgen ausschließlich über  $W$  - Austausch. Da die HERA - Schwerpunktsenergie im Bereich der Fermi - Skala liegt, erwartet man eine deutliche Abweichung des Wirkungsquerschnitts für CC - Ereignisse gegenüber der Approximation einer unendlichen  $W$  - Masse, d.h. bei HERA manifestiert sich zum ersten Mal der  $W$  - Propagator im Wirkungsquerschnitt für Ereignisse des geladenen Stroms [22].

Das Standardmodell hat sich in der Beschreibung aller bisherigen experimentellen Resultate als sehr erfolgreich erwiesen, ist jedoch unvollständig. Deshalb besteht großes Interesse, nach Physik jenseits des Modells Ausschau zu halten [5]. Sowohl die Suche nach exotischen Teilchen, die aus direkter Erzeugung der Anfangszustände stammen, als auch nach Signalen neuer Physik bei weitaus höheren Energieskalen (Propagatoreffekte) ist möglich. Im letzteren Fall werden Abweichungen gegenüber den Erwartungen des Standardmodells erst bei entsprechender Präzision der Messungen signifikant beobachtbar, d.h. es wird insbesondere eine sehr große Datenmenge entsprechend einer hohen integrierten Luminosität benötigt. Das Studium der direkten Erzeugung neuer Teilchen bei HERA umfaßt die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen (aus den Anfangszuständen Elektron (oder Positron) und Quark bzw. Gluon), Squarks der Supersymmetrie, sowie angeregten Leptonen und Quarks [23-25].

Diese Arbeit widmet sich der Suche nach direkter Erzeugung von Leptoquarks, Leptogluonen und Squarks eines speziellen Modells der Supersymmetrie, in dem die Verletzung der R - Parität explizit zugelassen ist. Die analysierten Daten wurden mit dem H1 - Detektor in den Jahren 1993 und 1994 gewonnen.

Im nachfolgenden Kapitel wird die experimentelle Situation am HERA - Beschleuniger und am H1 - Experiment beleuchtet. Daran schließt sich eine Darstellung des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung an, Kapitel 4 verdeutlicht die Kinematik der tiefinelastischen  $ep$  - Streuprozesse, mit denen mögliche Resonanzzustände erzeugt werden könnten. Im fünften Kapitel wird eine Übersicht über verschiedene Modelle gegeben, die über das bisherige Standardmodell der Teilchenphysik hinausgehen, wobei Schwerpunkte auf diejenigen gelegt werden, welche für das Vorkommen der o.g. Teilchen relevant sind. Solche Teilchen konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet werden. Kapitel 6 und 7 stellen die Methoden zur Ereignis - Selektion, Analyse und Berechnung von Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks und Leptogluonen bzw. Squarks vor. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden im letzten Kapitel zusammengefaßt.



für die Beschleunigung und Speicherung von maximal 210 Teilchenbündeln konzipiert. Die Beschleunigung der Elektronen auf die Endenergie von 30 GeV<sup>2</sup> erfolgt mittels leistungsstarker, supraleitender Hochfrequenz - Kavitäten, die mit 500 MHz betrieben werden. Darüber hinaus müssen diese die Energieverluste der Elektronen (6.5 MW bei der Designstromstärke von 58 mA) durch Synchrotronstrahlung ausgleichen. Die erreichbare Teilchenenergie wird somit durch die Leistung der HF - Sender begrenzt. Die zur Strahlführung erforderlichen Magnetfelder (0.165 T) werden beim Elektronenbeschleuniger von konventionellen Dipol - und Quadrupolmagneten geliefert.

Die Erzeugung des Protonenstrahls beginnt mit der Vorbeschleunigung von  $H^-$  - Ionen in einem LINAC auf 50 MeV. Deren Elektronen werden beim anschließenden Einschub in das Synchrotron DESY III an einer Stripperfolie abgestreift. Nach der Beschleunigung auf 7.5 GeV gelangen die Protonen ebenfalls nach PETRA II, wo sie ihre Injektionsenergie von 40 GeV erhalten und wie die Elektronen zu maximal 70 Teilchenpaketen akkumuliert werden. Im HERA - Protonenring werden sie schließlich auf ihre Endenergie von 820 GeV gebracht. Die Strahlführung in HERA wird mit insgesamt 1819 supraleitenden Magneten bei einer Feldstärke von 4.65 T vorgenommen.

Ein HERA - Injektionszyklus beginnt mit der Speicherung des Protonenstrahls, gefolgt von der des Elektronenstrahls. Sind beide auf ihre nominellen Energien beschleunigt, werden sie in den beiden Wechselwirkungszonen von H1 und ZEUS mit einer Rate von 10.4 MHz zur Kollision gebracht. Die wichtigsten Design - Parameter der HERA - Speicherringe sind in nachfolgender Tabelle 1 zusammengefaßt [4]:

	p - Ring	e - Ring
Einschußenergie	40 GeV	14 GeV
Nominelle Energie	820 GeV	30 GeV
Schwerpunktsenergie	314 GeV	
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Umfang	6336 m	
Magnetfeld	4.68 T	0.165 T
RF - Frequenz	52.03 / 208.1 MHz	500 MHz
Teilchenzahl	$2.1 \cdot 10^{13}$	$0.8 \cdot 10^{13}$
Zahl der Teilchenpakete	210	
Länge der Pakete	440 mm	30 mm
Zeit zwischen Kollisionen	96 ns	
Strahlungsverlust pro Umlauf	$6.2 \cdot 10^{-6}$ MeV	127 MeV

Tabelle 1: HERA Design - Parameter

<sup>2</sup>In den Jahren 1993 und 1994 betrug die Energie der Elektronen 26.7 bzw. 27.5 GeV.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden in den Jahren 1993 und 1994 mit dem H1 - Detektor gewonnen. Figur 2 und Tabelle 2 [26] zeigen die von HERA produzierte und von H1 aufgezeichnete integrierte Luminosität:

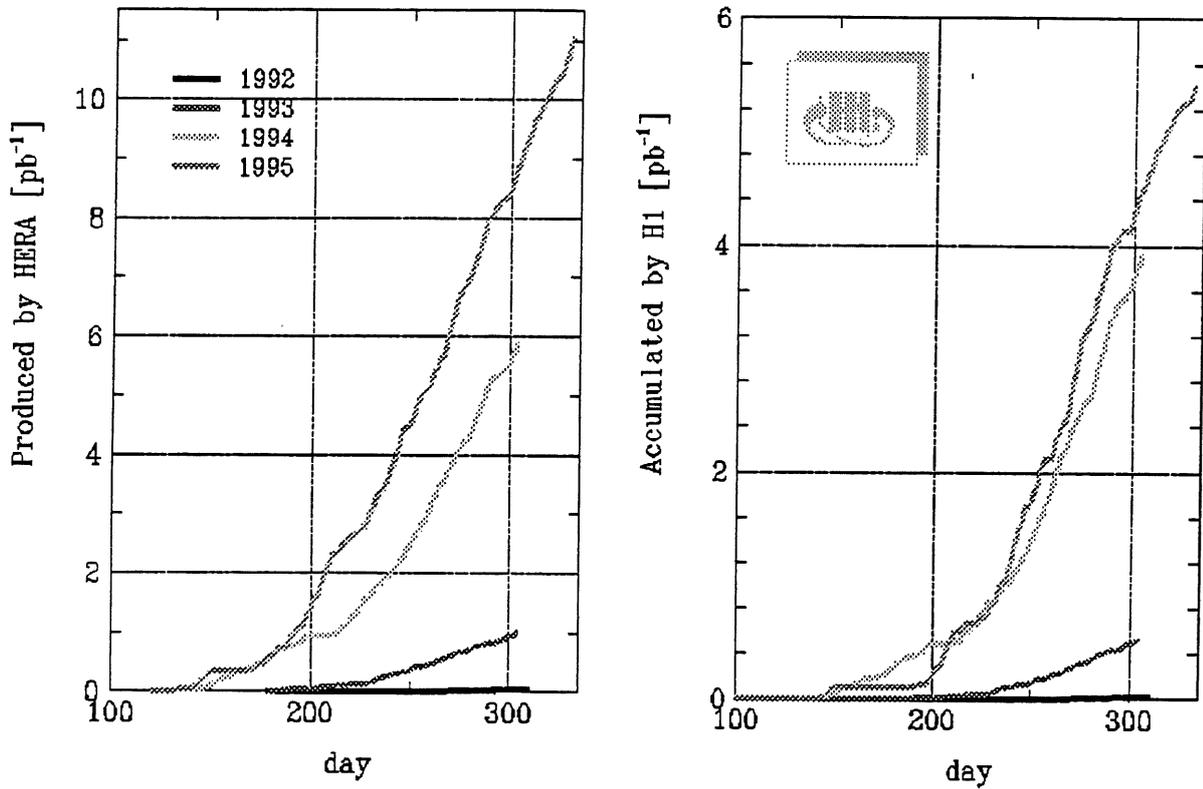


Abbildung 2: Integrierte Luminositäten der Jahre 1992 - 1995. Links sind die von HERA produzierten Luminositäten abgebildet, rechts die von H1 als verwertbar aufgezeichneten Luminositäten ('H1 Physik' in Tabelle 2).

In nachstehender Tabelle sind für 1993 und 1994 zusätzlich die Werte der 'HERA optimierten' Luminositäten eingetragen. Diese ergeben sich nach der Strahloptimierungsphase in der H1 - Wechselwirkungszone, d.h. nach Verbesserung der Strahluntergrund - Situation.

Parameter		1993	1994	
			$e^-p$	$e^+p$
$\mathcal{L}$ (HERA produziert)	$[nb^{-1}]$	999	938	4977
$\mathcal{L}$ (HERA optimiert)	$[nb^{-1}]$	880	846	4665
$\mathcal{L}$ (H1 Physik)	$[nb^{-1}]$	528	494	3424
HERA - Effizienz	$[\%]$	88	90	94
H1 - Effizienz	$[\%]$	60	58	73
Mittlere spez. Lumi	$[10^{30}cm^{-2}s^{-1}]$	0.27	0.62	1.29
Maximale spez. Lumi	$[10^{30}cm^{-2}s^{-1}]$	1.3	2.6	4.3
mittl. p - Strom	$[mA]$	10.8	28.6	41.0
mittl. e - Strom	$[mA]$	7.7	10.5	17.0
Anzahl der Teilchenpakete		84	153	153

Tabelle 2: HERA - und H1 - Betrieb

Im Jahre 1994 wurde HERA zunächst mit Elektronen, anschließend mit Positronen betrieben. Die Umstellung erfolgte wegen der wesentlich längeren Lebensdauer des Positronstrahls gegenüber dem Elektronstrahl aufgrund technischer Umstände der Vakuumherzeugung.

## 2.2 Der H1 - Detektor

Im folgenden wird zunächst das Konzept des H1 - Detektors vorgestellt, anschließend werden in weiteren Abschnitten vor allem diejenigen Elemente genauer beschrieben, die in der durchgeführten Analyse besondere Verwendung fanden.

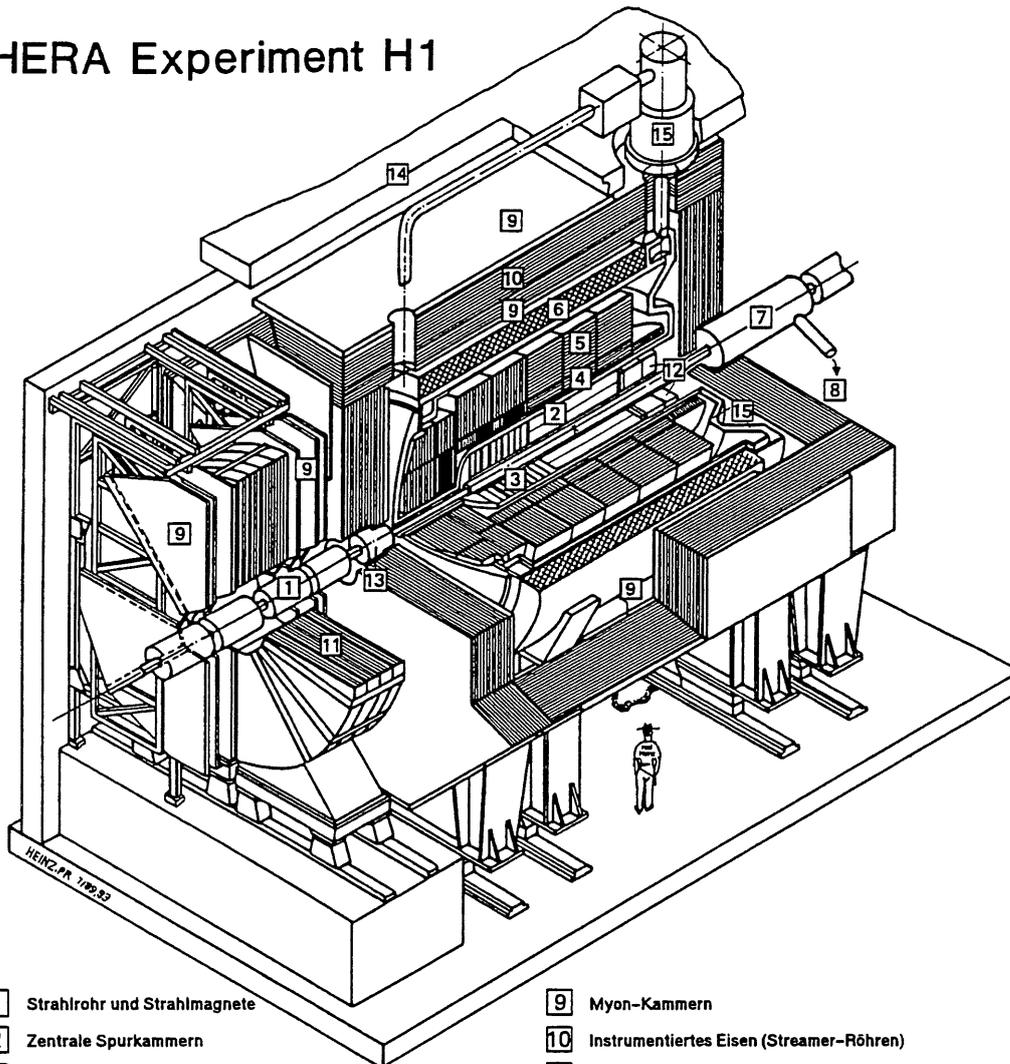
### 2.2.1 Detektor - Design

Der H1 - Detektor [27] besteht aus mehreren unabhängigen Komponenten, deren Zusammenspiel einen möglichst vollständigen Nachweis der zu untersuchenden physikalischen Reaktionen ermöglicht (siehe Abb. 3). Aufgrund der sehr verschiedenen Strahlenergien erhält das Schwerpunktssystem einen starken Lorentz - Boost in Protonrichtung<sup>3</sup> gegenüber dem Laborsystem. Diesem Sachverhalt wird durch eine entsprechende asymmetrische Konstruktion des Detektors Rechnung getragen: In Vorwärtsrichtung ist die Granularität der Nachweis - und Auslesekomponenten höher als in rückwärtigen Bereichen. Dagegen besteht eine hohe Symmetrie im Azimutwinkel  $\phi$ . Besondere Anforderungen werden vor allem an das Trigger - und Auslesesystem gestellt, da einerseits die Zeit zwischen einzelnen  $ep$  - Wechselwirkungen sehr kurz ist, andererseits die Rate von (Proton -) Strahl - Gas Wechselwirkungen höher liegt (Die Zeit zwischen dem Aufeinandertreffen zweier Teilchenpakete ('bunch crossing', BC) beträgt bei HERA 96 ns. Eine

<sup>3</sup>Im folgenden wird die Richtung des einfallenden Protonstrahls als 'Vorwärts' - Richtung bezeichnet. Die Ortskoordinate  $z$  längs der Strahlachse wird ebenfalls in dieser Richtung gemessen ( $z > 0$ ), ebenso der Polarwinkel  $\theta$  ( $\theta = 0$  entspricht der Vorwärtsrichtung).

Strahl - Gas Wechselwirkung in der Wechselwirkungszone des Detektors findet etwa alle  $10^4$  BC ( $\sim 10^{-3}$  sec) statt, eine  $ep$  - Reaktion dagegen nur alle  $10^5$  BC ( $\sim 10^{-2}$  sec)).

## HERA Experiment H1



- |   |  |    |  |
|---|--|----|--|
| 1 | Strahlrohr und Strahlmagnete                       | 9  | Myon-Kammern                             |
| 2 | Zentrale Spurkammern                               | 10 | Instrumentiertes Eisen (Streamer-Röhren) |
| 3 | Vorwärtspurkammern und Übergangsstrahlungsmodulare | 11 | Myon-Toroid-Magnet                       |
| 4 | Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)             | 12 | warmes elektromagnetisches Kalorimeter   |
| 5 | Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)               | 13 | Vorwärts-Kalorimeter                     |
| 6 | Supraleitende Spule (1.2T)                         | 14 | Betonabschirmung                         |
| 7 | Kompensationsmagnet                                | 15 | Flüssig-Argon-Kryostat                   |
| 8 | Helium-Kälteanlage                                 |    |  |

Abbildung 3: Der H1 - Detektor

Die Wechselwirkungszone wird von zentralen Spurkammerdetektoren umgeben, welche in Vorwärtsrichtung durch ein eigenständiges Vorwärts - Spurkammersystem ergänzt werden. Sie bestehen jeweils aus verschiedenen Lagen von Driftkammern und Proportionalkammern. Sie gewährleisten eine hohe Präzision der Spurfindung und -rekonstruktion. An den zentralen Spurdetektor bzw. die Vorwärtspurkammern schließt sich das Flüssig Argon ('liquid argon', LAr) Kalorimeter an. Das gesamte Kalorimeter ist in einem einzi-

gen vakuumisolierten Kryostaten untergebracht. Es handelt sich um ein nicht - kompensierendes Sampling - Kalorimeter, dessen Auslesezellen sich in den LAr - Lücken ('gaps') zwischen den Absorberplatten befinden. Es besitzt einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil mit Absorberplatten aus Blei bzw. Edelstahl. LAr als aktives Medium bietet Vorteile bzgl. Stabilität der Auslese, Homogenität des Ansprechverhaltens und Einfachheit der Kalibration. Diese Technologie ermöglicht zudem eine feine Granularität der Kalometerauslese, wodurch mittels Messung der Schauerformen eine einfache Identifizierung von Elektronen und ein hohes Vermögen zur Trennung von Elektronen und Pionen erreicht werden. Zur Messung des gesamten Energieflusses, bzw. zur Bestimmung 'fehlender' Energie in Ereignissen, die Neutrinos im Endzustand enthalten, ist eine möglichst vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels erforderlich. Die extreme Vorwärtsrichtung wird daher durch ein kompaktes Vorwärtskalorimeter ('Plug') abgedeckt. Es handelt sich dabei um ein Kupfer - Silizium Sandwich - Kalorimeter, das hadronische Energie bei sehr kleinen Polarwinkeln nachweist. Im rückwärtigen Bereich des H1 - Detektors befindet sich ein Blei - Szintillator elektromagnetisches Kalorimeter mit Photodioden - Auslese ('backward electromagnetic calorimeter', BEMC). Es dient insbesondere zur Identifizierung und Messung gestreuter Elektronen. Vor dem BEMC ist eine Proportionalkammer angebracht ('backward proportional chamber', BPC), die zusammen mit der Vertexinformation des zentralen Spurdetektors eine Winkelmessung gestreuter Elektronen erlaubt. Elektronen, die unter sehr kleinen Winkeln gestreut werden, verlassen den Detektor, ohne nachgewiesen zu werden. Deshalb befindet sich in einem Abstand  $z = -33 \text{ m}$  der sogenannte 'Elektron - Tagger' (ET) (in Abb. 3 nicht dargestellt). Zusammen mit dem sogenannten 'Photon Detector' (PD) (in Abb. 3 nicht dargestellt) dient er auch zur Bestimmung der Luminosität durch Messung des Bremsstrahlungs - Prozesses  $ep \rightarrow e\gamma$ .

Das LAr Kalorimeter wird von einer großen supraleitenden Spule umgeben (Durchmesser  $6 \text{ m}$ , Länge  $5.75 \text{ m}$ ), die ein homogenes Magnetfeld von  $1.15 \text{ T}$  liefert. Das Feld dient zur Bestimmung von Impulsen geladener Teilchen aus der Spurkrümmung im zentralen Spurdetektor. Die Wahl einer großen Spule, die das gesamte LAr Kalorimeter umgibt, hat den Vorteil, daß dadurch der Anteil des 'toten' Materials vor dem Kalorimeter minimiert wird, was vor allem für die Elektronmessung wichtig ist.

Den Abschluß des Detektors nach außen bildet das laminierte Eisen - Rückflußjoch. Es enthält zwischen den Eisenplatten Streamertube - Kammern, die einerseits zur Identifizierung von Myon - Spuren dienen, welche das LAr Kalorimeter durchdringen können, andererseits zur Messung der Energie hadronischer Teilchen und Jets, die nicht vollständig im Kalorimeter absorbiert werden (sogen. 'Tail catcher').

Myonspuren in Vorwärtsrichtung werden mit einem Toroidmagneten, zusammen mit Driftkammern, im Vorwärts - Myon - Detektor nachgewiesen.

Hinter dem BEMC sind die beiden Szintillatorebenen des Flugzeitsystems ('time - of - flight system', TOF) angebracht, die, vor allem zu Triggerzwecken, Untergrundereignisse erkennen, welche durch Strahl - Gas Wechselwirkungen des Protonstrahls vor Erreichen des H1 - Detektors entstehen.

### 2.2.2 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1 - Experiments kann auf Spuren geladener Teilchen triggen, sie rekonstruieren und eine Teilchenidentifizierung über  $\left(\frac{dE}{dx}\right)$  - Messung vornehmen. Die Impuls - und Winkelauflösungen isolierter Spuren betragen [27]  $\left(\frac{\sigma_p}{p}\right) \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$  bzw.  $\sigma_\theta \approx 1 \text{ mrad}$ .

Entsprechend der Asymmetrie der Ereignis - Topologie wurde der Innendetektor in ein zentrales ('central tracking detector', CTD) und ein Vorwärts - Spurkammersystem ('forward tracking detector', FTD) unterteilt (siehe Abb. 4):

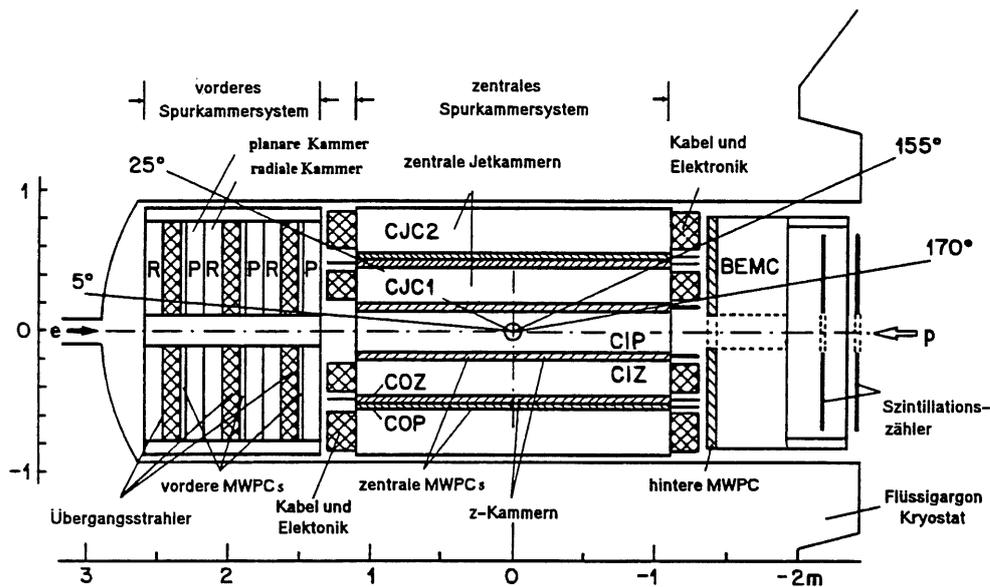


Abbildung 4: Das H1 - Spurkammersystem

Die Spurfundung und -rekonstruktion im Zentralbereich erfolgt in den beiden großen konzentrischen Driftkammern CJC1 und CJC2 ('central jet chamber', CJC) [28], die dem Konzept der Jetkammer des JADE - Experiments folgen [29]. Die Signal - und Felddrähte sind parallel zur Strahlachse gespannt. Letztere dienen zur Erzeugung bzw. Formung des Driftfeldes. Die Driftzellen sind gegenüber der radialen Richtung um etwa  $30^\circ$  gedreht (siehe Abbildung 5). Dadurch ist gewährleistet, daß die Ionisations - Elektronen im starken Magnetfeld der Spule möglichst senkrecht zu den steifen Spuren hochenergetischer Teilchen driften und somit eine optimierte Ortsauflösung gegeben ist. Die Ortsauflösung der Kammern in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ( $r\phi$  - Ebene) beträgt  $170 \mu\text{m}$ . Die  $z$  - Koordinate wird durch Vergleich der Auslesesignale an beiden Drahtenden (Ladungsteilung) zu 1 % der Drahtlänge genau bestimmt. Die Jetkammern dienen primär zur Messung des transversalen Impulses der Teilchenspuren im Magnetfeld und zur  $\left(\frac{dE}{dx}\right)$  - Messung, d.h. zur Teilchenidentifizierung. Detaillierte Beschreibungen zur Spurrekonstruktion findet man z.B. in [27, 30]

Innerhalb der CJC1 und zwischen CJC1 und CJC2 sind jeweils dünne Driftkammern an-

gebracht ('central inner z -', CIZ und 'central outer z - chamber', COZ), deren Drähte senkrecht zur  $z$  - Achse verlaufen. Die Driftrichtung ist parallel zur Strahlachse. Sie dienen zur genauen Messung der  $z$  - Koordinate der Spuren. So beträgt ihre Auflösung in  $z$   $300 \mu\text{m}$ , in  $r\phi$   $1 - 2 \%$  des gesamten Winkels  $2\pi$ . Die Verknüpfung von Spurelementen aus CJC1, CJC2 und den  $z$  - Kammern liefert die endgültigen Informationen der Teilchenspuren bzgl. Ortskoordinaten und longitudinalen sowie transversalen Impulskomponenten [31].

Zu Triggerzwecken sind zusätzlich Vieldraht - Proportionalkammern ('multi wire proportional chambers', MWPCs) sowohl im zentralen, als auch im Vorwärtsbereich angebracht ('central inner proportional chamber', CIP und 'central outer proportional chamber', COP) [32]. Mit ihnen wird die 'bunch crossing' - Zeit des registrierten Ereignisses bestimmt und auf Spuren getriggert, die geometrisch dem Ereignisvertex zugeordnet werden können.

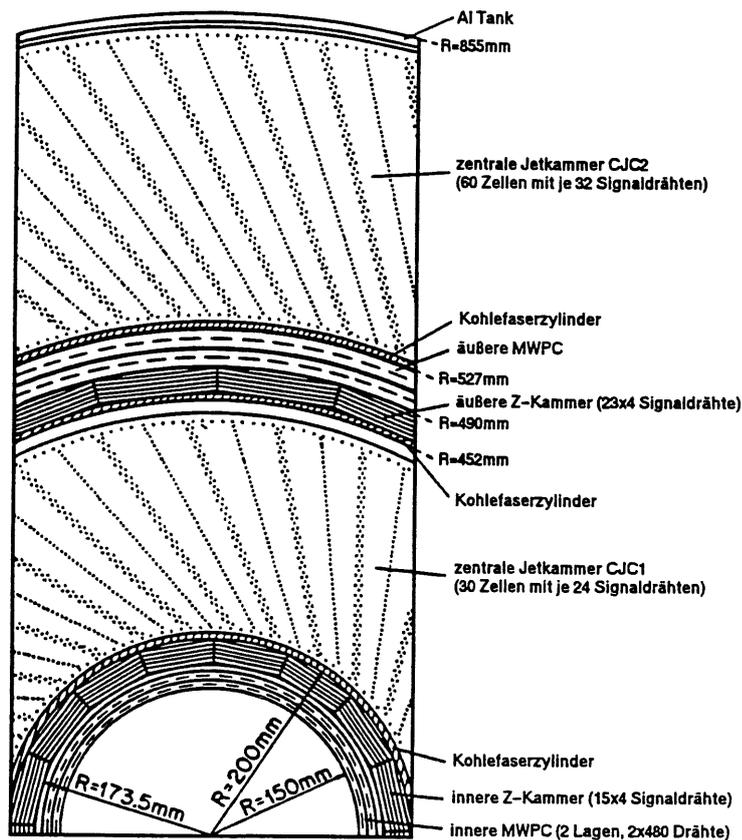


Abbildung 5: Radialer Ausschnitt des zentralen Spurdetektors

Der Vorwärtsspurdetektor FTD besteht aus drei nahezu identischen 'Supermodulen', von denen jedes drei verschiedene planare Driftkammern mit unterschiedlichen Orientierungen der Drähte zur  $\theta$  - Messung, einen Übergangsstrahlungsdetektor, sowie eine radiale Driftkammer zur  $r\phi$  - Bestimmung besitzt. Seine Aufgaben sind eine genaue Messung geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung (Impulsauflösung  $\left(\frac{\sigma_p}{p}\right) < 0.003$ , Winkelauflösung  $\sigma_{\theta,\phi} < 1$  mrad), Spurinformaton über einzelne Teilchen innerhalb von Hadronenjets, Elektron-

identifizierung mittels Messung der Übergangsstrahlung, sowie die Möglichkeit zu einer schnellen Triggerentscheidung mit Hilfe von Vieldraht - Proportionalkammern [27, 33, 34]. Tabelle 3 gibt eine Zusammenfassung über die wichtigsten Parameter der Spurkammern des H1 - Experiments:

Spule: Radius, Feld	3 m	$B = 1.15 T, \Delta B / B \leq 2 \%$
<b>Zentrale Spurkammern</b>		
Polarwinkel -, radialer Bereich	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850 \text{ mm}$
Jetkammer: Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$	$\sigma_z = 22.0 \text{ mm}$
z - Kammern: Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 25 \text{ bzw. } 28 \text{ mm}$	$\sigma_z \approx 350 \mu\text{m}$
Impuls -, dE / dx - Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0.003 \text{ GeV}^{-1}$	$\sigma(dE)/dE = 10\%$
<b>Vorwärts - Spurkammern</b>		
Polarwinkel -, radialer Bereich	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800 \text{ mm}$
Ortsauflösung	$\sigma_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$	$\sigma_{x,y} = 210 \mu\text{m}$
<b>Trigger - Prop. Kammern</b>		
Winkelbereich	$7^\circ < \theta < 175^\circ$	

Tabelle 3: *Spurkammer - Parameter*

### 2.2.3 Kalorimeter

Zur Identifizierung und Energiemessung von Elektronen, Myonen, durchdringenden neutralen Teilchen und Jets mit hohen Teilchendichten wurden verschiedene Kalorimeter in den H1 - Detektor integriert. Die Hauptaufgabe fällt dem LAr Kalorimeter zu, das den Polarwinkelbereich  $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$  abdeckt. Den vorderen Abschluß zum Strahlrohr bildet das PLUG - Kalorimeter ( $\theta \leq 4^\circ$ ). Das BEMC schließt den Detektor nach hinten ab ( $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$ ). Der 'Tail catcher' des instrumentierten Eisenjochs mißt im gesamten Raumwinkel hadronische Teilchen und Energie, welche nicht vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wurden.

#### Das LAr Kalorimeter

Das Kalorimeter ist entlang der Strahlachse aus acht Rädern ('wheels') aufgebaut, die jeweils azimuthal in acht Oktanten ('Stacks') unterteilt sind [27, 35] (siehe Abb. 6). Es ist weiterhin in einen elektromagnetischen (EMC) und einen hadronischen (HAC) Sektor unterteilt. Die Stacks sind so angeordnet, daß von der Wechselwirkungszone kommende Teilchen die Absorberplatten nirgends unter einem Winkel kleiner als  $45^\circ$  treffen, d.h. in den vorderen Rädern (IF und FB) stehen die Platten senkrecht zur Strahlrichtung, in den restlichen parallel dazu. Dadurch wird ein zur Energiemessung ausreichendes Sampling-verhältnis gewährleistet. Das Absorbermedium der hadronischen Stacks besteht aus 16

mm starken Edelstahlplatten, zwischen denen sich die 2.4 mm dicken Lücken ('gaps') des aktiven Materials (LAr) mit den elektronischen Auslesezellen befinden. Diese bestehen jeweils aus einer G10 - Platine (Epoxy - Fiberglas), die auf beiden Seiten in einzelne Segmente ('Pads') unterteilt ist [36]. Auf diesen wird die im LAr deponierte Ionisationsladung aufgesammelt. Die Innenseite der Absorberplatten ist mit einer hochohmigen Beschichtung versehen, die als auskoppelnde Kapazität wirkt. Die Auslesezellen in den hadronischen Lücken sind also als Doppelgaps realisiert. In den elektromagnetischen Stacks wechseln 2.4 mm Bleiplatten (Absorber) und 2.35 mm LAr (aktives Medium) ab. Hier ist immer auf einer Seite des Gaps die Ausleseebene (G10) - ebenfalls in Pads unterteilt - und auf der anderen die (hochohmige) Hochspannungsebene. Die angelegte Hochspannung beträgt im gesamten Kalorimeter 1.5 kV, entsprechend einem Feld von 650 V/mm [35]. Zur Minimierung 'toter' Bereiche bei der Energiemessung zeigen die Spalte zwischen den Oktanten eines Rades ( $\phi$  - cracks') im hadronischen Teil nicht direkt zur Strahlachse.

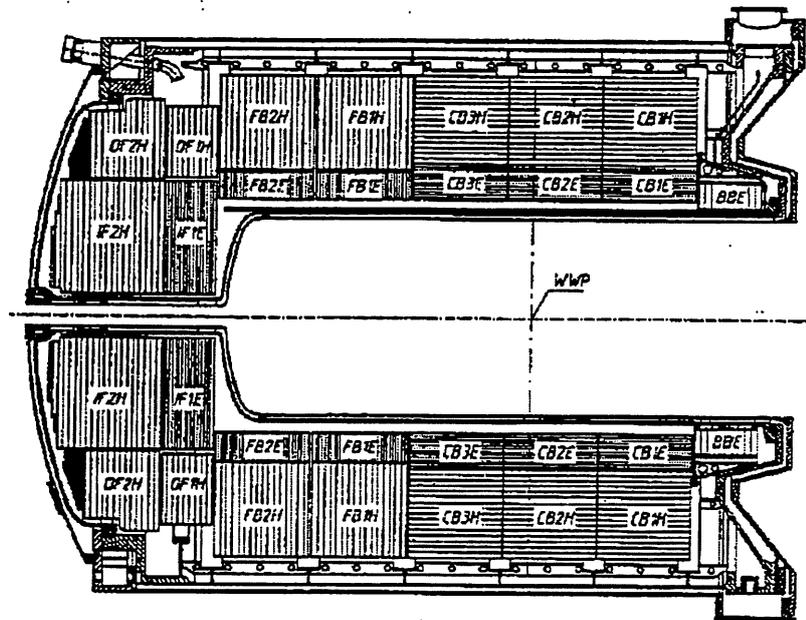


Abbildung 6: Seitenansicht des H1 - Kalorimeters

Zur genauen Winkelbestimmung und Elektron - Pion - Trennung, d.h. Unterscheidung elektromagnetischer und hadronischer Schauer, muß die Granularität der Auslesestruktur den jeweiligen Schauerstrukturen angepaßt werden, d.h. man benötigt eine feine transversale und longitudinale Segmentierung im EMC: Die laterale Breite der Ausleseeinheiten muß im Bereich des Moliere - Radius liegen. Im hadronischen Teil sind die Auslesepads etwa vier mal größer als im elektromagnetischen, wo die Schauer kompakter sind. Die Auslese erfolgt über Türme aus Zellen mehrerer Lagen, die eine projektive Geometrie bzgl. des Azimuthwinkels  $\phi$  besitzen [36]. Die Tiefe des elektromagnetischen Kalorimeters beträgt, je nach Polarwinkel, 20 - 30 Strahlungslängen  $X_0$ , die des hadronischen 4.5 - 8 Absorptionslängen  $\lambda_{abs}$ . Trotzdem werden nicht alle hadronischen Schauer vollständig

im LAr Kalorimeter absorbiert. Die restliche Energie wird mit grober Auflösung im 'Tail catcher' des instrumentierten Eisens gemessen. Das gesamte Kalorimeter ist nicht - kompensierend, d.h. elektromagnetische und hadronische Komponenten hadronischer Schauer erzeugen bei gleicher Schauerenergie verschieden hohe Signale. Dieser Umstand wird durch nachträgliche Software - Wichtungsmethoden [39] korrigiert. Dabei macht man sich die Unterschiede in der geometrischen Struktur der elektromagnetischen und hadronischen Schauerkomponenten zunutze.

Die zeitliche Stabilität gemessener Signale, bzw. des Verhältnisses aus deponierter Energie und registrierter Ionisationsladung, muß zu mindestens 1% gewährleistet sein. Zu diesem Zweck wird die Reinheit des LAr mittels Ionisationskammern überwacht, die radioaktive Quellen ( $^{207}\text{Bi}$ ) enthalten, welche eine bekannte Menge an Ionisationsladung erzeugen.

Die Elektronik [37] des LAr Kalorimeters steht vor der Aufgabe, große Energiedepositionen (d.h. Signale) in kurzen Zeitabständen (1 BC = 96 ns) bei gleichzeitig langen Ladungssammlungszeiten<sup>4</sup> zu verarbeiten, wobei große Detektorkapazitäten zu elektronischem Rauschen führen. Weiterhin muß die Signalinformation so lange gespeichert werden ( $\approx 2.9\mu\text{s}$ ), bis ggf. ein positives Triggersignal vorliegt, welches die vollständige Kalorimeterauslese einleitet (siehe unten). Insgesamt stehen rund 65000 elektronische Kanäle für die Auslese der 45000 geometrischen Kanäle zur Verfügung. Darin enthalten sind neben den einfachen Auslesekanälen auch solche, für die zwei verschiedene Verstärkungsfaktoren ('gains') verwendet werden können, um in bestimmten Regionen den dynamischen Bereich der 12 - Bit ADCs auf 14 Bit erhöhen zu können. Darüber hinaus stehen Kalibrations-signale zur Verfügung, die über Pulsgeneratoren gesteuert werden.

Die Kalorimetersignale werden auf Analogkarten (ANCAs) gesammelt. Diese enthalten Vorverstärker, Pulsformer und eine 'Sample - and - hold' - Einheit. Die ANCAs sind jeweils in Achtergruppen in sogen. Analogboxen (ANBXs) zusammengefaßt [35]. Diese enthalten ein sogen. 'Translatorboard', in dem Multiplexing stattfindet. In den ANCAs werden gewisse Summationen durchgeführt, die dem Kalorimetertrigger bereitgestellt werden. Im nächsten Glied, der 'Analog receiving unit' (ANRU) werden die Signale einer 'baseline subtraction' unterzogen. Das nachfolgende ADC board wird von einem 'Digital signal processor' (DSP) kontrolliert, der einfache Grundoperationen ausführt, wie z.B. Nullunterdrückung.

Das elektronische Kalibrationssystem wird in [40] beschrieben: Genau bekannte Ladungsmengen werden auf die Auslesepads gebracht und die ADC - Signale präzise gemessen. Auf diese Weise werden auch zeitliche Veränderungen in der Kalibration festgestellt und korrigiert. Ergebnisse hierzu findet man z.B. in [41].

Bei der Energiekalibration des Flüssig - Argon - Kalorimeters werden die in den Zellen gemessenen Ladungen in deponierte Energien übertragen. Hierzu wurden u.a. Teststrahl - Daten mit Elektronen und Pionen verwendet, die am CERN SPS gewonnen wurden [42-44]. Korrekturen, die die unterschiedlichen experimentellen Bedingungen im Test bzw. am H1 - Detektor betreffen, wurden mittels detaillierter Monte - Carlo - Untersuchungen bestimmt. Für jedes Kalorimeterrad ergeben sich Kalibrationskonstanten  $c$  zur

---

<sup>4</sup>Das Ladungssignal wird von Ionisationselektronen gebildet, die mit einer Driftzeit von etwa 200 ns/mm zu den Anodenpads driften.

Transformation der gemessenen Ladungen  $Q$  in deponierte Energien  $E$  gemäß:

$$E_{rec}^{exp} = c_{em/had}^{exp} \cdot \sum_i^{em/had} Q_i \quad (1)$$

Die Prozedur wird für elektromagnetische und hadronische Kalorimetermodule getrennt vorgenommen. Im Mittel betragen die Werte für elektromagnetische bzw. hadronische Stacks  $c_{em}^{exp} = 3.55 GeV/pC$  bzw.  $c_{had}^{exp} = 7.1 GeV/pC$ .

Aus den CERN - Testdaten lassen sich Fits für die Energieauflösungen von Elektronen und Pionen ableiten [35] (siehe auch [45]),

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right) = \sqrt{A^2/E + B^2/E^2 + C^2} \quad (2)$$

Der erste Term mit dem Parameter  $A$  enthält die intrinsischen und die Sampling - Fluktuationen. Unter den intrinsischen Fluktuationen sind Schwankungen in der Schauerentwicklung der Teilchen zu verstehen, die durch die unterschiedliche Häufigkeit der verschiedenen Ionisationsprozesse verursacht werden. Die Sampling - Fluktuationen sind Schwankungen der nachweisbaren totalen Spurlänge der ionisierenden Teilchen in den aktiven Schichten des Kalorimeters. Der zweite Term mit dem Parameter  $B$  wird durch die Größe des elektronischen Rauschens bestimmt. Dieses ist unabhängig von der Energie der zu messenden Teilchen. Daher trägt dieser Term mit  $b/E$  zur relativen Auflösung  $\sigma/E$  bei. Der letzte Term mit dem Parameter  $C$  beschreibt verschiedene Einflüsse auf die relative Auflösung, wie Schwankungen des Energieverlusts durch inaktives Material vor dem Kalorimeter, unvollständige longitudinale Schauerabsorption und Abweichungen in der Homogenität des Detektormaterials durch Dichteschwankungen im aktiven und passiven Material, sowie Ungenauigkeiten in der Interkalibration zwischen den einzelnen Auslesekanälen. Die Teststrahl - Messungen ergaben für die Parameter  $A$ ,  $B$ ,  $C$ :

$$\begin{aligned} A &= (11.16 \pm 0.05) \cdot 10^{-2} \sqrt{GeV}, \\ B &= (152 \pm 4) MeV, \\ C &= (0.64 \pm 0.07) \cdot 10^{-2} \quad (Elektron - Daten) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} A &= (46.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-2} \sqrt{GeV}, \\ B &= (730 \pm 30) MeV, \\ C &= (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \quad (Pion - Daten) \end{aligned}$$

## Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC)

Der hintere Teil des H1 - Detektors ist mit dem BEMC, einem konventionellen elektromagnetischen Blei - Szintillator - Sandwich - Kalorimeter, bestückt [27]. Es deckt den Polarwinkelbereich  $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$  ab und besteht aus 88 turmförmigen Modulen, die

parallel zur Strahlrichtung verlaufen. Die Strahlungs- und Absorptionslängen betragen  $22.5 X_0$  bzw.  $0.97 \lambda_{abs}$ . Es ist somit zur Messung elektromagnetischer Energie gut geeignet, jedoch werden hadronische Energiedepositionen i.a. nicht vollständig absorbiert (rund 30 % der Hadronen werden nicht im BEMC absorbiert)<sup>5</sup>. Seine Hauptaufgaben sind Messung von Energien und Winkel von Elektronen, die in tiefinelastischen Ereignissen mit niedrigem Impulsübertrag gestreut werden, sowie die Messung hadronischer Endzustände aus Photoproduktions - Prozessen. Die erste Ereignisklasse dominiert den Wirkungsquerschnitt tiefinelastischer Reaktionen. Daneben treten im BEMC hadronische Energiedepositionen mit hoher Rate aus Strahl - Gas - Wechselwirkungen auf. Die Kalibrationen des BEMC [46] erfolgen mittels Pulsgeneratoren und durch Verwendung des kinematischen Peaks gemessener Elektronenergien. Die Energieauflösung wurde in Teststrahl - Experimenten mit Elektronenergien zwischen 1 und 80 GeV bestimmt. Der Sampling - Term beträgt  $10 \%/ \sqrt{E}$ . Durch Vergleich der im BEMC und im dahinterliegenden Eisen deponierten hadronischen Energien in Monte - Carlo - Simulationen wurde eine hadronische Energieauflösung von rund  $80\% / \sqrt{E}$  ermittelt.

### Das PLUG - Kalorimeter

Das PLUG - Kalorimeter mißt den hadronischen Energiefluß in der extremen Vorwärtsregion zwischen Strahlrohr und Flüssig - Argon - Kalorimeter ( $0.6^\circ \leq \theta \leq 4^\circ$ ). Dies ist vor allem zur Minimierung der im Detektor 'fehlenden' totalen transversalen Energie, die von Hadronen getragen wird, welche unter sehr kleinen Winkeln zum Strahlrohr emittiert werden, interessant. Insbesondere können aber auch Fragmentationsprodukte des Protonrestes identifiziert, sowie Untergrund aus Strahlgas - und Strahlwand - Wechselwirkungen erkannt werden. Das PLUG ist als Sampling - Kalorimeter konzipiert, mit neun Kupfer - Absorberplatten, zwischen denen acht sensitive Lagen aus großflächigen Siliziumdetektoren eingebracht sind. Die Energieauflösung beträgt etwa  $150\% / \sqrt{E}$  [47]. Tabelle 4 gibt eine Zusammenfassung über die wichtigsten Parameter der Kalorimeter des H1 - Detektors [27].

---

<sup>5</sup>Im Winter - Shutdown 1994/95 wurde das BEMC durch ein Kalorimeter vom Typ SPACAL ersetzt, welches u.a. auch einen besseren Einschluß hadronischer Schauer gewährleistet.

<b>Hauptkalorimeter: LAr</b>	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 - 100 $cm^2$	50 - 2000 $cm^2$
Tiefe	20 - 30 $X_0$	4.5 - 8 $\lambda_{abs}$
Zahl der Kanäle	30784	13568
Energieauflösung $\sigma(E)/E$	12%/ $\sqrt{E}$	$\approx 50\%/\sqrt{E}$
Polarwinkelbereich	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	
<b>BEMC: Blei - Szintillator</b>		
Tiefe, Auflösung (elektromagnetisch)	22.5 $X_0$	10%/ $\sqrt{E}$
Polarwinkelbereich, Granularität	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	16 x 16 $cm^2$
<b>Tail Catcher: Eisen / Streamer Tubes</b>		
Tiefe, Auflösung	4.5 $\lambda_{abs}$	100%/ $\sqrt{E}$
Polarwinkelbereich	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
<b>PLUG: Kupfer - Silizium</b>		
Tiefe, Auflösung	4.25 $\lambda_{abs}$ (44.6 $X_0$ )	$\approx 150\%/\sqrt{E}$
Polarwinkelbereich, Granularität	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	5 x 5 $cm^2$
<b>Elektron - Tagger: Tl(Cl/Br)</b>		
Tiefe, Auflösung	21 $X_0$	$\approx 10\%/\sqrt{E}$
Polarwinkelbereich, Granularität	$\theta > 179.7^\circ$	2.2 x 2.2 $cm^2$

Tabelle 4: Parameter der H1 - Kalorimeter

### 2.2.4 Instrumentiertes Eisen

Das instrumentierte Eisen - Rückflußjoch besteht aus dem oktagonalen 'Barrel' - Teil und den beiden Endkappen. Es ist aus zehn Platten mit einer Dicke von jeweils 75 mm aufgebaut, die im Barrel - Bereich einen Abstand von 25 mm haben. In den Endkappen betragen die Abstände 35 mm.

### Myon - System

Zwischen den Platten des Eisens befinden sich Gaszähler ('limited streamer tube chambers', LSTs), die durchdringende Myonspuren identifizieren. Das Grundelement der Zähler besteht aus einem Profil aus acht U - förmigen Luranyl - Röhren mit einer Wanddicke von 1 mm. Die aktive Querschnittsfläche beträgt  $0.9 \times 0.9 \text{ mm}^2$ . Die Profile sind mit einer Beschichtung aus Graphit versehen, an die die Hochspannung angelegt wird. Im Zentrum jeder Röhre verläuft ein geerdeter Kupfer - Beryllium - Draht mit Silberbeschichtung. Jede solche Matrix aus Röhren ist in einer gasdichten Luranyl - Box eingeschlossen. Mehrere solcher Module sind zu einer vollständigen LST - Lage zusammengefügt.

Die Auslese der Kammern erfolgt über die Drähte, Streifen, oder Pads. Die Streifen und Pads dienen zur Myon - Rekonstruktion, die analog ausgelesenen Pads werden als Tail catcher zur Energiemessung verwendet (siehe unten). Die Streifen bzw. Pads sind ent-

weder senkrecht oder parallel zu den Signaldrähten angebracht. Die Kammern sind im Eisenjoch von innen nach außen folgendermaßen angeordnet: Eine Gruppe aus drei Lagen (zwei Lagen mit Streifen senkrecht zur Drahtrichtung, eine Lage mit Pads) bildet die sogen. Myonbox. Als nächstes folgen die ersten drei Lagen im Eisen, deren Kammern mit Pads bestückt sind. Der vierte Spalt ist ein Doppelspalt mit zwei Lagen von Kammern (eine mit Streifen, die andere mit Pads). Die restlichen fünf Spalte enthalten Kammerlagen mit Pads. Hinter dem Eisenjoch befindet sich nochmals eine Myon - Box.

Alle Draht - und Streifensignale werden digital ausgelesen und liefern dreidimensionale Raumpunkte. Zur Spurrekonstruktion stehen insgesamt also 16 Draht -, 5 Streifen - und 11 Pad - Lagen zur Verfügung. Die Ortsgenauigkeit der Drahtsignale beträgt 3 - 4 mm, die der Streifen 10 - 15 mm. Pads liefern eine grobe Ortsinformation von ca. 10 cm. Die Mustererkennung beginnt mit den Drahtinformationen und verknüpft anschließend so gefundene Spursegmente mit Informationen der Streifen. Die Kombination beider liefert dreidimensionale Spuren. Ortsinformationen von Pads werden nur im Falle nicht eindeutiger Zuordnungen herangezogen.

### Tail Catcher

Zur Messung hadronischer Energie, die nicht vollständig im LAr Kalorimeter absorbiert wurde, sind in 11 der 16 Lagen des instrumentierten Eisens die Streamer Tube Kammern mit Ausleseelektroden (Pads) bestückt. Die Pad - Signale werden analog ausgelesen und zu projektiven 'Türmen' aufsummiert, die so angeordnet sind, daß sie mit den hadronischen Türmen des LAr Kalorimeters kombiniert werden können. Sie werden von ANRUs aufgenommen und genau wie die Kalorimetersignale weiterverarbeitet, d.h. über DSPs ausgelesen [27].

Teststrahl - Messungen am CERN mit Pionen und Myonen ergaben eine Energieauflösung von  $\left(\frac{\sigma}{E}\right) \approx 100\%/\sqrt{E}$ . Die Kalibration im H1 - Experiment erfolgt mit kosmischen Myonen, deren Energiedeposition bekannt sind (minimalionisierende Teilchen).

#### 2.2.5 Trigger

Das Triggersystem hat die Aufgabe, potentiell interessante Ereignisse aus  $ep$  - Kollisionen zu erkennen und Untergrundprozesse zu unterdrücken. Das Experiment wird mit drei primären Untergrundklassen konfrontiert: Synchrotron - Strahlung aus dem Elektronen - Strahl, Wechselwirkungen von Protonen mit Restgasatomen des Vakuums ( $\approx 10^{-9}$  mbar), sowie streuende Protonen, die mit dem Strahlrohr oder mit Komponenten des magnetischen Führungsfeldes kollidieren und insbesondere die sogen. 'Halo - Myonen' des Protonstrahls produzieren.

Die kurzen Zeitintervalle zwischen der Kreuzung von Elektron - und Protonbündeln (96 ns) und die Forderung nach einem Auslesesystem mit möglichst geringer Totzeit führten bei der Konzeption des Triggers zum Design einer Pipeline - Architektur des Frontend

- Systems, da die Entscheidungsfindung wesentlich länger dauert als 96 ns (etwa  $2.5\mu s$ ). Die Informationen der einzelnen Subdetektoren über das jeweilige Ereignis werden daher so lange in den Pipelines gespeichert, bis ein positives Triggersignal vorliegt [48]. Die erste Triggerstufe ('Level 1') berechnet aus relativ wenigen Informationen globale physikalische Größen, die zu einer ersten Triggerentscheidung nötig sind. Dies wird für jedes BC einzeln im Pipeline - Modus durchgeführt. Daher arbeitet diese erste Stufe totzeit - frei [49].

Effektive Untergrundunterdrückung erfordert die Ausnutzung komplexerer Informationen der Subdetektoren. Dies führt im H1 - Experiment zum Konzept des Multilevel - Triggers: Nach der ersten Stufe, die vollständig durch Hardware realisiert ist, folgen drei weitere: 'Level 2' und 'Level 3' laufen synchron während der primären Totzeit der Frontend - Auslese der Subdetektoren, die nach einem positiven 'Level 1' Signal ('L1 keep') beginnt. 'Level 3' und 'Level 4' sind Software - Trigger. Letzterer besteht aus einer Farm aus schnellen RISC - Prozessoren, welche nun die volle Detektorinformation über das entsprechende Ereignis zur Verfügung hat. Damit wird eine vollständige online - Ereignis - Rekonstruktion vorgenommen.

Einige Subdetektoren besitzen lange Response - Zeiten (z.B. benötigt das LAr Kalorimeter etwa 13 BC aufgrund langer Integrationszeiten der Vorverstärker, die Jetkammern brauchen rund 11 BC wegen der langen Driftzeiten von bis zu  $1\mu s$ ). Dies ist nur wegen der relativ geringen Ereignisrate akzeptabel: Die Wahrscheinlichkeit für eine  $ep$  - Wechselwirkung ist pro BC nur von der Größenordnung  $10^{-3}$ . Die endgültige L1 - Entscheidung liegt schließlich 24 BC nach dem eigentlichen Ereignis vor.

## Trigger Level 1

Jede Detektorkomponente liefert sogen. 'Triggerelemente', das sind digitale Informationen darüber, ob bestimmte Triggerbedingungen erfüllt sind. Diese werden in der zentralen Trigger - Logik ('central trigger logic', CTL) zu 'Subtriggern' kombiniert. Jeder positive Subtrigger kann ein L1 keep - Signal erzeugen. In diesem Fall werden die Frontend - Pipelines angehalten und die vollständige Detektorauslese eingeleitet. Die wichtigsten Triggersysteme auf Level 1 sind:

**Vertex - Position:** Untergrund - Unterdrückung:

Es wird entschieden, ob ein Ereignis in der Wechselwirkungszone stattgefunden hat, oder z.B. hinter dem Detektor eine Proton - Gas Wechselwirkung war. Für solche Vertextrigger werden TOF, CIP, COP, FWPC, CJC, CIZ, COZ verwendet. Auf den  $z$  - Vertex - Trigger sei kurz hingewiesen: Aus CIP, COP und FWPC wird ein  $z$  - Vertex Histogramm erstellt. Dies enthält die (extrapolierten)  $z$  - Koordinaten der Spuren. Es wird geprüft, ob das Ereignis eine signifikante Anhäufung von Einträgen um den Wechselwirkungspunkt gegenüber der flachen Verteilung von Untergrundspuren aufweist.

**Kalorimeter - Trigger:** Selektion von  $ep$  - Ereignissen:

Es werden große Energiedepositionen hadronischer Jets und / oder Elektronen identifiziert. Auf den BEMC - Elektron - Trigger [50] soll hier nicht näher eingegangen werden.

Der LAr - Kalorimetertrigger untersucht Energiedepositionen in topologischen Regionen und globale Energiesummen im LAr Kalorimeter. Dabei werden auch ortsabhängige Wichtungsfaktoren verwendet ('Theta - Bins'). Der Trigger ist in einen analogen und einen digitalen Teil getrennt (siehe Abbildung 7) [35]:

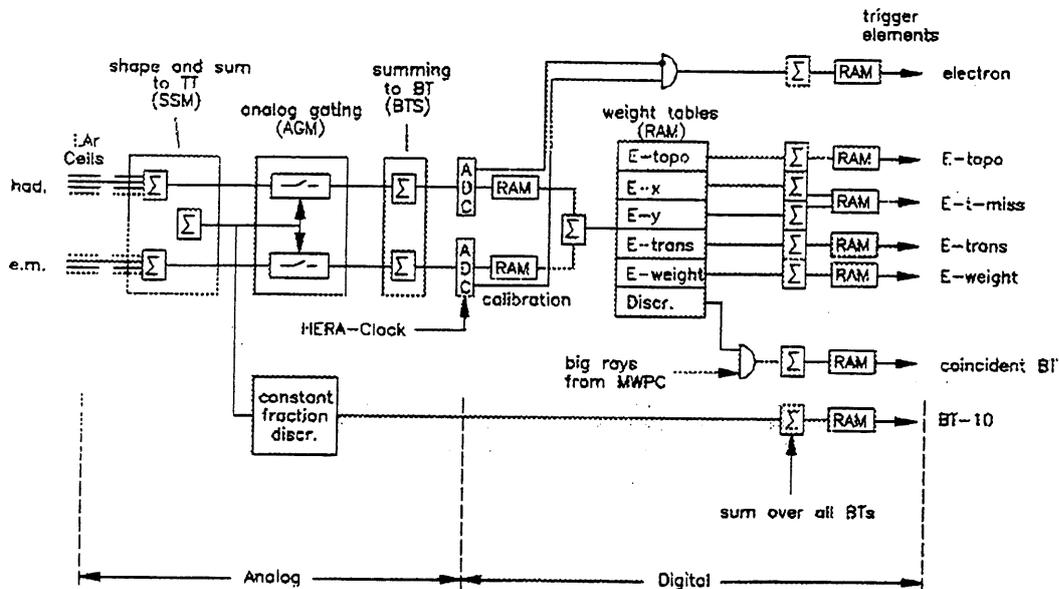


Abbildung 7: Schematische Darstellung des LAr - Kalorimetertriggers

Die primären Eingangsgrößen des Triggersystems sind die sogenannten 'Triggerzellen' (TC). Dies sind Analogsummen aus 16 elektromagnetischen bzw. vier hadronischen Signalen der Kalorimeterzellen. Diese werden in den ANCA's gebildet (siehe oben). Im 'Summing and shaping module' (SSM) werden die Pulse von bis zu vier elektromagnetischen und sechs hadronischen TC zu 'Trigger Towers' (TT) aufsummiert und geformt. Die TT besitzen eine projektive Geometrie zum Wechselwirkungspunkt und sind in 23  $\theta$  - Bins und bis zu 32  $\phi$  - Bins angeordnet. Die Granularität ist dabei vom Polarwinkel abhängig, d.h. im Vorwärtsbereich (IF) ist sie am höchsten. Die TT sind jeweils in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Anteil aufgespalten. Ebenfalls im SSM erfolgt die Bestimmung der genauen Ereigniszeit (' $t_0$ '), d.h. des BC, in dem die Energiedeposition stattfand (siehe [35]). Im darauffolgenden 'Analog gating module' (AGM) erfolgt eine Unterdrückung von elektronischen Rausch - Signalen: Die TT - Signale werden nur dann (durch schnelle MOSFET - Schalter) weitergeleitet, wenn ihre Amplitude eine gewisse Schwelle ('AGM - Schwelle') überschreitet, die extern durch Software eingestellt werden kann. Bis zu vier TT - Pulse werden schließlich zu BT - Signalen aufsummiert ('Big Tower Summing', BTS), wobei wiederum die feinste Granularität im IF gegeben ist, d.h. dort besteht ein BT aus nur einem TT.

Der digitale Teil beginnt mit der Digitalisierung der (immer noch getrennten elektromagnetischen und hadronischen) BT - Signale, synchron zur HERA - Frequenz von 10.4 MHz. Die resultierenden Signale werden in RAMs gespeichert, welche eine Tiefe von 256 BCs haben, d.h. es können Informationen bis zu 25  $\mu$ s gespeichert werden. Mit Hilfe pro-

grammierbarer Tafeln ('lookup tables') werden relative Wichtungen vorgenommen (z.B. für die Berechnung von transversaler oder fehlender transversaler Energie) und schließlich die elektromagnetischen und hadronischen Anteile jedes BT zur gesamten BT - Energie addiert. Im folgenden Addierbaum ('Adder tree') werden verschiedene topologische Energien und auch die totale transversale, fehlende transversale und geometrisch gewichtete Energie bestimmt. Im Digitalteil werden außerdem 'Elektron - Trigger' gebildet. Dies geschieht durch Vergleich der in einem BT deponierten elektromagnetischen und hadronischen Energien. Auch im Digitalteil gibt es einstellbare Energieschwellen für einzelne Trigger.

Die Verarbeitung der Triggersignale erfolgt über Pipelines: Zwischen BC 12 und BC 13 liegt das analoge  $t_0$  - Signal vor und die FADCs beginnen mit der Digitalisierung. Der digitale Adder Tree benötigt 8 BCs für die vollständige Summation. Bei BC 21.5 werden die Ausgabegrößen der digitalen Diskriminatoren (Triggerelemente) an die CTL geleitet.

**Myon - Trigger:** Dieser Trigger verwendet das instrumentierte Eisen und das Forwäerts - Myonspektrometer. Er dient der Identifizierung von Myonen insbesondere aus Schwerquark - Zerfällen oder exotischen Prozessen [51, 52].

**Luminositäts - System:** Neben der Messung der Luminosität über den Bremsstrahlungsprozeß  $ep \rightarrow e\gamma$  werden Photoproduktionsereignisse erkannt, bei denen das Elektron in den 'Electron Tagger' gestreut wurde [27].

### Trigger Level 2 und 3

Level 2 und Level 3 sind intermediäre Stufen, die während der primären Totzeit der Auslese arbeiten (siehe oben). Sie werden deshalb als 'synchrone' Trigger bezeichnet. Die Berechnungen und Entscheidungskriterien hängen von der Art der Subtrigger ab, die ein L1 keep - Signal erzeugten. Nach einer festgelegten Zeit von etwa  $20 \mu\text{s}$  bestimmt die L2 - Entscheidung, ob ein Ereignis zurückgewiesen oder weiter verarbeitet wird. Es existieren zur Zeit zwei verschiedene Realisierungen dieser Triggerstufe: Der Ansatz mit neuronalen Netzen [53] untersucht Korrelationen von Triggergrößen in einem multidimensionalen Raum. Die alternative Lösung [54] bildet ebenfalls komplexe topologische Korrelationen. Beide Methoden sind hochgradig parallele Hardware - Architekturen und liefern somit inhärent schnelle Triggerentscheidungen. Die grundlegenden Informationen, die auf Level 2 zur Verfügung stehen, sind Triggergrößen von L1 aus MWPC, CJC, BEMC, LAr und Myon - Trigger.

Level 3, basierend auf einem RISC - Prozessor [55], führt weitergehende Berechnungen durch. Die L3 - Entscheidung liegt nach einigen hundert  $\mu\text{s}$  vor. Wird ein Ereignis von L2 und L3 akzeptiert, werden die Daten vom zentralen Datennahmesystem ('Central Data Acquisition', CDAQ) übernommen. Die kann mit einer maximalen Rate von ca. 50 Hz geschehen. Da die gesamte primäre Totzeit des Experimentes in der Größenordnung von 1 ms liegt, dürfen die von L1 bzw. L2 akzeptierten Ereignisraten nicht über 1000 Hz, bzw. 200 Hz liegen, um eine totale Totzeit von 10 % nicht zu überschreiten [56-58].

## Level 4 - Filterfarm

Level 4 ist ein asynchroner Software - Trigger [59]. Er ist in das CDAQ - System integriert und benutzt die volle Ereignisinformation des Detektors. Teile der normalen Ereignisrekonstruktions - Software werden bereits hier benutzt. Die Triggerentscheidungen auf diesem Level benutzen z.B. auch die vollständige Information über die intrinsische Detektoraufösung. Ereignisklassifikationen sind ebenfalls bereits möglich.

## Aufbereitung der Daten

Die durch das vierstufige Triggerkonzept vorselektierten 'Rohdaten' werden anschließend durch das H1 - Rekonstruktions - Softwarepaket H1REC [107] ausgewertet. Ziel dieser vollständigen Ereignisrekonstruktion ist es, die Rohdateninformationen der einzelnen Detektorkomponenten in physikalische Variablen wie Impulse und Energiecluster geladener und neutraler Teilchen zu übersetzen. Das Rekonstruktionsprogramm arbeitet dabei nach folgenden Schritten:

- Auffinden von Spuren geladener Teilchen im Innendetektor
- Rekonstruktion von Clustern deponierter Energie in den Kalorimetern
- Zuordnung dieser Cluster zu den Spuren geladener Teilchen
- Korrelation von rekonstruierten Treffern in den Myonkammern des Eisenjochs mit Spuren geladener Teilchen im Innendetektor (Myonidentifikation)
- Einteilung der Ereignisse in ausgewählte Physikklassen (sog. 'L5 Klassifikation')<sup>6</sup>

Die vollständig rekonstruierten Ereignisse werden auf Magnetbändern ('Production output tape', POT) gespeichert. Diese sind i.a. zu umfangreich, um direkt für Analysen verwendet zu werden, da ein typisches Ereignis ca. 60 kByte Speicherplatz benötigt. Sie bilden den Ausgangspunkt für weitergehende Selektionen, in denen der noch vorhandene Anteil an Untergrundereignissen (insbesondere an Strahlgas - Ereignissen) weiter unterdrückt sowie die pro Ereignis gespeicherte Information reduziert wird. Die solchermaßen verringerten Datensätze werden ebenfalls auf Magnetbändern gespeichert ('Data summary tape', DST) und bilden den Ausgangspunkt für physikalische Analysen. Diese DSTs enthalten insbesondere nicht mehr die vollständigen digitalen Informationen der einzelnen Detektoren, was eine erhebliche Reduzierung der pro Ereignis gespeicherten Datenmenge bedeutet.

---

<sup>6</sup>Diese umfassen z.B. Kandidaten für NC und CC Ereignisse mit identifizierten Elektronkandidaten bzw. hoher fehlender transversaler Energie, Schwerquarkereignisse mit gemessenen Myonspuren aus deren Zerfällen und andere. Sie erlauben damit eine grobe Vorselektion bei der Analyse spezieller physikalischer Reaktionen.

### 3 Das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Das Standardmodell ('SM') der elektroschwachen Wechselwirkung, zusammen mit der Quantenchromodynamik ('QCD') als Theorie der starken Bindungskräfte zwischen Quarks wurde in bisher allen Experimenten der modernen Physik glänzend bestätigt [61, 62]. Trotzdem scheint es einige methodische Schwächen zu besitzen, die seine Gültigkeit als 'universelle' Theorie aller fundamentalen Kräfte fraglich erscheinen lassen.

In diesem Kapitel soll auf die wichtigsten Fragestellungen hingewiesen werden, die als Motivation für die Suche nach Alternativen bzw. Erweiterungen des SM dienen können.

Das elektroschwache Modell ist eine renormierbare Eichtheorie, die auf der Gruppenstruktur  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  basiert, welche im folgenden als  $G_{SM}$  bezeichnet wird. Die fundamentalen Teilchen der Theorie sind Fermionen (Materiefelder) und Bosonen (Eichfelder), welche die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen vermitteln.  $SU(2)_L$  und  $U(1)_Y$  beschreiben die schwache bzw. elektromagnetische Wechselwirkung, wobei der Index  $L$  andeutet, daß die schwache Wechselwirkung nur auf die linkshändigen Anteile der Fermion - Wellenfunktionen wirkt. Der Index  $Y$  verdeutlicht, daß der Generator der Symmetriegruppe  $U(1)$  die schwache Hyperladung  $Y$  ist, welche die elektrische Ladung und den schwachen Isospin miteinander in Beziehung setzt (Gell - Mann - Nishijima - Relation, siehe (11)). Die Fermionen lassen sich in drei Generationen anordnen und bilden Multipletts des schwachen Isospins:

$$\begin{array}{ccc}
 \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, & e_R, \quad u_R, \quad d_R \\
 \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, & \mu_R, \quad c_R, \quad s_R \\
 \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L, & \tau_R, \quad t_R, \quad b_R
 \end{array} \quad (4)$$

Inzwischen wurde auch das Top - Quark nachgewiesen [63,64]. Somit bilden die linkshändigen Fermionen Dubletts und die rechtshändigen geladenen Singletts unter  $SU(2)_L$ . Im Falle einer exakten Symmetrie  $G_{SM}$  hätte man vier masselose Eichbosonen: Drei schwache Vektorbosonen und ein Photon. Die Tatsache, daß die schwachen Eichbosonen Masse besitzen, bedeutet, daß die Symmetrie gebrochen sein muß (siehe unten).

Der Wechselwirkungs - Lagrangian enthält die Fermionfelder  $\Psi$  und Bosonfelder [62]:

$$L_{G_{SM}} = -\frac{1}{4} \sum_{A=1}^3 F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{\Psi}_L i \gamma^\mu D_\mu \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \gamma^\mu D_\mu \Psi_R \quad (5)$$

Die antisymmetrischen Tensoren, gebildet aus den Eichfeldern  $B_\mu$  ( $U(1)$ ) und  $W_\mu^A$  ( $SU(2)$ ) sind:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (6)$$

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu W_\nu^A - \partial_\nu W_\mu^A - g\epsilon_{ABC}W_\mu^B W_\nu^C \quad (7)$$

( $\epsilon_{ABC}$  sind Gruppenstrukturkonstanten, die bei  $SU(2)$  durch den Levi - Civita - Tensor gegeben sind). Die Kopplungen der Materiefelder an die die Wechselwirkungen vermittelnden Eichfelder sind vollständig durch die Eichinvarianz bestimmt, d.h. eine Eichtransformation eines Fermionfeldes  $\Psi(x)$  läßt den Lagrangian unverändert, wenn der normale Ableitungsoperator  $\partial_\mu$  durch den kovarianten ersetzt wird [65]:

$$D_\mu \Psi(x) = \left( \partial_\mu + igT^i W_\mu^i + ig'Y B_\mu \right) \Psi(x) \quad (8)$$

Die Eichfelder sind mit  $W_\mu^i$  ( $SU(2)_L$ ) und  $B_\mu$  ( $U(1)_Y$ ) bezeichnet, wobei sich der Index  $i$  (1,2,3) aus der Dimension der Gruppe ergibt. Die dazugehörigen Generatoren sind  $T^i$  und  $Y$ . Man erhält somit zwei unabhängige Kopplungskonstanten  $g'$  und  $g$  für die entsprechenden Wechselwirkungen.

Die Frage nach dem Mechanismus der Massenerzeugung für Fermionen und Eichbosonen stellt eines der zentralen Probleme des SM dar: Bei einer ungebrochenen  $G_{SM}$  Symmetrie wären sie masselos. In der elektroschwachen Theorie erfolgt die Symmetriebrechung mittels des Higgs - Mechanismus [66]. Dabei wird angenommen, daß ein komplexes skalares Dublett  $\Phi$  existiert [67]:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

mit  $v$  als Vakuum - Erwartungswert (VEV) von  $\Phi$ :

$$v = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle \quad (10)$$

Der VEV des Higgs - Feldes bricht die  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  - Symmetrie. Die Linearkombination

$$Q_{em} = T_3 + Y \quad (11)$$

wird mit der elektrischen Ladung identifiziert und stellt die Vereinigung der elektromagnetischen und schwachen Symmetrie her. Die ursprüngliche  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  - Symmetrie wird also gebrochen zu  $U(1)_{em}$ . Die vorher masselosen Eichfelder erhalten Massen und werden zu den beobachteten Vektorbosonen der schwachen Wechselwirkung:

$$W^\pm = W_1 \mp iW_2, \quad Z^0 = \cos \theta_W W_3 - \sin \theta_W B \quad (12)$$

(Die kovarianten Indizes sind hier unterdrückt). Die orthogonale Kombination

$$\gamma = \cos \theta_W B + \sin \theta_W W_3 \quad (13)$$

ist das Photon und bleibt masselos.  $\theta_W$  ist der elektroschwache Mischungswinkel ('Weinbergwinkel'), definiert über die Kopplungskonstanten:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}, \quad e = g \sin \theta_W \quad (14)$$

Als Massen - Eigenwerte für die Eichbosonen erhält man:

$$M_W = \frac{1}{2}|gv|, \quad M_Z = \frac{M_W}{|\cos \theta_W|}, \quad M_\gamma = 0 \quad (15)$$

Das Problem der Fermionmassen muß im SM ebenfalls über den Higgs - Mechanismus gelöst werden, denn bei einer ungebrochenen  $SU(2)_L$  - Symmetrie wären deren Massen ebenfalls null: Die Lösungen der freien Dirac - Gleichung

$$(i \not{\partial} - m) \hat{\Psi} = 0 : \quad (16)$$

$$\hat{\Psi}_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), \quad \hat{\Psi}_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) \quad (17)$$

transformieren unterschiedlich unter  $SU(2)_L$ , nämlich als Dublett bzw. Singlett. Es gibt daher keine Möglichkeit, die Dirac - Gleichung lokal  $SU(2)_L$  - kovariant zu formulieren, denn der Fermion - Massenterm lautet:  $m\hat{\Psi} = m\hat{\Psi}_L + m\hat{\Psi}_R$ . Um dieses Problem zu lösen, werden 'Yukawa' - Kopplungen eingeführt, welche das Higgs - Feld  $\Phi$  enthalten, und eine Kopplung zwischen den links - und rechtshändigen Fermionfeldern ermöglichen. Die Yukawa - Wechselwirkungsterme haben die Form:

$$i \not{\partial} \hat{\Psi}_R = g_f \hat{\Phi}^+ \hat{\Psi}_L \quad (18)$$

$$i \not{\partial} \hat{\Psi}_L = g_f \hat{\Phi} \hat{\Psi}_R \quad (19)$$

mit  $g_f$  als Yukawa - Kopplungen der einzelnen Fermionen  $f$ :

$$g_f = \frac{e}{\sqrt{2} \sin \theta_W} \left( \frac{m_f}{M_W} \right), \quad (20)$$

und  $M_W$  als Masse des  $W$  - Bosons,  $m_f$  als Masse des Fermions  $f$ .

Die Werte der Yukawa - Kopplungen  $g_f$  und damit die Massen  $m_f$  sind freie Parameter des SM. Für das Auftreten des fundamentalen skalaren Higgs - Bosons gibt es bis heute keinerlei experimentelle Evidenz. Ebenso unklar ist die Ursache für die Existenz von drei Fermion - Generationen und die Massen - Hierarchie der Fermionen [68]: Die Hierarchie in den Yukawa - Kopplungen erstreckt sich über fünf Größenordnungen ( $m_{electron}/m_{top-quark}$ ). Das SM ist nicht in der Lage, die fundamentalen Kräfte zu vereinheitlichen, d.h. durch eine einzige Kopplungskonstante zu beschreiben. Selbst die 'elektroschwache Vereinigung' ist nicht im strengen Sinne gelöst: Es gibt immer noch zwei Kopplungskonstanten  $g$ ,  $g'$  (siehe oben). Darüber hinaus fehlt die Verbindung zur Gravitation als vierter fundamentaler Wechselwirkung völlig. Bezieht man diese in die Überlegungen mit ein, so ist man mit folgendem Problem der Hierarchie der Energieskalen konfrontiert: Die Skala der elektroschwachen Symmetriebrechung ('Fermiskala') beträgt

$$v = \langle 0 | \Phi | 0 \rangle \approx 250 GeV. \quad (21)$$

Die Energie, bei der Quantengravitationseffekte wirksam werden, und damit die oberste mögliche Grenze der Gültigkeit des SM, ist durch die Gravitationskonstante gegeben und wird als 'Planck - Masse' bezeichnet:

$$M_P = G_N^{-1/2} \approx 10^{19} \text{ GeV}. \quad (22)$$

Nimmt man die Gültigkeit des SM bis zur Skala  $M_P$  an, stellt sich zwangsläufig die Frage, warum sich diese beiden Skalen so stark unterscheiden, bzw. wie der Mechanismus der Symmetriebrechung funktioniert, der die im Vergleich zu  $M_P$  beobachteten kleinen Massen der SM - Felder erzeugt. Existiert eine fundamentale Theorie bei einer sehr hohen Skala (z.B.  $M_P$ ), bei der deren Symmetrie zu  $G_{SM}$  gebrochen wird, stellt sich folgendes Problem: Strahlungskorrekturen aus Fermion - Schleifen des Higgs - Propagators der Form [69]

$$\int d^4 p [1 / (\not{p} - m_f) (\not{p} + \not{k} - m_f)] \quad (23)$$

mit  $k$  als Viererimpuls des Higgs divergieren quadratisch. Die Renormierung der Higgs - Masse bei der elektroschwachen Skala  $v$

$$m_H^2(v) = m_H^2(M_P) + \delta m_H^2, \quad (24)$$

wobei  $\delta m_H^2 \sim M_P^2$  wird, zwingt zu einer extrem feinen Abstimmung der Higgs - Masse in jeder Ordnung der Störungsrechnung, um den divergierenden Term  $\delta m_H^2$  zu annullieren. Mit anderen Worten,  $m_H^2$  muß mit einer Präzision von  $10^{-34}$  gegenüber  $M_P^2$  gewählt werden. Dies wird als 'fine - tuning Problem' bezeichnet und tritt nur in Theorien mit fundamentalen skalaren Teilchen (Higgs) auf.

In den bisherigen Ausführungen wurde die starke Wechselwirkung nicht berücksichtigt. Sie läßt sich mittels der Symmetriegruppe  $SU(3)_c$  erfassen. Der Index  $c$  steht für die Farbladung ('color') der Quarks. Diese 'Farbkraft' wird durch acht masselose Gluonfelder vermittelt. Die vollständige Gruppe  $G_{SM}$  lautet dann  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  und es wird zusätzlich zu  $g$  und  $g'$  eine weitere fundamentale Kopplungskonstante  $g_c$  eingeführt. Im fünften Kapitel werden die wichtigsten Modelle umrissen, die Antworten auf einige dieser Fragen geben könnten.

## 4 Die tiefinelastische Streuung von Elektronen an Protonen

Es werden die kinematischen Größen bei tiefinelastischer Elektron - Proton - Streuung eingeführt und Methoden vorgestellt, diese am H1 - Experiment zu messen. Den Abschluß bildet eine kurze Darstellung der Wirkungsquerschnitte neutraler und geladener Ströme.

### 4.1 Die kinematischen Variablen

Die grundlegenden Prozesse in tiefinelastischer  $ep$  - Streuung sind in Abb. 8 dargestellt. Die NC - Reaktion  $e + p \rightarrow e + X$  ist durch den Austausch eines neutralen Vektorbosons (Photon oder  $Z^0$ ) gekennzeichnet, der CC - Prozeß  $e + p \rightarrow \nu + X$  durch den eines geladenen Vektorbosons ( $W^+$  oder  $W^-$ ).  $l$  bzw.  $l'$  bezeichnen die Viererimpulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Leptons (Elektron oder Neutrino) <sup>7</sup>.  $P_x = xP$  und  $P'$  sind die Viererimpulse des am Streuprozess beteiligten einlaufenden und auslaufenden Partons,  $P$  ist der Protonimpuls und  $q$  der Viererimpuls - Übertrag vom Lepton auf das Parton.

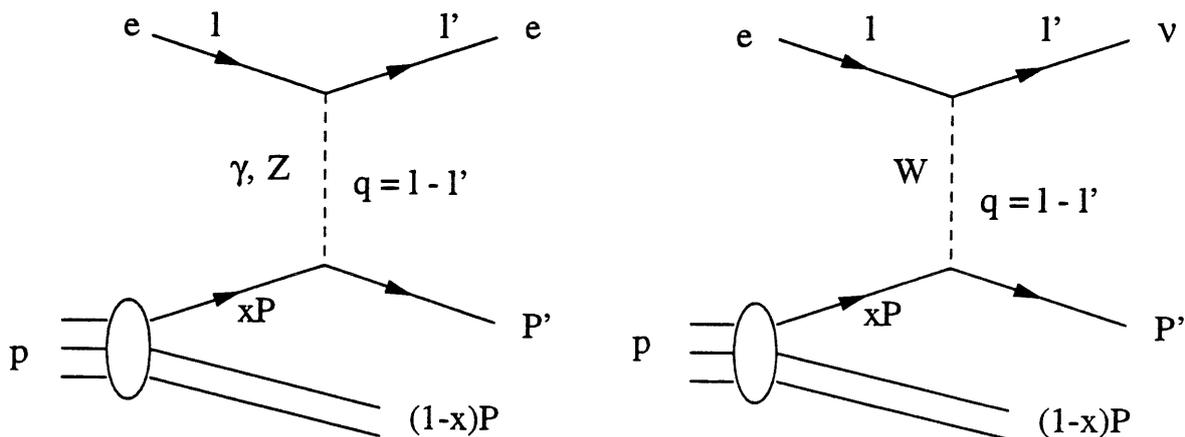


Abbildung 8: Feynman - Graph des NC - (links) und CC - (rechts) Streuprozesses in niedrigster Ordnung.

<sup>7</sup>Seit 1994 wird HERA mit Positronen betrieben (siehe Tab. 2). Im folgenden wird - soweit nichts anderes vermerkt - 'Elektron' synonym mit 'Positron' verwendet.

$X$  steht für den hadronischen Endzustand, welcher aus der Hadronisierung der Endzustandsteilchen (gestreutes Quark und Diquark des Protonrestes) resultiert. Der Hadronisierungsvorgang ist unabhängig vom harten Subprozeß  $e + q \rightarrow e + q$  (NC) bzw.  $e + q \rightarrow \nu + q'$  (CC) und kann nicht in Störungs - QCD berechnet werden. Es handelt sich vielmehr um ein Phänomen bei großen Abständen (großer Kopplung  $\alpha_s$ ) und wird durch Fragmentationsprozesse (Gluonabstrahlungen mit anschließenden Zerfällen in Quarks und Rekombinationen zu Hadronen) beschrieben [97]. Die Hadronisierungsprodukte des am Streuprozeß beteiligten Partons werden als 'Stromjet' bezeichnet, jene des unbeteiligten Protonrestes als 'Targetjet'.

Die kinematischen Größen sind nun wie folgt definiert:

$$\begin{aligned}
 l^\mu &= (E_e, \mathbf{l}), \quad l'^\mu = (E'_l, \mathbf{l}') && \text{Viererimpuls des ein- bzw. auslaufenden Leptons} \\
 P^\mu &= (E_p, \mathbf{P}) && \text{Viererimpuls des Protons} \\
 P'^\mu &= (E'_{p_x}, \mathbf{P}') && \text{Viererimpuls des auslaufenden Partons} \\
 q^\mu &= l^\mu - l'^\mu && \text{Viererimpulsübertrag} \\
 Q^2 &= -q_\mu q^\mu = -q^2 && \text{Quadrat des Viererimpulsübertrags} \\
 \nu &= \frac{p_\mu q^\mu}{m_P} && \text{Energieübertrag im Laborsystem} \\
 x_{Bj} &= \frac{Q^2}{2p_\mu q^\mu} && \text{Bjorkensche Skalenvariable} \\
 y &= \frac{p_\mu q^\mu}{p_\mu l^\mu} && \text{relativer Energieübertrag}
 \end{aligned}$$

Bezogen auf die in Kapitel 2.2 eingeführten Koordinaten gelten für die Vierervektoren der Teilchen:

$$l^\mu = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix}, \quad l'^\mu = \begin{pmatrix} E'_l \\ E'_l \sin\theta \\ 0 \\ E'_l \cos\theta \end{pmatrix}, \quad P^\mu = \begin{pmatrix} E_P \\ 0 \\ 0 \\ E_P \end{pmatrix}, \quad P'^\mu = \begin{pmatrix} \sum_h E_h \\ \sum_h P_{xh} \\ \sum_h P_{yh} \\ \sum_h P_{zh} \end{pmatrix}$$

Dabei wurden die Massen von Elektron und Proton gegenüber ihren hohen Anfangsenergien vernachlässigt.

Die Grundlage jeder Physikanalyse in der  $ep$  - Streuung ist die genaue Bestimmung der Ereigniskinematik. Im nächsten Abschnitt werden einige alternative Methoden illustriert, welche in der später beschriebenen Analyse Verwendung fanden.

## 4.2 Bestimmung der kinematischen Variablen mit dem H1 - Detektor

Am H1 - Experiment werden sowohl das gestreute Elektron, als auch der hadronische Endzustand im LAr Kalorimeter gemessen (im Falle von CC - Ereignissen steht nur letzterer zur Verfügung, da das Neutrino ungesehen den Detektor verläßt). Durch Kombination obiger Ausdrücke erkennt man leicht, daß die kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  durch Energie und Winkel des Elektrons, oder durch Energie und Winkel des hadronischen Endzustandes, oder durch eine Kombination beider eindeutig bestimmt sind.

Wie in Tabelle 4 verdeutlicht wurde, besitzt das Kalorimeter die beste Auflösung für die Messung elektromagnetischer Energie. Daher stellt die Messung des gestreuten Elektrons die wichtigste Methode dar. Sie wird im weiteren als 'Elektron - Methode' bezeichnet. Mit  $\theta$  als Polarwinkel des gestreuten und  $E_e$  als Strahlenergie des einfallenden Elektrons ergibt sich:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (25)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (26)$$

$x$  berechnet sich schließlich über:

$$x = \frac{Q^2}{s y}, \quad (27)$$

wobei  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie bezeichnet, für das unter Vernachlässigung der Elektron - und Protonmassen gilt:

$$s = (l + p)^2 = 4E_e E_p$$

Die Unsicherheit in  $Q^2$  ist durch die Energie - und Winkelauflösung der Elektronmessung bestimmt. Durch Differenzieren von (26) erkennt man, daß die Auflösung in  $y$  wie  $\frac{1}{y}$  variiert. d.h. für  $y \leq 0.1$  beträgt die Unsicherheit mehr als 10 %.

Alternativ zur Elektron - Methode kann auch der hadronische Endzustand verwendet werden. Bei CC - Ereignissen ist dies der einzige Weg zur Rekonstruktion der Kinematik. Dieses Verfahren wird 'Jacquet - Blondel (J.B.) - Methode' [60] genannt und liefert:

$$Q^2 = \frac{1}{1-y} \sum_{\text{Hadronen}} (p_{T,h})^2 \quad (28)$$

$$y = \frac{1}{2E_e} \sum_{\text{Hadronen}} (E_h - p_{z,h}) \quad (29)$$

Dabei ist  $E_h$  die Energie eines Hadrons und  $p_{T,h}$  bzw.  $p_{z,h}$  sind die transversale und longitudinale Impulskomponente eines Hadrons.  $x$  wird wiederum gemäß (27) errechnet. Teilchen mit hohem Longitudinalimpuls und geringem Transversalimpuls, also insbesondere

solche, die das Strahlrohr nicht verlassen und im Detektor nicht nachgewiesen werden, tragen in den Summationen nur wenig bei. Die Methode versagt allerdings bei hohen Werten von  $y$ , wo die Fehler in  $Q^2$  bzw.  $x$  sehr groß werden. Hadronen deponieren ihre Energien in den Auslesezellen des Kalorimeters. In der praktischen Anwendung wird daher statt über einzelne Hadronen  $h$  über einzelne Kalorimeterzellen  $i$  summiert.

Als weitere Alternative bietet sich eine Berechnung über die Winkel des gestreuten Elektrons und des Stromjets ('Zwei - Winkel - Methode') an. Man ist dabei völlig unabhängig von deponierten Energien, insbesondere also von Unsicherheiten in der Kalibration:

$$Q^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \theta_{jet} (1 + \cos \theta)}{\sin \theta_{jet} + \sin \theta - \sin (\theta + \theta_{jet})} \quad (30)$$

$$y = \frac{\sin \theta (1 - \cos \theta_{jet})}{\sin \theta_{jet} + \sin \theta - \sin (\theta + \theta_{jet})} \quad (31)$$

$\theta$  ist der Polarwinkel des gestreuten Elektrons,  $\theta_{jet}$  der des Stromjets:

$$\cos \theta_{jet} = \frac{\sum_h p_{z,h}}{\sum_h E_h} = \frac{\sum_i E_i \cos \theta_{jet,i}}{\sum_i E_i} \quad (32)$$

Diese Beziehung folgt aus Energie - Impulserhaltung und Verwendung der J.B. - Variablen unter Vernachlässigung der Jetmasse. Ein spezieller Jetalgorithmus<sup>8</sup> wird nicht benötigt. Man bleibt daher wiederum weitgehend unabhängig von Strahlrohrverlusten.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit, gemischte Methoden zu entwickeln, z.B.  $Q^2$  aus der Elektron - Methode, zusammen mit  $y$  aus der J.B. - Methode zu verwenden. Abbildung 9 [4] zeigt die kinematische Ebene der Variablen  $x$  und  $Q^2$  zusammen mit den Bereichen, in denen die systematischen Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts (siehe unten) kleiner als 10 % sind für die verschiedenen Rekonstruktionsverfahren. Eine vergleichende Diskussion der geschilderten Verfahren wird in den Analysekapiteln 6 und 7 vorgenommen.

---

<sup>8</sup>Darunter wird ein iteratives Verfahren zur Identifizierung und Energiebestimmung eines Jets, d.h. der Fragmentationsprodukte eines Partons, verstanden. Dabei werden geometrisch benachbarte Energiedepositionen im Detektor schrittweise zusammengefaßt, bis gewisse Bedingungen erfüllt sind, welche eine Trennung des Jets von benachbarten Jets oder anderen Energiedepositionen definieren (siehe auch Kap. 7).

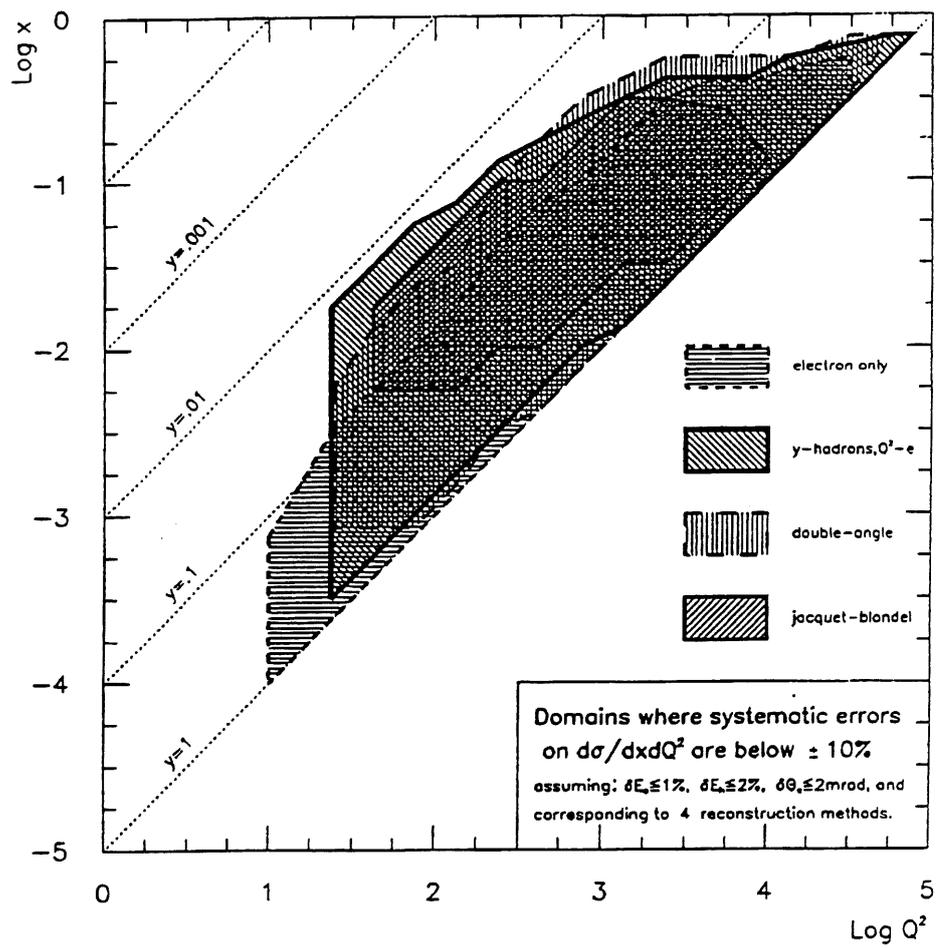


Abbildung 9: Kinematische Ebene in  $x$  und  $Q^2$  und Anwendungsbereiche verschiedener Rekonstruktionsmethoden

### 4.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt und Proton - Strukturfunktionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt neutraler Ströme ergibt sich in erster Ordnung Störungsrechnung zu [5]:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e_{L,R})}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[ (1 + (1-y)^2) F_2^{L,R}(x, Q^2) + (1 - (1-y)^2) x F_3^{L,R}(x, Q^2) \right] \quad (33)$$

$F_1$ ,  $F_2$  und  $F_3$  sind die Strukturfunktionen des Protons. Dabei wurde  $2xF_1 = F_2$  als Folge der Bjorkenschen Skalenhypothese benutzt. Diese besagt, daß bei tiefinelastischer Streuung mit hohem  $Q^2$  und hohem Energietransfer vom gestreuten Lepton auf das Parton die Strukturfunktionen nur mehr von einer Skalenvariablen  $x$  abhängen und eben genannter Relation genügen. Im Quark - Parton - Modell (QPM) lassen sich die Strukturfunktionen als Linearkombinationen der einzelnen (Anti -) Quarkdichteverteilungen  $\bar{q}_f$ ,  $q_f$  ( $f$  bezeichnet die verschiedenen Quark - Flavors) ausdrücken:

$$F_2^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[ xq_f(x, Q^2) + x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] A_f^{L,R}(Q^2) \quad (34)$$

$$xF_3^{L,R}(x, Q^2) = \sum_f \left[ xq_f(x, Q^2) - x\bar{q}_f(x, Q^2) \right] B_f^{L,R}(Q^2) \quad (35)$$

$A_f$  und  $B_f$  sind Kombinationen aus den Vektor - und Axialvektorkopplungen:

$$\begin{aligned} A_f^{L,R}(Q^2) &= e_f^2 - 2e_f(v_e \pm a_e)v_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f^2 + a_f^2) P_Z^2 \\ B_f^{L,R}(Q^2) &= \mp 2e_f(v_e \pm a_e)a_f P_Z + (v_e \pm a_e)^2 (v_f a_f) P_Z^2 \end{aligned}$$

$e_f$  bezeichnet die elektrische Ladung (in Einheiten der Elektronladung),  $v_f = \frac{t_{3f} - 2e_f \sin^2 \theta_W}{\sin 2\theta_W}$  die Vektorkopplungskonstante ausgedrückt über die dritte Komponente des schwachen Isospins  $t_{3f}$  und den Weinbergwinkel  $\theta_W$  und  $a_f$  die Axialvektorkopplungskonstante  $a_f = \frac{t_{3f}}{\sin 2\theta_W}$ . Der Index  $e$  bezieht sich auf das Elektron.  $P_Z$  ist das Verhältnis aus  $Z^0$  - und  $\gamma$  - Propagator:

$$P_Z = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad (36)$$

$F_2$  enthält Beiträge aus  $\gamma$  - und  $Z^0$  - Austausch,  $F_3$  ist ein reiner  $Z^0$  - Beitrag. Bei kleinen Impulsüberträgen verschwindet  $F_3$  und der Wirkungsquerschnitt wird durch den reinen Photonpropagator bestimmt.

Der (unpolarisierte) CC - Wirkungsquerschnitt lautet [5]:

$$\frac{d^2\sigma_{CC}}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{4\sin^4\theta_W} \cdot \frac{1}{(Q^2 + M_W^2)^2} \left[ q_u + q_c + (1-y)^2 (\bar{q}_u + \bar{q}_s + \bar{q}_b) \right] \quad (37)$$

## 5 Physik jenseits des Standardmodells

Der Gegenstand dieser Arbeit ist die Suche nach Leptoquarks und Squarks einer speziellen Klasse supersymmetrischer Theorien. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Modelle dargestellt, in denen diese Teilchen auftreten und die Ansätze liefern, einige der offenen Fragen des Standardmodells zu klären. Die phänomenologischen Aspekte zur Suche nach diesen Teilchen bei HERA werden genauer in den Analysekapiteln 6 und 7 ausgeführt.

### 5.1 Vereinigung der fundamentalen Wechselwirkungen

Theorien, die die Vereinigung der fundamentalen Wechselwirkungen zum Ziel haben, werden als GUTs bezeichnet (GUT: Grand Unified Theory). Sie stellen die bisher besten Vorschläge zur Lösung des Parameter - Problems dar (siehe Kapitel 3). Die schwache, elektromagnetische und starke Wechselwirkung werden jeweils durch renormierbare Eichtheorien beschrieben. Daher wird versucht, auch eventuelle GUTs nach diesem Vorbild zu konstruieren. Die Vereinigung der schwachen und elektromagnetischen Kräfte ist innerhalb des SM nicht im strengen Sinne gelöst: Es existieren zwei unabhängige Kopplungskonstanten. In einer vereinigten Theorie hätte man, wenn möglich auch unter Einschluß der starken Wechselwirkung, nur mehr eine einzige Kopplungskonstante als fundamentalen Parameter. Die bei niedrigen Energien beobachteten verschiedenen Werte der Kopplungen sind dann das Ergebnis einer Symmetriebrechung, wobei das Energieverhalten der Kopplungskonstanten in der gebrochenen Symmetrie durch Renormierungsgruppengleichungen beschrieben wird. Der Einschluß der Gravitation bereitet insofern Probleme, als es dafür noch keine befriedigende Quantentheorie gibt.

Die schwache Wechselwirkung ist nur deshalb 'schwach', weil die Massen der  $W$  - und  $Z$  - Bosonen groß sind, resultierend aus der spontanen Brechung der  $SU(2) \times U(1)$  - Symmetrie. Diese manifestiert sich erst bei Energien, die groß sind im Vergleich zu diesen Massen. Die Kopplungskonstanten der fundamentalen Wechselwirkungen sind nicht 'konstant' im strengen Sinne, sondern abhängig von der betrachteten Energieskala. Die Quantenelektrodynamik ('QED') ist eine abelsche Eichtheorie; dies bedeutet, daß  $g$  mit zunehmender Energie ansteigt, wogegen für die schwache und starke Wechselwirkung, die durch nichtabelsche Gruppen realisiert sind, das Gegenteil der Fall ist. Insbesondere spricht man im Falle der QCD von 'asymptotischer Freiheit', d.h. bei höheren Energien wird die Wechselwirkungsstärke immer geringer. Bei kleinen Energieskalen, d.h. großen Abständen, dagegen ist sie stark, was zum Konzept des 'Quark - Confinement' führt. Es ist demnach durchaus vorstellbar, daß eine hohe Skala existiert, bei der die Stärken der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung gleich werden, sie sich also durch eine einzige Kopplungskonstante beschreiben lassen. Dies ist schematisch in Abbildung 10 gezeigt [65]:

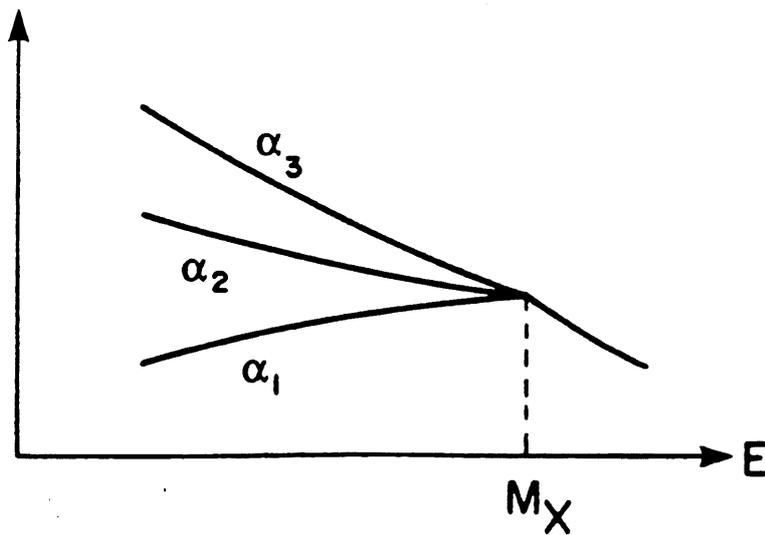


Abbildung 10: Schematische Energieabhängigkeit der Eichkopplungen in GUTs.  $\alpha_3$  bezeichnet die starke ( $SU(3)_c$ ),  $\alpha_2$  die schwache ( $SU(2)_L$ ) und  $\alpha_1$  die elektromagnetische ( $U(1)$ ) Kopplung

Bei einer Skala  $M_X$  (oder  $M_{GUT}$ ), die als GUT - Skala bezeichnet wird, wären dann alle Wechselwirkungen zu einer einzigen vereinigt. Falls diese durch eine einzige Eichgruppe  $G$  beschrieben werden können, die groß genug ist, um  $G_{SM}$  als Untergruppe zu enthalten, bliebe eine fundamentale Kopplungskonstante  $g_G$ . Bei  $M_X$  bricht dann die Symmetrie  $G$  zu den einzelnen SM - Symmetrien  $SU(3)_c$ ,  $SU(2)_L$  und  $U(1)_Y$  und deren Kopplungen entwickeln sich unterschiedlich zu niedrigeren Energien.

Bei der GUT - Skala mit einer verbleibenden Kopplung für alle Fermionen verschwindet der Unterschied zwischen Quarks und Leptonen, d.h. beide sind in gemeinsamen Multipletts der Eichgruppe  $G$  enthalten. Dann existieren auch Symmetrietransformationen zwischen den Quarks und den Leptonen, d.h. Eichfelder, die baryonische und leptonische Quantenzahlen tragen ('Leptoquarks'). Insbesondere werden durch diese  $B$  - verletzende Prozesse vermittelt, die soweit unterdrückt sein müssen, daß sie mit den experimentellen Grenzen der Proton - Lebensdauer vereinbar sind. Dies geschieht durch eine geeignete Brechung der GUT - Symmetrie, bzw. durch eine entsprechend hohe Masse dieser Eichfelder.

## SU(5)

Die minimale SU(5) GUT wurde von Georgi und Glashow vorgeschlagen [80]: Die 15 linkshändigen Fermionen (inklusive der Color - Quantenzahl) einer Generation werden in zwei Repräsentationen der SU(5) gruppiert:

$$[5] = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ \bar{d}_r \\ \bar{d}_b \\ \bar{d}_g \end{pmatrix}, \quad [10] = \begin{pmatrix} 0 & e^+ & d_r & d_b & d_g \\ -e^+ & 0 & u_r & u_b & u_g \\ -d_r & -u_r & 0 & \bar{u}_g & \bar{u}_r \\ -d_b & -u_b & -\bar{u}_g & 0 & \bar{u}_r \\ -d_g & -u_g & -\bar{u}_b & -\bar{u}_r & 0 \end{pmatrix} \quad (38)$$

Die Indizes  $r, b, g$  beziehen sich auf die Color - Quantenzahl der Quarks. Aus der Dimension der  $SU(5)$  ergibt sich, daß 24 Eichbosonen existieren: Neben denjenigen des SM (acht Gluonen, drei schwache Vektorbosonen und ein Photon) gibt es also 12 weitere 'Leptoquark' - Bosonen, welche Transformationen zwischen Quarks und Leptonen innerhalb eines  $SU(5)$  - Multipletts vermitteln [65,71]. Die Zusammenfassung von Quarks und Leptonen in gemeinsamen Multipletts hat weitere Konsequenzen: Die Ähnlichkeit der Quark - und Leptondoublets des SM ergibt sich als natürliche Folge aus der Brechung der GUT - Symmetrie bei einer geeigneten Skala. Die Drittelladungen der Quarks resultieren automatisch aus der Tatsache, daß Quarks eine Farbquantenzahl tragen, das Elektron (als Träger der fundamentalen elektrischen Ladung) farblos ist und aus der Summenregel  $\Sigma Q_i = 0$  für jedes Multiplett. Die Quantisierung der elektrischen Ladung  $Q$  läßt sich für jede GUT verstehen, die keinen  $U(1)$  - Faktor enthält: In diesem Fall ist  $Q$  ein Generator, dessen Wert durch die fundamentale Gruppenkonstante  $g_G$  mit Hilfe von Kommutationsbeziehungen festgelegt ist. Innerhalb des SM ist dies nicht möglich, die elektrische Ladung wird dort 'per Hand' als  $q = t_3 + y/2$  eingeführt.

Die Renormierungsgleichungen der Kopplungskonstanten (siehe Figur 10) führen zu einer Skala der  $SU(5)$  - Vereinigung von

$$M_X \sim 10^{15} \text{ GeV}. \quad (39)$$

Die Kette der Symmetriebrechungen ist dann:

$$SU(5) \xrightarrow{M_X} SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y \xrightarrow{M_W} SU(3)_c \times U(1)_{em} \quad (40)$$

Die  $SU(5)$  - GUT erlaubt die Vorhersage des schwachen Mischungswinkels [65]:

$$\sin^2 \theta_W(M_X) = \frac{3}{8}, \quad (41)$$

welcher durch Renormierung den experimentell bestimmten Wert des SM bei der Skala  $M_W$  von  $\sin^2 \Theta_W \approx 0.22$  erhält.

Die die Symmetrietransformationen zwischen den Quarks und Leptonen vermittelnden Leptoquark - Bosonen können Beiträge zum Proton - Zerfall liefern:

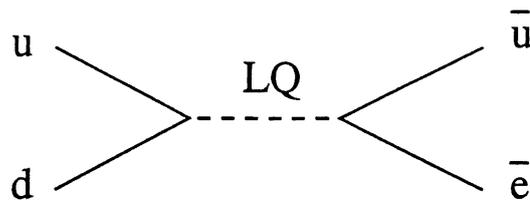


Abbildung 11: Feynman - Graph des Proton - Zerfallskanals  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  mittels eines Leptoquark - Bosons

Durch das Auftreten solcher  $B$  - verletzender Transformationen mittels Leptoquark - Propagatoren der Form

$$\left( \frac{1}{q^2 + M_X^2} \right) \quad (42)$$

ergibt sich eine Vorhersage der Proton - Lebensdauer von der Größenordnung [65]

$$\tau_p \sim 10^{31} \text{ Jahre.} \quad (43)$$

Dies ist im Widerspruch zu den experimentellen Grenzen der Proton - Lebensdauer, die sich im Bereich von  $10^{33}$  Jahren bewegen [118]. Folglich kann diese minimale Version einer  $SU(5)$  - GUT nicht realisiert sein. Andererseits ist eine absolute Erhaltung von  $B$  (oder  $L$ ), wie sie im SM gegeben ist, a priori nicht zu verstehen: Innerhalb von Eichtheorien sind absolute Erhaltungssätze mit Eichinvarianz und der Existenz eines geeigneten langreichweitigen Feldes verknüpft. Es sind aber keine solchen Felder bekannt, die zu  $B$ - oder  $L$  - Erhaltung führen könnten.

Darüber hinaus gibt es noch eine Reihe weiterer Schwachpunkte der  $SU(5)$  - GUT: Die Frage der Paritäts - Verletzung der schwachen Wechselwirkung wird, wie auch im SM, nicht geklärt, d.h. es gibt keine Erklärung für das Auftreten von nur linkshändigen und masselosen Neutrinos. Die wäre nur möglich, wenn es sich dabei um ein 'Niederenergie' - Phänomen handeln würde, d.h. die  $P$  - Verletzung würde aus einer spontanen Brechung der GUT - Symmetrie resultieren. Dann würden auch rechtshändige Kopplungen existieren, die entweder mit massiven Neutrinos verknüpft wären, oder aber mit sehr schweren Eichbosonen (mit Massen von der Ordnung  $M_X$ ).

## 5.2 Supersymmetrie

Die Symmetrien des SM (wie z.B. Isospin) beziehen sich gewöhnlich entweder auf Bosonen oder auf Fermionen, d.h. alle Mitglieder eines Multipletts einer internen Symmetrie sind entweder Bosonen oder Fermionen. Die Supersymmetrie (SUSY) setzt dagegen bosonische und fermionische Freiheitsgrade in Beziehung, d.h. sie transformiert Bosonen in Fermionen und umgekehrt [69,71]. Daraus resultieren Supermultipletts, in denen Bosonen und Fermionen enthalten sind. Dabei sind die internen Quantenzahlen (wie elektrische Ladung, Isospin, Color) für die Mitglieder eines Supermultipletts gleich. Die supersymmetrischen Partner der SM - Eichbosonen werden als *Gauginos* (Fermionen) bezeichnet, die der Quarks als *Squarks* (Bosonen) und die der Leptonen als *Sleptonen* (Bosonen). Die Supersymmetrie kommutiert mit der Eichsymmetrie des SM, d.h. die supersymmetrischen Partner besitzen die gleichen  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  - Quantenzahlen wie Teilchen des SM. Insbesondere sind bei einer ungebrochenen SUSY die Massen der gewöhnlichen Teilchen und deren Superpartner gleich. Da letztere experimentell bisher nicht beobachtet sind, bedeutet dies, daß SUSY - falls sie existiert - gebrochen sein muß (siehe unten).

Eine der wichtigsten Motivationen für SUSY ist in der Tatsache begründet, daß das Problem der quadratischen Divergenz der Higgs - Masse eliminiert ist: Zu jedem Fermion existiert ein supersymmetrisches Boson, welches dessen Beitrag in den Schleifendiagrammen zur Strahlungskorrektur des Higgs annulliert, vorausgesetzt, ihre Massendifferenz ist kleiner als etwa 1 TeV. Das Argument läßt sich umkehren: Die Forderung nach dem Fehlen quadratischer Divergenzen der nicht - renormierten Theorie in allen Ordnungen der Störungsrechnung führt zwangsläufig zum Konzept der Supersymmetrie.

Die SUSY - Transformation zwischen Boson und Fermion wird durch Generatoren  $Q_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2$ ) mit fermionischem Charakter vermittelt, welche die Komponenten eines Majorana - Spinors bilden <sup>9</sup> [71]:

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle, \quad Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle$$

Da die  $Q_\alpha$  fermionischen Charakter haben, gelten zwischen ihnen Anti - Kommutationsbeziehungen. Die SUSY - Algebra lautet [71]:

$$\begin{aligned} [Q_\alpha, P_\mu] &= 0, \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} &= 2\sigma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu. \end{aligned} \tag{44}$$

$P_\mu$  ist dabei der Energie - Impuls - Operator und  $\sigma$  sind die Pauli - Matrizen.  $Q_\alpha$ , als auch Operator der 'Superladung' bezeichnet, annihiliert den (super -) symmetrischen Vakuumzustand:

$$Q_\alpha|0\rangle = 0$$

<sup>9</sup>Ein Majorana - Spinor ist per Definition selbst - konjugiert, d.h. er ist identisch mit seinem ladungskonjugierten:  $Q = Q^{(c)} \equiv C\bar{Q}^T$ ,  $\bar{Q} = Q^+\gamma^0$

Die Supersymmetrisierung des SM erfolgt durch Ersetzen der Materiefelder durch chirale Multipletts und der Eichfelder durch Vektor - Multipletts. Beide (chirale und Vektor -) Symmetrien müssen gebrochen werden, um deren Fehlen bei niederen Energien (d.h. bei der elektroschwachen Skala) zu begründen. Man erhält schließlich folgende Multiplettstruktur (Die Materiefelder resultieren aus diesen Eichfeldern durch entsprechende Mischungen) [70]:

Spin 1		Spin 1/2		Spin 0	$G_{SM}$
$G_\mu^a$ $W_\mu^k$ $B_\mu$	Eich - Bosonen	$\tilde{G}^a$ (Glunos)	Gauginos		(8, 1, 0)
		$\tilde{W}^k$ (Winos)			(1, 3, 0)
		$\tilde{B}$ (Bino)			(1, 1, 0)
	Higgsinos	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_{1L}^+ \\ \tilde{H}_{1L}^0 \\ \tilde{H}_{2L}^0 \\ \tilde{H}_{2L}^- \end{pmatrix}$	Higgs - Bosonen	$\begin{pmatrix} H_1^+ \\ H_1^0 \\ H_2^0 \\ H_2^- \end{pmatrix}$	(1, 2, $\frac{1}{2}$ )
					(1, 2, $-\frac{1}{2}$ )
	Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_{jL} \\ e_{jL} \\ e_{jR} \end{pmatrix}$	Sleptonen	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_{jL} \\ \tilde{e}_{jL} \\ \tilde{e}_{jR} \end{pmatrix}$	(1, 2, $-\frac{1}{2}$ )
					(1, 1, -1)
	Quarks	$\begin{pmatrix} u_{jL}^\alpha \\ d_{jL}^\alpha \\ u_{jR}^\alpha \\ d_{jR}^\alpha \end{pmatrix}$	Squarks	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{jL}^\alpha \\ \tilde{d}_{jL}^\alpha \\ \tilde{u}_{jR}^\alpha \\ \tilde{d}_{jR}^\alpha \end{pmatrix}$	(3, 2, $\frac{1}{6}$ )
					(3, 1, $\frac{2}{3}$ )
					(3, 1, $-\frac{1}{3}$ )

Tabelle 5: *SUSY Multipletts der Eichfelder*. Indizes:  $j = 1 - 3$  (Generation),  $\alpha = 1 - 3$  Color Triplet,  $a = 1 - 8$  Color Oktett,  $k = 1 - 3$  Triplet des schwachen Isospin

Im gewöhnlichen SM existiert ein komplexes Higgs - Dublett (siehe (9)) (in Tabelle 5 als  $H_1$  bezeichnet), wobei  $\Phi$  zur Massenerzeugung der  $d$  - artigen und  $\Phi^*$  zu der der  $u$  - artigen Quarks führt. Im SUSY - Potential ('Superpotential') tritt  $\Phi^*$  nicht auf. Stattdessen wird ein zweites Higgs - Dublett  $\Phi'$  ( $H_2$  in Tabelle 5) eingeführt. Gegenüber dem SM besitzt diese 'minimale supersymmetrische' Version (MSSM) also zwei Higgs - Dubletts, zusammen mit deren SUSY - Partnern.

Das Problem der Skalen - Hierarchie zwischen  $v$  und  $M_P$  kann prinzipiell gelöst werden: Die chirale Symmetrie liefert Fermionen mit Masse Null. Deren supersymmetrische skalare Partner haben dann ebenfalls Masse Null [71]. Es wird nun ein Mechanismus benötigt,

die Supersymmetrie zu brechen und die (durch den Super - Higgs Mechanismus, analog zum normalen Higgs - Mechanismus des SM) erzeugten Massen der verschiedenen Mitglieder eines Supermultipletts aufzuspalten, sodaß die SUSY - Teilchen höhere Massen als die normalen SM - Felder erhalten. Gleichzeitig muß die elektroschwache Symmetrie bei der richtigen Skala gebrochen werden. Leider ist es innerhalb des MSSM nicht möglich, ein eichinvariantes Superpotential zu konstruieren, das die Theorie renormierbar macht und gleichzeitig Terme zu eliminieren, welche Baryon - und Leptonzahlerhaltung verletzen und damit SUSY zu brechen [67]. Einen Ausweg hierzu kann der Einschluß der Gravitation liefern: Das Produkt zweier (lokaler) SUSY - Transformationen entspricht einer Translation in der Raum - Zeit, d.h. einer allgemeinen Koordinatentransformation. Mit anderen Worten, lokale SUSY - Invarianz bezieht automatisch Gravitation in die Theorie ein ('Supergravitation'). Dadurch könnte eine Vereinigung der elektroschwachen Theorie mit der Gravitation geschaffen werden [69, 71]. Das Eichfeld dieser Theorie ist dann das masselose Spin 3/2 Gravitino, welches die Brechung der Supergravitation bei der Planck - Masse bewirken würde. Somit wäre  $M_P$  auch der 'natürliche' Wert für die Higgs - Masse, welche durch entsprechende Renormierungsgruppengleichungen seinen kleinen Wert bei der elektroschwachen Skala erhält. Die Brechung der elektroschwachen zur elektromagnetischen Symmetrie folgt daran anschließend analog dem SM.

## SUSY - SU(5)

Eine Erweiterung und wesentliche Verbesserung des  $SU(5)$  - Modells läßt sich durch den Einschluß der Supersymmetrie erreichen. Man spricht dann von sogenannten 'SUSY - GUTs' [69-71]. Die Parameter des Superpotentials müssen zwar wie in der normalen  $SU(5)$  angepaßt werden, allerdings nur mehr in der ersten Ordnung Störungsrechnung. Wegen SUSY bleiben sie dann in allen höheren Ordnungen exakt [71]. Ein solches 'fine - tuning' ist gewissermaßen auf technischem Niveau 'natürlich'. Die erfolgreichen Eigenschaften der normalen  $SU(5)$ , wie die Vorhersage des schwachen Mischungswinkels und der Massenverhältnisse der Quarks bleiben erhalten. Durch den Einschluß von SUSY ist die Skala  $M_X$  um mehr als eine Größenordnung gegenüber der normalen  $SU(5)$  erhöht, bleibt aber unterhalb der Planck - Skala. Dadurch ergibt sich eine Erhöhung der Proton - Lebensdauer auf  $10^{33}$  bis  $10^{34}$  Jahre, was mit den experimentellen Grenzen bisher verträglich ist.

Es ist weiterhin möglich, die Gravitation in die Vereinigungstheorie mit einzubeziehen ('Supergravity - GUT') [70]. SUSY und elektroschwache Symmetrie werden, wie weiter oben erläutert, durch Gravitations - Wechselwirkung gebrochen.

## Baryon -, Leptonzahlerhaltung und $R$ - Parität

Im SM sind Baryonzahl  $B$  und Leptonzahl  $L$  erhalten. Zusätzliche Operatoren, welche die Invarianz unter  $G_{SM}$  respektieren, aber  $B$  verletzen, können nur in einer fundamen-

taleren Theorie auftreten, die bei einer hohen Energieskala wirksam wird. Im Falle der Supersymmetrie existieren Operatoren, die auf die Squarks wirken, die  $G_{SM}$  - Symmetrie erfüllen und trotzdem  $B$  verletzen [69]. Mit anderen Worten, in SUSY existiert die automatische  $B$  - Erhaltung des SM nicht mehr [75, 76]. Um diese wiederherzustellen, müssen die entsprechenden Operatoren durch gewisse diskrete Symmetrien *ad hoc* entfernt werden. Eine Ursache der  $B$  - Erhaltung (und damit der Proton - Stabilität) ist aber innerhalb des MSSM nicht gegeben. Es existieren zwei mögliche diskrete Symmetrien, die mit dem MSSM verträglich sind: Erhaltung der  $R$  - Parität bzw. Erhaltung der Baryonenzahl [72-74].

Die  $R$  - Parität  $R_P$  unterscheidet die normalen Felder des SM von den SUSY - Feldern:

$$R_P = (-1)^{2S+3B+L}, \quad (45)$$

mit  $S$  als Spin,  $B$  als Baryonenzahl und  $L$  als Leptonzahl. Die SM - Felder haben demnach  $R_P = +1$  und die SUSY - Felder  $R_P = -1$ . Die Erhaltung von  $R_P$  im MSSM impliziert, daß supersymmetrische Teilchen immer nur paarweise erzeugt werden können, und daß das leichteste supersymmetrische Teilchen ('LSP') stabil ist. Die Anwendung von  $R_P$  bewirkt eine Vorzeichenumkehr der SUSY - Felder in der Lagrangedichte, wodurch alle Terme eliminiert werden, welche ein SUSY - Feld an zwei SM - Felder koppeln. Dadurch ist die Erhaltung von  $B$  und  $L$  wieder gewährleistet.

Gibt man die Erhaltung von  $R_P$  des MSSM auf, so erhält das Superpotential folgende zusätzlich Terme, die die Eichinvarianz und SUSY - Invarianz respektieren [72, 73, 78]:

$$L_{R_P} = [\lambda_{ijk} L_i L_j \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k + \lambda''_{ijk} \bar{D}_i \bar{D}_j \bar{U}_k], \quad (46)$$

mit den chiralen Superfeldern:  $L$  (Lepton Dublett),  $\bar{E}$  (Antilepton Singlett),  $Q$  (Quark Dublett),  $\bar{U}, \bar{D}$  (Antiquark Singlett). Die Indizes  $i, j, k$  beziehen sich auf die drei Generationen,  $\lambda, \lambda', \lambda''$  sind Yukawa - Kopplungen. Insgesamt handelt es sich um 45 verschiedene Terme. In Analogie zu den Yukawa - Kopplungen des SM, die für die Fermionmassen verantwortlich sind, erwartet man auch eine hierarchische Struktur für die  $R_P$  - verletzenden Kopplungen [72, 78]. Es wird daher angenommen, daß es eine dominierende Kopplung gibt, in dessen entsprechenden Kanal das LSP vorzugsweise zerfällt. Natürlich ist *a priori* nicht festgelegt, welche der Yukawa - Kopplungen dominiert. Die Terme (46) lassen sich durch die (S)Lepton - und (S)Quark - Felder ausdrücken:

$$L_{R_P} = [\lambda_{ijk} l_i \bar{l}_j \bar{e}_k + \lambda'_{ijk} l_i \bar{q}_j \bar{d}_k + \lambda''_{ijk} \bar{d}_i \bar{d}_j \bar{u}_k] \quad (47)$$

Die Terme  $\lambda$  und  $\lambda'$  verletzen die Leptonzahlerhaltung,  $\lambda''$  die Baryonzahlerhaltung. Beide können nicht gleichzeitig auftreten, da sonst eine zu hohe Zerfallsrate des Protons (d.h. nicht verträglich mit den experimentellen Grenzen) resultiert. In  $R_P$  - verletzenden SUSY - Modellen gibt es keinen zwingenden Grund mehr, die  $L$  - Erhaltung zu fordern. Bei HERA liegen Anfangszustände aus Elektron und Quark vor und man hat die Möglichkeit, innerhalb dieses Modells nach supersymmetrischen Teilchen zu suchen, wenn Kopplungen  $\lambda'$  dominieren:

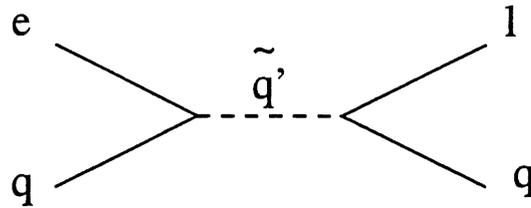


Abbildung 12: Erzeugung einzelner supersymmetrischer Teilchen mit  $R_p$  - verletzender Kopplung  $\lambda'$  in  $eq$  - Kollisionen.

Zum Vergleich sind in der nächsten Figur entsprechende Graphen für die Operatoren  $[L_i L_j \bar{E}_k]$  (in  $e^+ e^-$  - Prozessen) bzw.  $[\bar{D}_i \bar{D}_j \bar{U}_k]$  (bei  $p\bar{p}$  - Reaktionen) gezeigt:

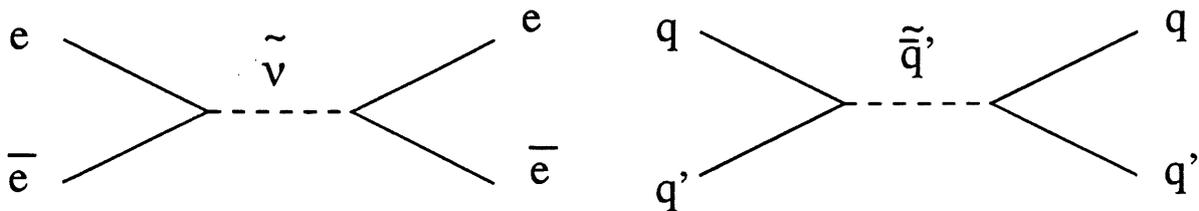


Abbildung 13: Erzeugung einzelner supersymmetrischer Teilchen mit  $R_p$  - verletzender Kopplung in  $e^+ e^-$  - Kollisionen (links) bzw.  $p\bar{p}$  - Kollisionen (rechts).

### 5.3 Dynamische Symmetriebrechung und Technicolor

Technicolor ('TC') - Modelle stützen sich auf die Idee der dynamischen Symmetriebrechung [82] zur Erzeugung von Massen und Massenhierarchien. Dabei wird auf die Existenz von fundamentalen skalaren Feldern (Higgs - Bosonen) und damit assoziierte Yukawa - Kopplungen verzichtet. Stattdessen sind die einzigen fundamentalen Felder Fermionen und Vektorbosonen und die einzigen Kräfte Eichwechselwirkungen [83]. Das Prinzip der dynamischen Symmetriebrechung läßt sich in Analogie zur QCD verstehen: Geht man von einer chiralen Symmetrie  $SU(2)_L \times SU(2)_R$  mit zwei masselosen Quarks  $u$  und  $d$  aus, so tritt bei genügend niedriger Energie, d.h. beim Anwachsen der Kopplungskonstanten, die Formation eines Quark - Antiquark - Kondensats ein,

$$\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle \equiv \pi^0 \neq 0 \quad (48)$$

welches die chirale Symmetrie zu  $SU(2)_{L+R}$  bricht [83, 84]. Das Pion ist kein fundamentaler Skalar. Ähnlich wird nun argumentiert, daß im Falle der elektroschwachen Symmetriebrechung das Higgs - Boson kein fundamentaler Skalar ist, sondern ein Kondensat aus einer neuen Klasse von Teilchen (Techni - Fermionen), welche einer neuen (starken) nichtabelschen Wechselwirkung unterliegen (Technicolor). Damit wäre das Problem des 'fine - tuning', welches nur mit fundamentalen Skalaren auftritt, vermieden.

Die Techniquarks  $U$ ,  $D$  und Techni - Leptonen  $N$ ,  $E$  besitzen dieselben Eigenschaften bzgl. Color und Isospin wie die gewöhnlichen Fermionen und sind in Multipletts einer

Technicolor - Symmetrie  $G_{TC}$  angeordnet [67, 70, 85]:

$$T_L = \begin{pmatrix} U_{L\alpha i} \\ D_{L\alpha i} \\ N_{Li} \\ E_{Li} \end{pmatrix}, \quad T_R = \begin{pmatrix} U_{R\alpha} \\ D_{R\alpha} \\ N_R \\ E_R \end{pmatrix}, \quad \begin{array}{l} \alpha : \text{Color - Index} \\ i : SU(2)_L\text{- Index} \end{array} \quad (49)$$

Mögliche Darstellungen der Symmetriegruppe  $G_{TC}$  sind [70]:

$$\begin{array}{ll} G_{TC} = SU(8)_L \times SU(8)_R \times U(1) & \text{komplexe Darstellung} \\ G_{TC} = SU(16) & \text{reelle Darstellung} \end{array} \quad (50)$$

$G_{TC}$  wird als asymptotisch freie Wechselwirkung – analog der QCD – angenommen. Bei hohen Energien, d.h. jenseits der TC - Skala, sind die Kopplungen gering, die chirale Symmetrie verhindert, daß die elektroschwachen Eichfelder Massen erhalten. Bei niedrigeren Energien wird die TC - Kopplung stark und es bildet sich ein Kondensat aus Techni - Fermionen [67, 85]

$$\langle T_L T_R \rangle \neq 0 \quad (51)$$

mit den gleichen Quantenzahlen wie das Higgs - Dublett des SM, welches die Brechung der elektroschwachen Symmetrie zu  $U(1)_{em}$  bewirkt und massive Eichbosonen  $W^\pm$ ,  $Z^0$  erzeugt [83, 86]. Die chirale Symmetrie der normalen Quarks und Leptonen kann nicht durch  $\langle T_L T_R \rangle$  gebrochen werden, so daß diese masselos bleiben. Um dieses Problem zu lösen, müssen effektive 4 - Fermi - Wechselwirkungen eingeführt werden, welche zwischen den normalen und TC - Teilchen stattfinden [83, 84]. Beide Fermionarten sitzen dann in gemeinsamen Multipletts einer größeren Symmetriegruppe ('extended technicolor', ETC). Damit verbunden ist die Existenz von '(Techni -) Leptoquarks', welche Übergänge zwischen beiden vermitteln.

Es gibt ein generelles Problem der TC - Modelle: Ein realistisches Fermionspektrum (d.h. konsistent mit den SM - Quarkmassen) kann nicht erzeugt werden, ohne zu hohe Anteile an Flavor - verletzenden Übergängen ('flavor changing neutral currents', FCNC) zu erhalten, welche aus Generationen - Mischungen innerhalb der ETC - Multipletts resultieren. Entsprechend unterdrückte FCNCs würden andererseits zu leichten Fermionmassen führen, bzw. zu leichten Techni - Bosonen, welche experimentell nicht beobachtet sind [83, 86]. Ein möglicher Ausweg wird in sogenannten 'Bosonischen TC' - Modellen vorgeschlagen [86, 87]: Bosonische TC kombiniert Technicolor und Supersymmetrie. Die Idee ist eine Entkopplung von elektroschwacher Symmetriebrechung und Erzeugung von Fermionmassen. Die elektroschwache Symmetrie wird durch normale TC - Wechselwirkung gebrochen und ein fundamentales Higgs - Feld wird zur Fermionmassen - Erzeugung verwendet. Die Masse des Higgs wird dabei durch SUSY klein gehalten (siehe Kap. 5.2.). Der natürliche Wert für die SUSY - Brechungsskala und die Higgs - Masse ist in bosonischer TC von der Ordnung (2 - 10) TeV [86]. Durch diese schweren Bosonmassen sind FCNCs entsprechend unterdrückt, außerdem wird keine ETC - Wechselwirkung benötigt, d.h. Leptonen und Techni - Leptonen sind nicht in gemeinsamen Multipletts und es gibt keine derartigen Generations - Mischungen mehr.

## 6 Die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen

In diesem Kapitel wird die Suche nach Leptoquarks und Leptogluonen mit dem H1 - Detektor beschrieben. Nach einer Darstellung der Phänomenologie und Kinematik der Erzeugung dieser Teilchen in der tiefinelastischen Elektron - Proton - Streuung bei HERA werden die Kriterien zur Selektion von Ereignis - Kandidaten vorgestellt. Daran schließen sich Untersuchungen zu verschiedenen Klassen von Untergrundereignissen und Studien zu systematischen Effekten an. Den Abschluß bildet die Diskussion der erzielten Resultate.

### 6.1 Phänomenologie

*Leptoquarks* (LQs) sind Color - Tripletts Bosonen mit Spin 0 oder 1, tragen sowohl Lepton - als auch Baryonzahl, besitzen drittelzahlige elektrische Ladungen und koppeln an Lepton - Quark Paare, elektroschwache Bosonen und Gluonen. Sie treten in allen Modellen jenseits des SM auf, welche versuchen, Quarks und Leptonen miteinander in Beziehung zu setzen. Dies kann dadurch geschehen, daß beide in gemeinsamen Multipletts angeordnet werden (GUT , Superstring, TC) [88, 89], oder eine gemeinsame Substruktur besitzen [90]. *Leptogluonen* (LG) sind Spin - 1/2 Color - Oktett - Zustände, welche Leptonzahl tragen. Sie treten in manchen Substruktur - Modellen als Color - Oktett Partner der normalen Leptonen auf, welche aus Konstituenten mit Farbladung zusammengesetzt sind [91].

Leptoquarks mit  $B$  - oder  $L$  - verletzenden Kopplungen, d.h. mit solchen an Quark - oder Leptonpaare, müssen sehr schwer sein (von der Ordnung  $M_{GUT}$  oder  $M_P$ ), um schnellen Protonzerfall bzw. hohe Neutrinomassen auszuschließen. Im Falle erhaltener Baryon - und Leptonzahl dagegen treten diese Kopplungen nicht auf. Stattdessen sind Kopplungskonstanten  $\lambda$  an Lepton - Quark - Paare von der Größenordnung der elektroschwachen Kopplung für leichte Leptoquarks ( $O(100\text{GeV})$ ) möglich [88].

HERA bietet eine ideale Gelegenheit, nach solchen 'leichten' Leptoquarks zu suchen. Dort könnten diese Teilchen als Resonanzzustände im  $s$  - Kanal der  $ep$  - Streuung produziert werden [92-94]:

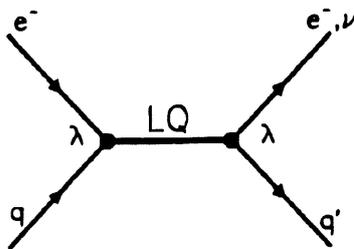


Abbildung 14:  $s$  - Kanal - Erzeugung von Leptoquarks in  $ep$  - Streuung.  $\lambda$  ist eine dimensionslose Yukawa - Kopplung (siehe Text). Für Leptogluonen sind die Quarklinien durch Gluonlinien zu ersetzen.

Für die effektive Wechselwirkungs - Lagrangedichte in Lepton - Quark - Streuung geben Buchmüller, Rückl und Wyler einen modellunabhängigen Ansatz an [96]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{F=2} + \mathcal{L}_{F=0}, \quad (52)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=2} = & (g_{1L}\bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + g_{1R}\bar{u}_R^c e_R) S_0 + \tilde{g}_{1R}\bar{d}_R^c e_R \tilde{S}_0 + g_{3L}\bar{q}_L^c i\tau_2 \tau l_L S_1 \\ & + (g_{2L}\bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R}\bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R) V_{1/2} + \tilde{g}_{2L}\bar{u}_R^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{1/2} \end{aligned} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{F=0} = & (h_{2L}\bar{u}_R l_L + h_{2R}\bar{q}_L i\tau_2 e_R) S_{1/2} + \tilde{h}_{2L}\bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2} \\ & + (h_{1L}\bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R}\bar{d}_R \gamma^\mu e_R) V_0 + \tilde{h}_{1R}\bar{u}_R \gamma^\mu e_R \tilde{V}_0 + h_{3L}\bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L V_1 \end{aligned} \quad (54)$$

Die linkshändigen ( $L$ ) Quark - bzw. Lepton dubletts sind mit  $q_L$  und  $l_L$  bezeichnet, die rechtshändigen ( $R$ ) Singletts mit  $e_R, d_R, u_R$ . Der Index  $c$  bedeutet Ladungskonjugation,  $F$  ist die Fermionzahl. Die skalaren ( $S$ ) und vektoriellen ( $V$ ) Leptoquarkfelder sind gemäß ihrer schwachen Isospins indiziert. Die dimensionslosen Yukawa - Kopplungen  $g, h$  an Fermionen erhalten Baryon - und Leptonzahl und respektieren die  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  - Symmetrie des SM. Damit ergeben sich die in folgenden Tabellen (6,7) aufgeführten zehn Multipletts des schwachen Isospins skalarer und vektorieller Leptoquarks in  $e^-p$  - bzw.  $e^+p$  - Streuung bei HERA:

F = 2	$T_3$	Kanal	BR	F = 0	$T_3$	Kanal	BR
$^{-1/3}S_0$	0	$e_L^- u_L \rightarrow e^- u$	1/2	$^{-2/3}V_0$	0	$e_L^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$	1/2
		$\rightarrow \nu_e d$	1/2			$\rightarrow \nu_e \bar{u}$	1/2
		$e_R^- u_R \rightarrow e^- u$	1			$e_R^- \bar{d}_L \rightarrow e^- \bar{d}$	1
$^{-4/3}\tilde{S}_0$	0	$e_R^- d_R \rightarrow e^- d$	1	$^{-5/3}\tilde{V}_0$	0	$e_R^- \bar{u}_L \rightarrow e^- \bar{u}$	1
$^{-4/3}S_1$	-1	$e_L^- d_L \rightarrow e^- d$	1	$^{-5/3}V_1$	-1	$e_L^- \bar{u}_R \rightarrow e^- \bar{u}$	1
		$e_L^- u_L \rightarrow e^- u$	1/2			$e_L^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$	1/2
$^{-1/3}S_1$	0	$\rightarrow \nu_e d$	1/2	$^{-2/3}V_1$	0	$\rightarrow \nu_e \bar{u}$	1/2
		nicht in $e^-p$				nicht in $e^-p$	
$^{+2/3}S_1$	1	nicht in $e^-p$		$^{+1/3}V_1$	1	nicht in $e^-p$	
$^{-4/3}V_{1/2}$	-1/2	$e_R^- d_L \rightarrow e^- d$	1	$^{-5/3}S_{1/2}$	-1/2	$e_L^- \bar{u}_L \rightarrow e^- \bar{u}$	1
		$e_L^- d_R \rightarrow e^- d$	1			$e_R^- \bar{u}_R \rightarrow e^- \bar{u}$	1
$^{-1/3}V_{1/2}$	+1/2	$e_R^- u_L \rightarrow e^- u$	1	$^{-2/3}S_{1/2}$	+1/2	$e_R^- \bar{d}_R \rightarrow e^- \bar{d}$	1
$^{-1/3}\tilde{V}_{1/2}$	-1/2	$e_L^- u_R \rightarrow e^- u$	1	$^{-2/3}\tilde{S}_{1/2}$	-1/2	$e_L^- \bar{d}_L \rightarrow e^- \bar{d}$	1
$^{+2/3}\tilde{V}_{1/2}$	+1/2	nicht in $e^-p$		$^{+1/3}\tilde{S}_{1/2}$	+1/2	nicht in $e^-p$	

Tabelle 6: Multipletts des schwachen Isospins  $T$  skalarer ( ${}^Q S_T$ ) und vektorieller ( ${}^Q V_T$ ) Leptoquarks mit elektrischer Ladung  $Q$ .  $F$  bezeichnet die Fermionzahl ( $F = 3B + L$  mit  $B$  als Baryonzahl und  $L$  als Leptonzahl),  $BR$  das Verzweungsverhältnis für die angegebenen Kanäle in  $e^-p$  - Streuung.

F = -2	T <sub>3</sub>	Kanal	BR	F = 0	T <sub>3</sub>	Kanal	BR
$-1/3 S_0^*$	0	$e_R^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$	1/2	$-2/3 V_0^*$	0	$e_R^+ d_L \rightarrow e^+ d$	1/2
		$\rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d}$	1/2			$\rightarrow \bar{\nu}_e u$	1/2
		$e_L^+ \bar{u}_L \rightarrow e^+ \bar{u}$	1			$e_L^+ d_R \rightarrow e^+ d$	1
$-4/3 \tilde{S}_0^*$	0	$e_L^+ \bar{d}_L \rightarrow e^+ \bar{d}$	1	$-5/3 \tilde{V}_0^*$	0	$e_L^+ u_R \rightarrow e^+ u$	1
$-4/3 S_1^*$	+1	$e_R^+ \bar{d}_R \rightarrow e^+ \bar{d}$	1	$-5/3 V_1^*$	+1	$e_R^+ u_L \rightarrow e^+ u$	1
$-1/3 S_1^*$	0	$e_R^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$	1/2	$-2/3 V_1^*$	0	$e_R^+ d_L \rightarrow e^+ d$	1/2
		$\rightarrow \bar{\nu}_e \bar{d}$	1/2			$\rightarrow \bar{\nu}_e u$	1/2
$+2/3 S_1^*$	-1	nicht in $e^+ p$		$+1/3 V_1^*$	-1	nicht in $e^+ p$	
$-4/3 V_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+ \bar{d}_R \rightarrow e^+ \bar{d}$	1	$-5/3 S_{1/2}^*$	+1/2	$e_L^+ u_L \rightarrow e^+ u$	1
		$e_R^+ \bar{d}_L \rightarrow e^+ \bar{d}$	1			$e_R^+ u_R \rightarrow e^+ u$	1
$-1/3 V_{1/2}^*$	-1/2	$e_L^+ \bar{u}_R \rightarrow e^+ \bar{u}$	1	$-2/3 S_{1/2}^*$	-1/2	$e_L^+ d_L \rightarrow e^+ d$	1
$-1/3 \tilde{V}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+ \bar{u}_L \rightarrow e^+ \bar{u}$	1	$-2/3 \tilde{S}_{1/2}^*$	+1/2	$e_R^+ d_R \rightarrow e^+ d$	1
$+2/3 \tilde{V}_{1/2}^*$	-1/2	nicht in $e^+ p$		$+1/3 \tilde{S}_{1/2}^*$	-1/2	nicht in $e^+ p$	

Tabelle 7: Multipletts des schwachen Isospins  $T$  skalarer ( $-Q S_T^*$ ) und vektorieller ( $-Q V_T^*$ ) Leptoquarks mit elektrischer Ladung  $Q$ .  $F$  bezeichnet die Fermionzahl,  $BR$  das Verzweigungsverhältnis für die angegebenen Kanäle in  $e^+ p$ -Streuung.

Bisherige Beschleunigerexperimente (aus  $e^+ e^-$ - und  $\bar{p} p$ -Reaktionen) liefern folgende Ausschließungsgrenzen für skalare Leptoquarks [24, 92]:

Energie (C.M.)			
LEP:	90 GeV	$m_{LQ} > 45$ GeV	
UA2:	630 GeV	$m_{LQ} > 72$ GeV	für BR = 100 % in $eq$
		$m_{LQ} > 67$ GeV	für BR = 50 % jeweils in $eq, \nu q$
CDF:	1800 GeV	$m_{LQ} > 82$ GeV	für BR = 50 % jeweils in $eq, \nu q$
		$m_{LQ} > 113$ GeV	für BR = 100 % in $eq$

Es existieren weiterhin indirekte Grenzen, gewonnen aus niederenergetischen Messungen [24, 92, 99]:

Leptoquarks würden im Falle von Flavor-verletzenden Übergängen beitragen. Der strengste Wert stammt aus Myon-Elektron-Konversion in Materie: Aus dem Verhältnis

$$\frac{\Gamma(\mu^- T i \rightarrow e^- T i)}{\Gamma(\mu^- T i \rightarrow \nu_\mu X)} < 6 \cdot 10^{-12}$$

läßt sich für Leptoquark-Prozesse

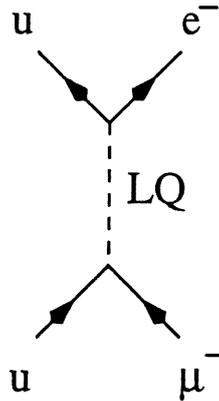


Abbildung 15: *Leptoquark - Beitrag zum Flavor - verletzenden Übergang  $\mu N \rightarrow e N$*

ein Grenzwert für die Leptoquarkmasse in Abhängigkeit der Kopplungskonstanten ableiten:

$$\frac{m_{LQ}}{\lambda} > O(100 \text{ TeV}) \quad (55)$$

Das Symbol  $\lambda$  stehe hierbei und im weiteren für die Kopplungskonstanten  $g, h$  aus (52). Die Universalität der schwachen Wechselwirkung (d.h. der Fermikonstante) in  $\mu$ - und  $\beta$ -Zerfall des Pions:

$$\frac{\Gamma(\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e)}{\Gamma(\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu)} = 6 \cdot 1.23 \cdot 10^{-4}$$

liefert für Beiträge von Leptoquark - Prozessen

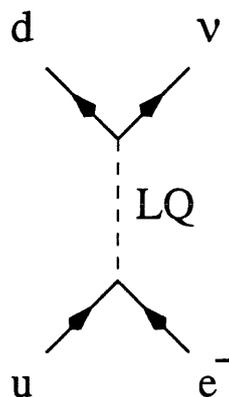


Abbildung 16: *Leptoquark - Beitrag zum Pion - Zerfall*

folgende Massengrenze:

$$\frac{m_{LQ}}{\lambda} > 1.7 \text{ TeV} \quad (56)$$

Schließlich kann aus der Grenze des Pion - Zerfalls auch ein Ausschluß für das gleichzeitige Auftreten von links - und rechtshändigen Kopplungen abgeleitet werden:

$$m_{LQ} > \sqrt{\lambda_L \lambda_R} \ 10 \ \text{TeV} \quad (57)$$

Leptogluonen treten in Substruktur - Modellen auf, in denen angenommen wird, daß Leptonen, Quarks und die schwachen Eichbosonen aus farbgeladenen Konstituenten zusammengesetzt sind, die durch eine neue starke Kraft ('Hypercolor') gebunden werden [91]. Die Massen der schwachen Bosonen werden hierbei ebenfalls durch Hypercolor erzeugt und die schwache Wechselwirkung wird als deren Restwechselwirkung angesehen. Dieser Mechanismus ist analog zur Interpretation der Kernkräfte als Restwechselwirkung der QCD durch Austausch massiver Bosonen (Pion, Rho - Meson) (siehe auch die Diskussion zu Technicolor - Modellen in Kap. 5.3). Die Hypercolor - Kraft wird bei einer Skala  $\Lambda$  stark, die als Substrukturkonstante interpretiert wird, d.h. sie ist von der Ordnung der inversen Radien der Leptonen und Quarks [91, 102].

Besitzen die Fermionen und schwachen Bosonen eine solche Substruktur, dann existieren hinsichtlich ihrer Color - Wechselwirkung angeregte Zustände von ihnen. Diese sind Color - Oktett Teilchen und werden als  $l_8$  (Color - Oktett Leptonen),  $q_8$  (Color - Oktett Quarks) bzw.  $W_8, Z_8$  (Color - Oktett Bosonen) bezeichnet.

Bei HERA wäre die Produktion von Leptogluonen  $e_8$  im  $s$  - Kanal aus den Anfangszuständen Elektron und Gluon möglich (analog zu Abbildung 14 für Leptoquarks). Die Lagrangedichte für deren Produktion lautet [98]:

$$\mathcal{L} = \frac{g_s}{2\Lambda} G_{\mu\nu}^\alpha \bar{l} \sigma^{\mu\nu} \left( \frac{1 + \gamma_5}{2} \right) l_8^\alpha \quad (58)$$

Hier bedeutet  $g_s$  die starke Kopplungskonstante ( $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$ ),  $G_{\mu\nu}^\alpha$  den Gluon - Feldstärketensor und  $l$  bzw.  $l_8$  die Elektron - und Leptogluonfelder.  $\alpha = (1, \dots, 8)$  ist der Color - Index,  $\sigma^{\mu\nu}$  sind die Paulimatrizen und  $\gamma_5$  eine der Dirac - Matrizen.

Leptogluonen können in  $p\bar{p}$  - Kollisionen paarweise erzeugt werden. Die entsprechenden Massengrenzen sind ähnlich denen der Leptoquarks:

$$\begin{aligned} \text{UA2: } & m_{LG} > O(70 \text{ GeV}) \\ \text{CDF: } & m_{LG} > O(120 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

Zusammen mit den strengen Beschränkungen aus FCNCs [88] werden der experimentiellen Analyse folgende Annahmen zugrunde gelegt [23]:

- Keine Mischung zwischen den Generationen, d.h. bei HERA produzierte LQs zerfallen ausschließlich in Fermionen der ersten Generation:  $(e + q)$ ,  $(\nu_e + q)$ .
- Ein LQ - Multiplett wird vorzugsweise erzeugt, d.h. es existiert eine starke Hierarchie in den Yukawa - Kopplungen  $\lambda$  einer Generation.
- LQs eines Multipletts sind bzgl. ihrer Massen entartet.
- Nicht - verschwindende Kopplungen existieren entweder nur an links - oder rechtshändige Teilchen.

Aus dem effektiven Lagrangian für die Erzeugung von Leptoquarks (52) in  $ep$  - Streuung lassen sich deren Wirkungsquerschnitte berechnen [96]:

$$\sigma(ep \rightarrow LQ) = \frac{\pi}{4s} (J + 1) \lambda_{L,R}^2 q \left( \frac{m_{LQ}^2}{s} \right) \quad (59)$$

Dabei ist  $J$  der Spin des Leptoquarks (0 oder 1),  $\lambda$  die dimensionslose Yukawa - Kopplung und  $q$  die (Anti -) Quarkverteilungsfunktion im Proton an der Stelle der Resonanz. Im Quark - Parton - Modell und unter Vernachlässigung der Fermionmassen gilt für die Masse der Resonanz:

$$m_{LQ}^2 = (p_e + xp_p)^2 = xs \quad (60)$$

mit  $p_e$ ,  $p_p$  als Viererimpulse des einlaufenden Elektrons bzw. Protons.  $s$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie:  $s = (p_e + p_p)^2$ . Die Resonanzmasse ist damit als Schwerpunktsenergie des Subprozesses  $eq \rightarrow LQ$  interpretierbar und kann auch als invariante Masse der Zerfallsprodukte  $LQ \rightarrow e(\nu) + X$  verstanden werden.

Die partiellen Zerfallsbreiten skalarer und vektorieller Leptoquarks lauten [96]:

$$\Gamma_S = \frac{\lambda_{L,R}^2}{16\pi} m_{LQ} \quad \Gamma_V = \frac{\lambda_{L,R}^2}{24\pi} m_{LQ} \quad (61)$$

Aus der Lagrangedichte für *Leptogluon* - Erzeugung (58) erhält man die entsprechenden Beziehungen für Wirkungsquerschnitt und Zerfallsbreite [92, 100, 101]:

$$\sigma(ep \rightarrow LG) = \frac{2\pi^2 \alpha_s}{s} \left( \frac{m_{LG}}{\Lambda} \right)^2 G \left( \frac{m_{LG}^2}{s} \right) \quad (62)$$

$$\Gamma(LG \rightarrow eq) = \frac{\alpha_s m_{LG}^3}{4\pi \Lambda^2} \quad (63)$$

$\alpha_s$  ist die starke Kopplungskonstante,  $\Lambda$  hat die Dimension einer Masse und ist ein Parameter, der angibt, bei welcher Skala eine evtl. Substruktur der Fermionen wirksam wird.  $G$  schließlich ist die Gluondichtefunktion des Protons.

Die Zerfallsprodukte skalarer und vektorieller LQs unterscheiden sich insbesondere in deren Winkel - bzw.  $y$  - Verteilungen [23]. Man betrachte hierzu Abbildung 17. Sie zeigt die Wechselwirkung aus Figur 14 für Erzeugung und Zerfall eines *vektoriellen* Leptoquarks im Schwerpunktsystem des  $eq$  - Systems.

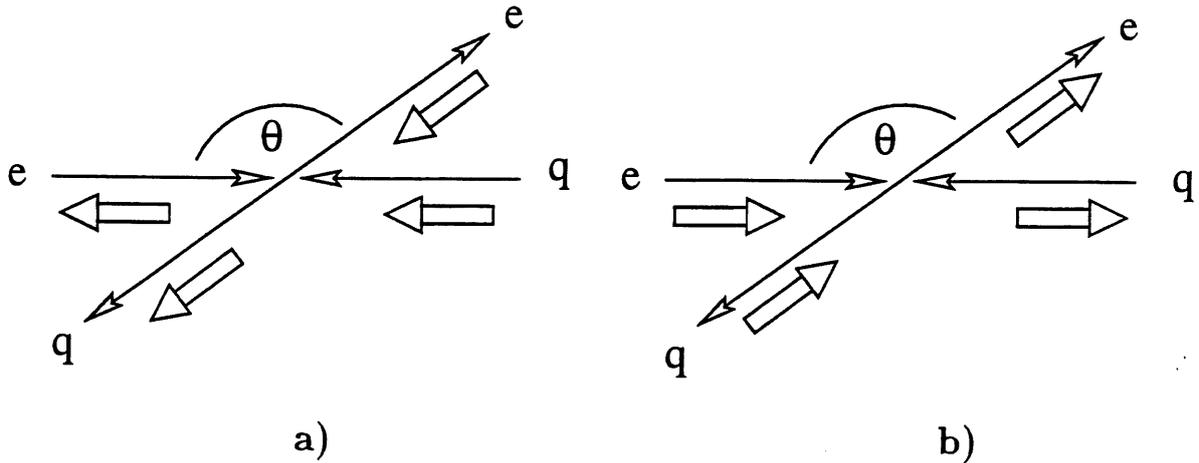


Abbildung 17: Erzeugung und Zerfall vektorieller Leptoquarks im  $eq$  - Schwerpunktsystem. Die Pfeile stellen die Spins der ein - und auslaufenden Teilchen dar.  $\theta$  ist der Streuwinkel des Elektrons relativ zur Protonrichtung im Schwerpunktsystem. Abbildung a) gilt für den Fall eines einlaufenden linkshändigen Elektrons und rechtshändigen Quarks. Abbildung b) stellt den umgekehrten Fall eines einlaufenden rechtshändigen Elektrons und linkshändigen Quarks dar.

Aus der Grenze für das gleichzeitige Auftreten links - und rechtshändiger Kopplungen (57) wurde die Annahme abgeleitet, daß für jede Leptoquarkspezies entweder nur eine linkshändige oder eine rechtshändige Kopplung existiert. Dies wurde auch in den Verzweungsverhältnissen der Tabellen 6, 7 deutlich (z.B. für  $^{-4/3}V_{1/2}$  im linken Teil der Tabelle 6). Dies hat zwei wichtige Konsequenzen: Die  $eq$  - Wechselwirkung, die zur Bildung einer LQ - Resonanz führt, muß helizitäts - erhaltend sein, d.h. die Endzustandsteilchen eines LQ - Zerfalls besitzen die selben Helizitäten wie die des Anfangszustandes, da der Zerfall über die selbe Kopplung wie die Produktion erfolgt. Weiterhin folgt, daß für ein betrachtetes vektoriell Leptoquark nur einer der beiden Fälle a) oder b) in obiger Figur auftreten kann. Die Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Prozeß kann also nicht Beiträge beider getrennter Amplituden enthalten.

Die Winkel - und  $y$  - Abhängigkeiten der Zerfallsprodukte vektorieller Leptoquarks lassen sich nun wie folgt berechnen:

Wird ein Anfangszustand  $\Phi(s, s_z)$ , wobei  $s$  den Spin und  $s_z$  dessen Komponente in Quantisierungsrichtung bezeichnet, einer Wechselwirkung unterworfen, so läßt sich der daraus resultierende rotierte Zustand durch folgende Transformation beschreiben:

$$e^{-i\theta\hat{J}_z}\Phi(s, s_z) = \sum_{s'_z=-s}^s d_{s'_z, s_z}^s(\theta)\Phi(s, s'_z) \quad (64)$$

Der rotierte Zustand ist im allgemeinen also eine Linearkombination der  $(2s_z+1)$  Zustände  $\Phi(s, s'_z)$ . Die Koeffizienten  $d_{s'_z, s_z}^s$  sind die sogenannten Rotationsmatrizen [118] und  $\hat{J}_z$  der Drehimpulsoperator.

Im vorliegenden Fall vektorieller Leptoquarks entfällt die Linearkombination und es ver-

bleibt jeweils nur ein zur Amplitude bzw. zum Wirkungsquerschnitt beitragender Term. Wählt man als Quantisierungsachse die Protonrichtung, dann ist im Prozeß der Abbildung 17a) der Anfangszustand durch  $\Phi(1, 1)$  gegeben und im anderen Prozeß 17b) durch  $\Phi(1, -1)$ . Da der Wirkungsquerschnitt durch das Quadrat der Übergangsamplitude beschrieben wird, ist er proportional zum Quadrat der jeweiligen Rotationsmatrix:

$$\sigma_R \sim |d_{1,1}^1|^2, \quad \sigma_L \sim |d_{-1,-1}^1|^2 \quad (65)$$

Da die Wechselwirkung die Helizität erhalten soll, sind die Spins der Anfangs- und Endzustände in diesen Rotationsmatrizen gleich. Diese sind gegeben durch [118]:

$$d_{1,1}^1 = d_{-1,-1}^1 = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta) \quad (66)$$

Im Schwerpunktsystem gilt weiterhin für die Variable  $y$ :

$$y = \frac{1}{2}(1 - \cos \theta), \quad (67)$$

sodaß folgende  $y$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts vektorieller Leptoquarks resultiert:

$$\frac{d\sigma_V}{dy} \sim (1 - y)^2 \quad (68)$$

Erzeugung und Zerfall *skalärer* Leptoquarks lassen sich wie in Figur 18 veranschaulichen:

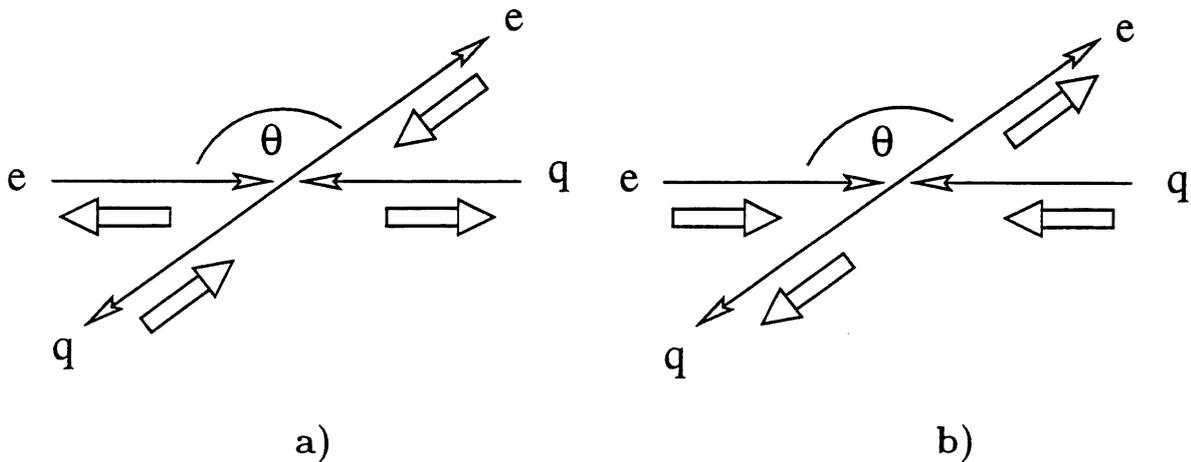


Abbildung 18: Erzeugung und Zerfall *skalärer* Leptoquarks im  $eq$ -Schwerpunktsystem. Die Pfeile stellen die Spins der ein- und auslaufenden Teilchen dar.  $\theta$  ist der Streuwinkel des Elektrons relativ zur Protonrichtung im Schwerpunktsystem. Abbildung a) gilt für den Fall eines einlaufenden linkshändigen Elektrons und linkshändigen Quarks. Abbildung b) stellt den umgekehrten Fall eines einlaufenden rechtshändigen Elektrons und rechtshändigen Quarks dar.

In diesem Fall sind die Spins der Anfangs - und Endzustände  $s = 0$ ,  $s_z = 0$  und die Transformation (64) läßt den Zustand  $\Phi(0, 0)$  unverändert. Die entsprechende Rotationsmatrix  $d_{0,0}^0$  ist somit konstant, d.h. nicht vom Streuwinkel  $\theta$  abhängig. Damit ist auch der differentielle Wirkungsquerschnitt nicht von  $y$  abhängig:

$$\frac{d\sigma_S}{dy} = \text{const.} \quad (69)$$

Bei den Spin - 1/2 *Leptogluonen* verläuft die Argumentation analog jener bei den Vektor - LQs. Es ist jeweils ein Spin - 1/2 Elektron mit einem Spin - 1 Gluon zu koppeln. Die hierbei auftretenden Rotationsmatrizen sind:

$$d_{1/2,1/2}^{1/2} = d_{-1/2,-1/2}^{1/2} = \cos(\theta/2) \quad (70)$$

Man erhält somit für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{LG}}{d(\cos\theta)} \sim |d_{1/2,1/2}^{1/2}|^2 = |d_{-1/2,-1/2}^{1/2}|^2 = \cos^2(\theta/2) = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta) \quad (71)$$

$$\frac{d\sigma_{LG}}{dy} \sim (1 - y) \quad (72)$$

Für NC - Ereignisse gilt der in Kapitel 4.3 eingeführte differentielle Wirkungsquerschnitt (33). Der erste Term stellt den dominierenden  $t$  - Kanal Photonaustauschterm (Rutherfordterm) dar. Es gilt somit eine  $\frac{1}{Q^4}$  - Abhängigkeit und wegen  $Q^2 = sxy$  (Formel (27)):

$$\frac{d\sigma_{NC}}{dy} \sim \frac{1}{y^2} \quad (73)$$

## 6.2 Kinematik und Ereignis - Selektion

Die beim Zerfall einer Leptoquark - (Leptogluon -) Resonanz möglichen Endzustände (siehe Tabellen 6, 7) unterscheiden sich nicht von denen normaler tiefinelastischer NC - bzw. CC - Ereignisse. Die Analyse stützt sich daher auf die Selektion solcher DIS - Signaturen. Eine Unterscheidung auf der Basis einzelner nachgewiesener Reaktionen ist dabei nicht möglich. Die Existenz einer Resonanz einer Masse  $m_{LQ}$  ist aber durch eine Anhäufung in der Bjorken -  $x$  - Verteilung von Ereignissen (siehe (60)) nachweisbar, welche eine DIS - Signatur aufweisen. Solche Prozesse stellen somit den wesentlichen Untergrund bei der Suche nach Leptoquarks dar. Die Bestimmung der Kinematik DIS - artiger Ereignisse erfolgt nach den in Kapitel 4.2 beschriebenen Methoden. Daneben können Photoproduktionsprozesse (' $\gamma p$  - Ereignisse') einen Beitrag zum Untergrund liefern, wenn ihre Endzustände zu Energiedepositionen im Detektor führen, die ein gestreutes Elektron vortäuschen und somit eine NC - artige Signatur suggerieren. Die Klasse der 'unphysikalischen' Untergrundereignisse umfaßt vor allem Strahlgas - Wechselwirkungen in der Wechselwirkungszone des Detektors, sowie Halo - Myonen des Protonenstrahls aus Strahl - Wand - Wechselwirkungen und kosmische Myonen, welche zu CC - artigen Energiedepositionen führen können, wenn sie einem  $ep$  - Ereignis überlagert sind. Im folgenden werden Kriterien zur Unterdrückung von Untergrundprozessen diskutiert und an Hand von Monte - Carlo - Untersuchungen verdeutlicht.

### Selektions - Kriterien

Die Selektion für NC - und CC - artige Ereignisse stützt sich wesentlich auf einen Algorithmus zur Identifizierung des gestreuten Elektrons und auf Energieschnitte im Kalorimeter. Daran anschließend werden kinematische Schnitte angewendet, um Ereignisse zu verwerfen, welche mit schlechter Auflösung registriert wurden (siehe die Diskussion der Elektron - Methode in Kapitel 4.2 und Abbildung (9)). Im einzelnen werden für NC - **Signaturen** ( $e + X$ ) folgende Kriterien verlangt:

- (i) Das zentrale Spurkammersystem des H1 - Detektors muß einen rekonstruierten Vertex im Bereich  $|\Delta z| < 50$  cm liefern. Diese Grenze ergibt sich aus der Länge der Protonbündel (siehe Tabelle 1).
- (ii) Im LAr Kalorimeter muß ein gestreutes Elektron gefunden werden, welches mindestens eine transversale Energie von 5 GeV besitzt und im Polarwinkelbereich  $20^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$  liegt. Die Elektron - Identifizierung stützt sich dabei auf die Messung des Schauerprofils [103]: 90% der Schauerenergie muß im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponiert sein und mindestens 50% der Energie müssen innerhalb höchstens vier Zellen auftreten (Kompaktheit elektromagnetischer Schauer).

- (iii) Die im LAr - Kalorimeter gemessene fehlende Transversalenergie  $|\Sigma E_T| = \sqrt{(\Sigma E_x)^2 + (\Sigma E_y)^2}$  darf 25 GeV nicht übersteigen, wobei sich die Summen über alle Kalorimeterzellen erstrecken.
- (iv) Im Elektron - Tagger des Luminositätssystems dürfen nicht mehr als 5 GeV Energie gemessen worden sein.
- (v) Die kinematische Variable  $y_e$  muß im Bereich  $y_e > 0.10$  liegen, wobei sich der Index  $e$  auf die Elektron - Methode (siehe Kapitel 4.2) bezieht. Es wird eine grobe Übereinstimmung der nach der Elektron - Methode und der J.B. - Methode gemessenen  $y$  - Werte gefordert:  $|y_e - y_{JB}| < 0.30$ .
- (vi) Die rekonstruierte Resonanzmasse muß größer als 35 GeV sein (dies entspricht einem Schnitt in der  $x$  - Variablen von ca.  $x > 0.01$ ).

Die Kriterien (i), (ii) und (iii) unterdrücken Untergrundereignisse aus Strahl - Wand - (Halo - Myonen) und Strahl - Gas - Wechselwirkungen, sowie kosmische Myonen und CC - Ereignisse. Photoproduktionsereignisse mit dem in den Elektron - Tagger gestreuten Elektron werden durch (iv) verworfen.  $\gamma p$  - Prozesse, bei denen das Elektron dort nicht nachgewiesen wird, die aber Elektron - ähnliche Schauer im Kalorimeter hinterlassen, werden durch den Winkelschnitt in (ii) und die Übereinstimmung der  $y$  - Variablen in (v) erkannt. Durch den  $y$  - Schnitt in (v) werden außerdem DIS - Ereignisse zurückgewiesen, bei denen diese Größe mit schlechter Auflösung bestimmt wurde (aus Abbildung (9) in 4.2. ist ersichtlich, daß bei Verwendung der Elektron - Methode die Variable  $y$  nur für  $y > 0.10$  mit einem Fehler kleiner als 10% bestimmt werden kann). Zusammen mit (vi) reduziert dieser Schnitt einen großen Teil des DIS - Untergrundes, dessen Wirkungsquerschnitt bei kleinen Werten von  $x$  und  $y$  dominiert (Kapitel 4.3). Der Massenschnitt (vi) wurde noch etwas niedriger gewählt, als die bei LEP gewonnene Grenze (siehe Abschnitt 6.1), um einen nahtlosen Übergang zu diesen Experimenten zu ermöglichen.

Im folgenden werden einige der typischen Charakteristika von NC - und  $\gamma p$  - Ereignissen an Hand von Monte - Carlo Untersuchungen verdeutlicht. Die verwendeten NC - Daten wurden auf der Grundlage des Ereignis - Generators LEPTO [104] gewonnen. Photoproduktionsprozesse leichter und schwerer Quarks beruhen auf dem Generator PYTHIA. In Anhang A ist eine kurze Übersicht über verschiedene QCD - Modelle und deren Realisierungen in den verwendeten Monte Carlo - Generatoren gegeben. In beiden Fällen wurden die generierten Ereignisse der vollständigen Detektorsimulation [106] und Rekonstruktion ([107] und darin angegebene Referenzen) unterworfen.

Abbildung 19 zeigt die rekonstruierten Verteilungen des  $z$  - Vertex und der fehlenden transversalen Energie von simulierten NC - Ereignissen. Alle Ereignisse erfüllen für diese Größen obige Anforderungen (i) - (vi):

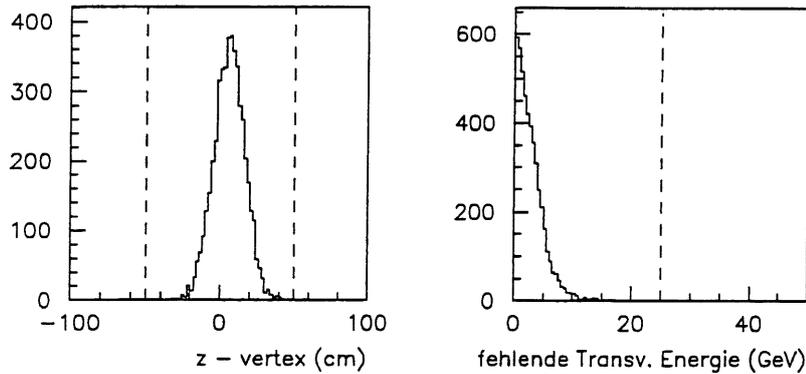


Abbildung 19: Verteilungen von  $z$  - Vertex und  $E_T^{miss}$  für simulierte NC - Ereignisse. Die Simulation entspricht den technischen Gegebenheiten von 1994 mit einem um ca. 5 cm verschobenen Vertex aufgrund der veränderten Strahloptik bei HERA. Die vertikalen Linien repräsentieren die im Text erklärten Selektionsschnitte.

Photoproduktionsprozesse hinterlassen relativ wenig transversale Energie im Detektor. Entsprechend ist die Vorzugsrichtung der Jets in solchen Ereignissen zu kleinen Polarwinkeln hin orientiert. Insbesondere besitzen elektromagnetische Schauer solcher Jets, die als Elektron misidentifiziert werden können, wenig  $E_T$ . Der Wirkungsquerschnitt für DIS - Ereignisse dagegen dominiert bei kleinen  $Q^2$  (Abschnitt 4.3) und damit bei großen Werten des Polarwinkels des gestreuten Elektrons (Formel (25)). Für die Variable  $y$  gilt eine umgekehrte Tendenz. Diese Sachverhalte sind aus der nächsten Figur ersichtlich, in der diese Größen für simulierte NC - und  $\gamma p$  - Prozesse verglichen werden (Die Anzahl der verwendeten 500 NC - und 3600  $\gamma p$  - Ereignisse wurde im Hinblick der Übersichtlichkeit gewählt. Sie entsprechen nicht gleicher Luminosität):

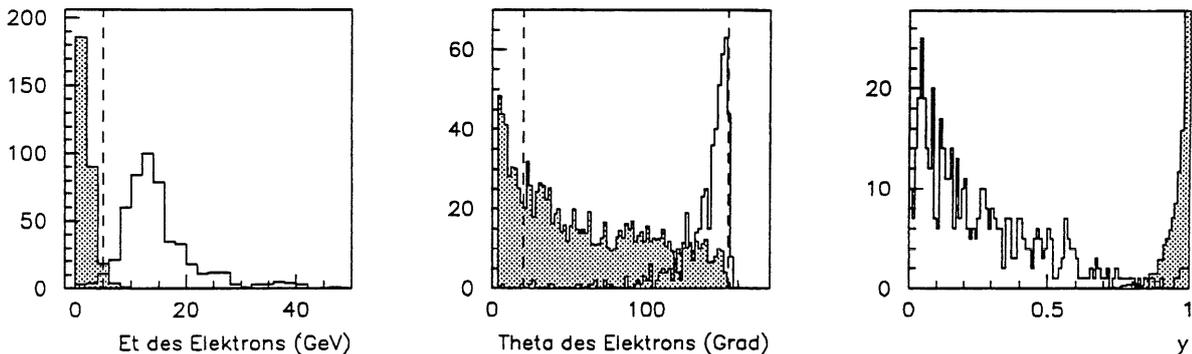


Abbildung 20: Verteilungen von transversaler Energie und Polarwinkel des gestreuten (NC) bzw. misidentifizierten ( $\gamma p$ ) Elektrons und kinematischer Variable  $y$ , gemessen aus den Elektron - Parametern. Die offenen Histogramme gelten für NC -, die schraffierten für  $\gamma p$  - Ereignisse. Die relative Skalierung ist willkürlich. Die Selektionsschnitte in  $E_T$  und  $\theta_e$  sind eingezeichnet.

Man erkennt deutlich die Fähigkeit des Kriteriums (ii) zur Reduzierung des  $\gamma p$  - Untergrundes. Die in (v) geforderte Übereinstimmung in den  $y$  - Variablen der Elektron - und

J.B. - Methode ist ebenfalls ein maßgeblicher Faktor zur Verwerfung von  $\gamma p$  - Prozessen, wie aus nachstehender Abbildung deutlich wird:

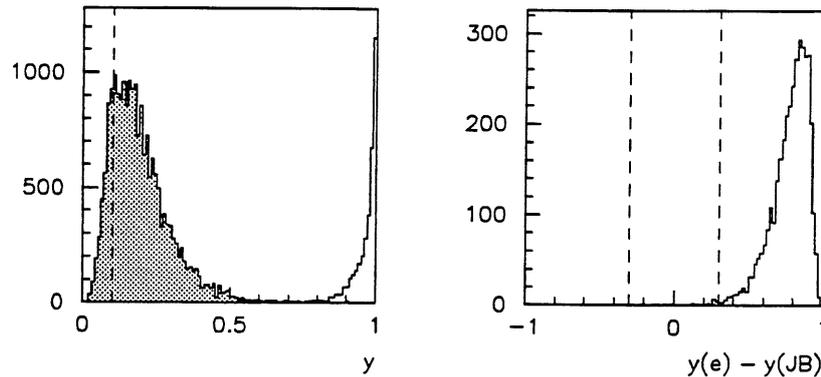


Abbildung 21:  $y$  für  $\gamma p$  - Ereignisse. Die linke Figur zeigt  $y$  gemessen nach der Elektron - Methode (offenes Histogramm) bzw. nach Jaquet - Blondel (schraffiert). Zur besseren Illustration ist das schraffierte Histogramm gegenüber dem offenen um einen Faktor 7 nach oben skaliert. Der vertikale Linie zeigt den Selektionsschnitt in  $y$ . Im rechten Bild ist die Differenz ( $y_e - y_{JB}$ ) zusammen mit dem Selektionskriterium ( $v$ ) dargestellt.

Die entsprechenden Figuren für simulierte NC - Ereignisse zeigen die erfolgreiche Trennung vom Photoproduktions - Untergrund durch die geforderte Übereinstimmung in  $y$ :

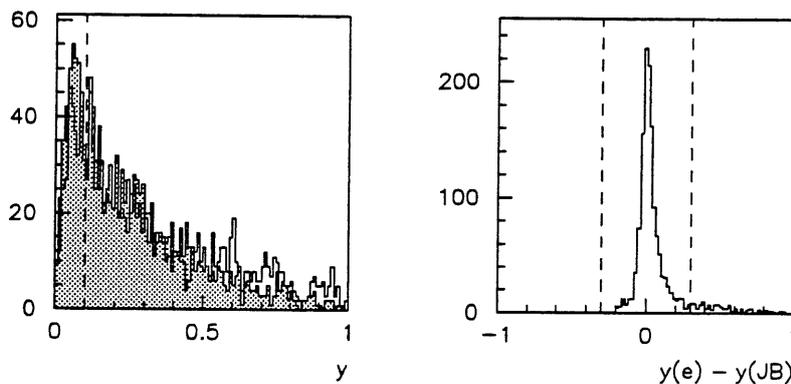


Abbildung 22: Simulierte NC - Ereignisse. Links:  $y$  bestimmt nach der Elektron - Methode (offenes Histogramm) und nach Jaquet - Blondel (schraffiertes Histogramm). Rechts: Die Differenz ( $y_e - y_{JB}$ ), zusammen mit den Selektionsschnitten

Bei einigen Ereignissen besteht eine schlechte Übereinstimmung der  $y$  - Werte (Ausläufer zu hohen ( $y_e - y_{JB}$ ) im rechten Histogramm). Dabei handelt es sich um solche, bei denen  $y$  nach der Elektron - Methode zu hoch bestimmt wurde (auch im linken Histogramm erkennbar). Wie aus Formel (26) ersichtlich, wurde in diesen Fällen entweder die Elektronenergie oder dessen Polarwinkel zu niedrig bestimmt. Im ersteren Fall ist dies auf Ereignisse zurückzuführen, bei welchen das Elektron in Regionen mit 'toten' Bereichen im Kalorimeter gestreut wurde (' $\phi$ ' - oder ' $z$ ' - cracks). Im letzteren Fall wurde eine andere als die vom wahren Elektron herrührende elektromagnetische Energiedeposition als Elektron identifiziert, d.h. ein 'weicher' Jet im Vorwärtsbereich des Kalorimeters.

### Untergrundkontamination

Der nach Anwendung der beschriebenen Selektionskriterien verbleibende Untergrund an  $\gamma p$  - Ereignissen wurde mit Monte - Carlo Daten abgeschätzt. Dabei wurden jeweils für Ereignisse mit ('Elektron gesehen') bzw. ohne ('kein Elektron gesehen') im Elektron - Tagger gemessenen Elektron ( $\gamma + p \rightarrow jet + jet$ ) - Prozesse ('direct' und 'resolved' Photon, siehe [15, 19]) und Erzeugung schwerer Quarks über Boson - Gluon - Fusion untersucht:

	$e^-$ gesehen			kein $e^-$ gesehen		
	Ereignisse untersucht	Ereignisse akzeptiert	Anteil (%)	Ereignisse untersucht	Ereignisse akzeptiert	Anteil (%)
leichte Quarks ( $u, d$ )	7665	0	0.0	1504	3	0.2
schwere Quarks ( $c$ )	5365	0	0.0	702	8	1.1
resolved $\gamma$	87167	2	0.0	12929	45	0.3

Der Anteil an Strahlgas - Wechselwirkungen wurde mit Hilfe sogenannter 'pilot - bunch' Ereignisse abgeschätzt. Dabei handelt es sich um Teilchenbündel, die keine Partnerbündel besitzen, mit denen sie zur Kollision gebracht werden. Keines dieser Ereignisse erfüllte alle Selektionsvoraussetzungen.

Die Selektion von CC - Signaturen ( $\nu + X$ ) bei hohem  $Q^2$  verlangt für Ereignis - Kandidaten:

Die Existenz eines Vertex muß wie im Falle der NC - Selektion (i) gewährleistet sein. Im Gegensatz dazu darf kein Elektron gemäß (ii) identifiziert worden sein. (iv) gilt wie oben. (vi) wird ebenfalls verlangt, wobei die Variable  $x$  aus der hadronischen Information allein bestimmt werden muß (siehe Abschnitt 4.2).

- (iii) Die in (iii) definierte fehlende Transversalenergie muß 20 GeV übersteigen.
- (va) Analog zu (v) wird  $y_{JB} > 0.10$  gefordert.
- (vii) Jedes Ereignis wird einem Satz von Filtern zur Erkennung von kosmischen und Halo - Myonen unterworfen [22].

Abbildung 23 stellt die Verteilungen der fehlenden transversalen Energie und der Variablen  $y$  für simulierte CC - Ereignisse im Vergleich zu Photoproduktionsereignissen dar. Die CC - Simulation beruht auf dem Generator DJANGO (siehe [108] und Anhang A):

der gemessenen von der generierten Elektronenergie,  $(E_e^{rec} - E_e^{gen}) / E_e^{gen}$  zusammen mit einem Gauß - Fit. Die Untersuchung wurde für alle Kalorimeter - Wheels durchgeführt, jedoch sind im Falle des CB3 und besonders der FB - Bereiche nur sehr wenige Ereignisse mit gestreutem Elektron zu verzeichnen, da der Wirkungsquerschnitt für NC - Ereignisse mit steigendem  $Q^2$ , bzw. mit großem Streuwinkel des Elektrons stark abfällt (Formeln (33), (25)).

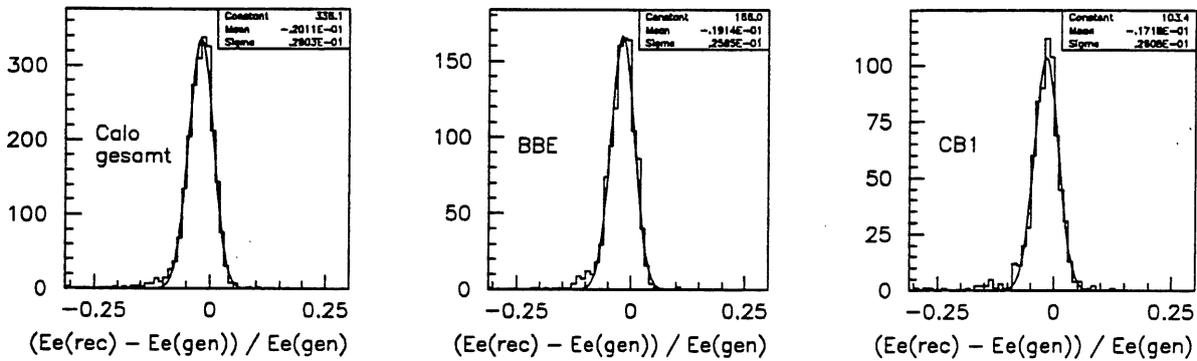


Abbildung 24: *Relative Abweichung von gemessener und rekonstruierter Elektronenergie im LAr Kalorimeter. Gezeigt sind die Verteilungen für das gesamte Kalorimeter und für die Wheels BBE und CB1*

Es sind signifikante Abweichungen zwischen generierten und rekonstruierten Werten zu beobachten. Sie sind auf den Einfluß von Schnitten zurückzuführen, welche bei der Ereignis - Rekonstruktion zur Unterdrückung von elektronischen Rauschsignalen eingeführt werden. In den physikalischen Analysen der H1 - Kollaboration werden Korrekturfaktoren angewendet, welche innerhalb des Analysepakets H1PHAN [111] standardisiert sind. Diese Kalibrationsfaktoren wurden z. B. dadurch gewonnen, indem man die gemessene Energie des gestreuten Elektrons mit derjenigen vergleicht, die sich aus der über die Zweiwinkel - Methode bestimmten Kinematik des Ereignisses berechnen läßt (siehe unten). Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Elektronenergie in QED - Compton Reaktionen  $e + p \rightarrow e + \gamma + p(X)$  aus den Winkeln des gestreuten Elektrons und Photons zu bestimmen [112]. Als Ergebnis dieser Untersuchungen wird die elektromagnetische Energie des Elektrons im BBE mit einem Faktor 1.0343 versehen, im restlichen Kalorimeter beträgt er 1.0150. Die nächste Abbildung zeigt jeweils für das gesamte Kalorimeter und getrennt für BBE und die CB - Wheels die gaußischen Mittelwerte mit den statistischen Fehlern der relativen Energiedifferenz ohne bzw. mit Anwendung der genannten Korrekturen.

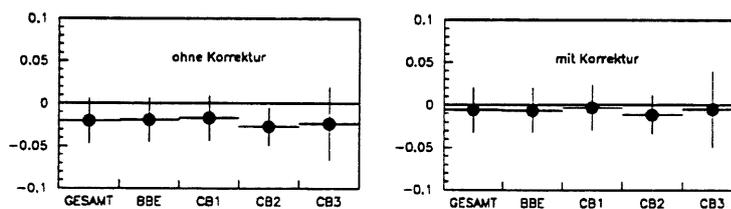


Abbildung 25: *Mittelwerte der relativen Abweichungen zwischen generierter und gemessener Elektronenergie nach einem Gauß - Fit ohne bzw. mit Anwendung von Korrekturfaktoren*

Auch im Falle realer Daten kann die Kalibration durch einen Vergleich zwischen Elektron- und DA - Methode verifiziert werden (siehe auch [112,113]): Durch Gleichsetzen von  $y_{DA}$  (31) und  $y_e$  (26) kann unter Verwendung von (32) die Elektron - Energie berechnet und mit der gemessenen verglichen werden. Nachstehende Abbildung 26 stellt jeweils für das Gesamtkalorimeter und die Regionen BBE und CB1 das Verhältnis aus gemessener und mittels der DA - Methode berechneter Elektronenergie dar. Die Daten stammen aus der Runperiode des Jahres 1994 mit  $e^+p$  - Betrieb von HERA.

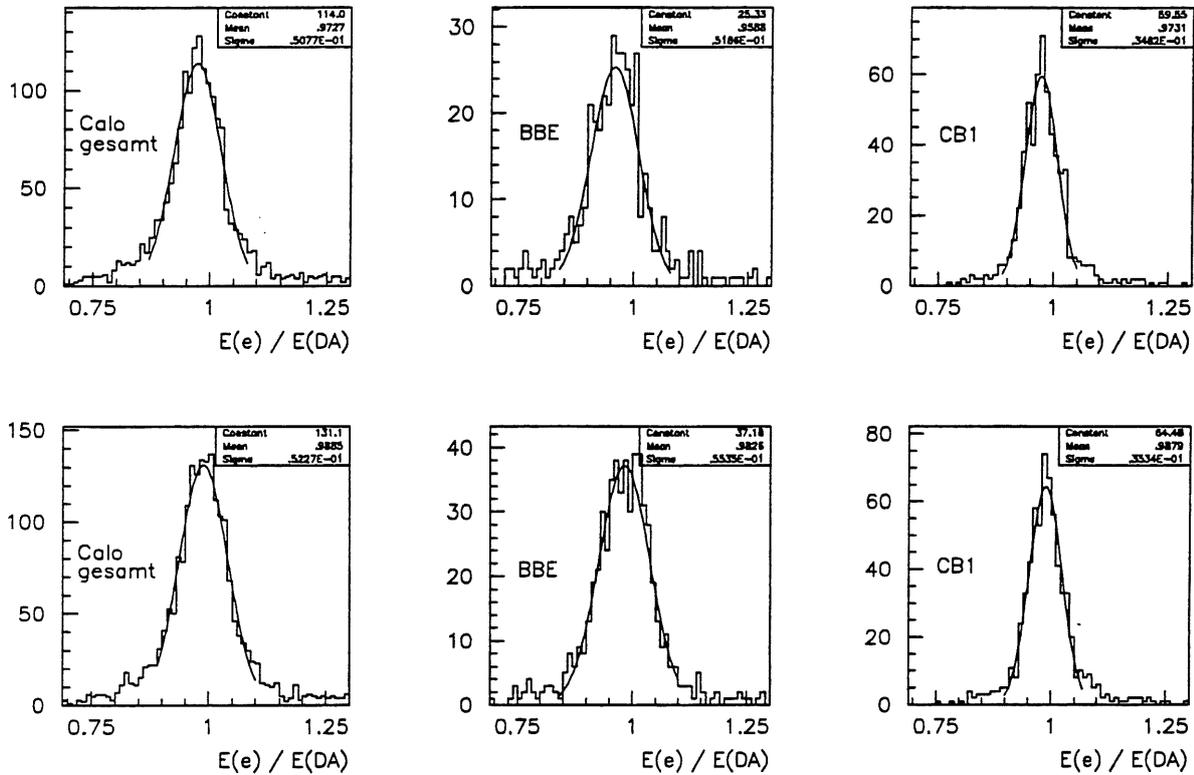


Abbildung 26: Verhältnis aus gemessener und mittels DA - Methode berechneter Elektronenergie realer Daten. Die oberen Histogramme gelten ohne, die unteren mit Anwendung der Korrekturfaktoren für die Elektronenergie

Der Vergleich der Mittelwerte im BBE und in den Rädern des CB ergibt:

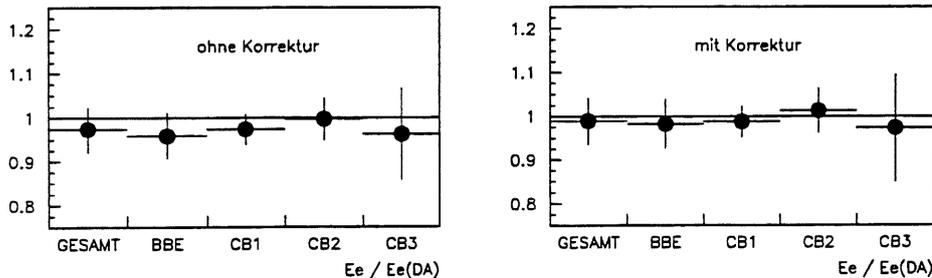


Abbildung 27: Mittelwerte der Verhältnisse aus gemessener und über die DA - Methode gewonnener Elektronenergie realer Daten. Die Fehler sind statistisch.

Der Einfluß der Korrektur ist damit verifiziert. Sie wurde in allen nachfolgenden Analysen

uneingeschränkt angewendet.

### Vergleich der kinematischen Variablen

Es folgt ein Vergleich der kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$  nach Rekonstruktion über die drei genannten Methoden (Elektron, J.B., D.A). Es wurden simulierte NC - DIS Daten (LEPTO) verwendet.

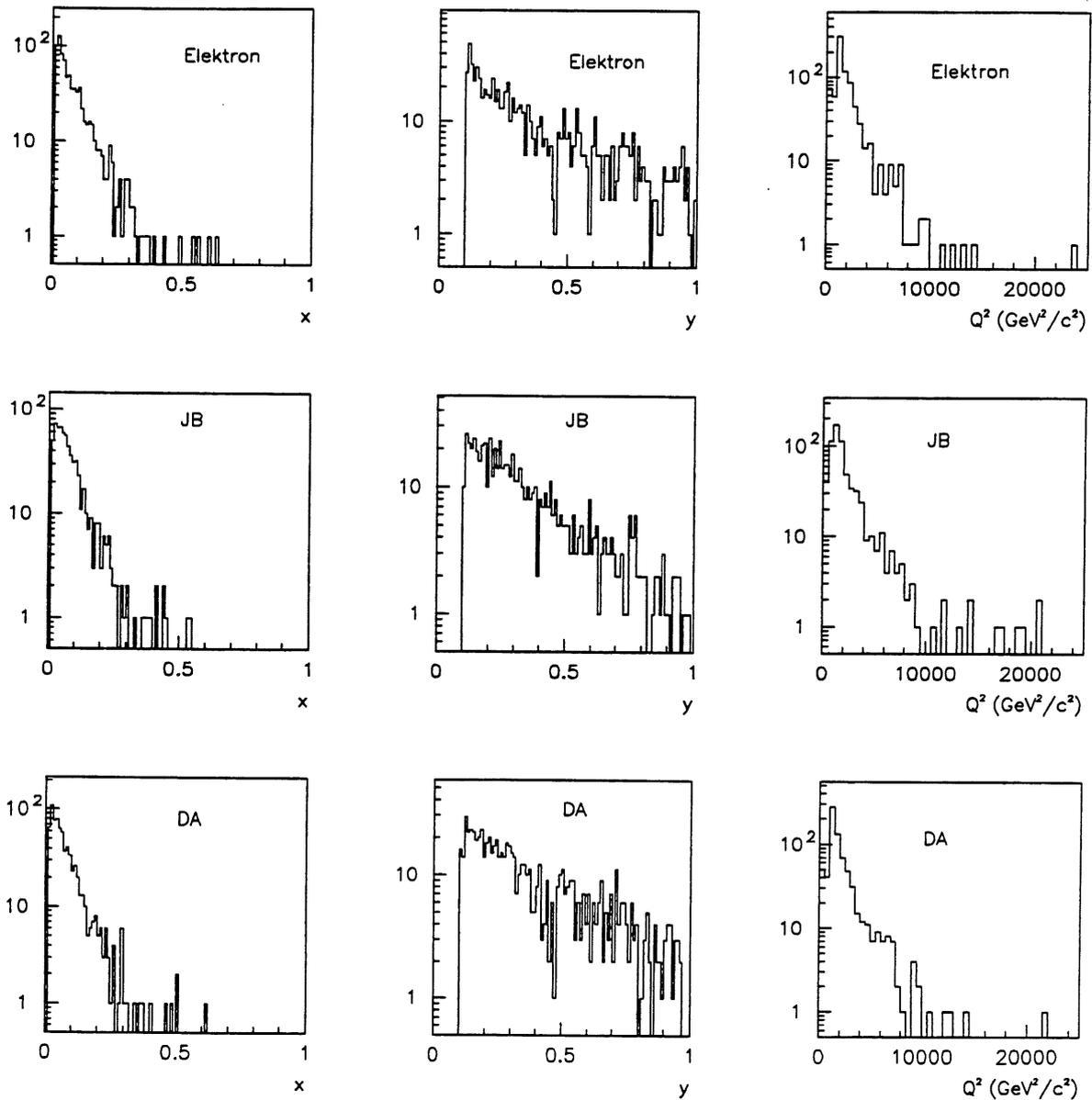


Abbildung 28: Kinematische Größen  $x$ ,  $y$ ,  $Q^2$ , rekonstruiert nach Elektron-, J.B.- und DA-Methode. Simulierte NC - DIS Ereignisse, basierend auf LEPTO - Generator.

Zur Untersuchung systematischer Effekte wurden die rekonstruierten Größen jeweils mit den auf Generatorebene vorliegenden verglichen. Die Verhältnisse der relativen Abweichungen der rekonstruierten und generierten Größen in Abhängigkeit der wahren, d.h. generierten Werte sind:

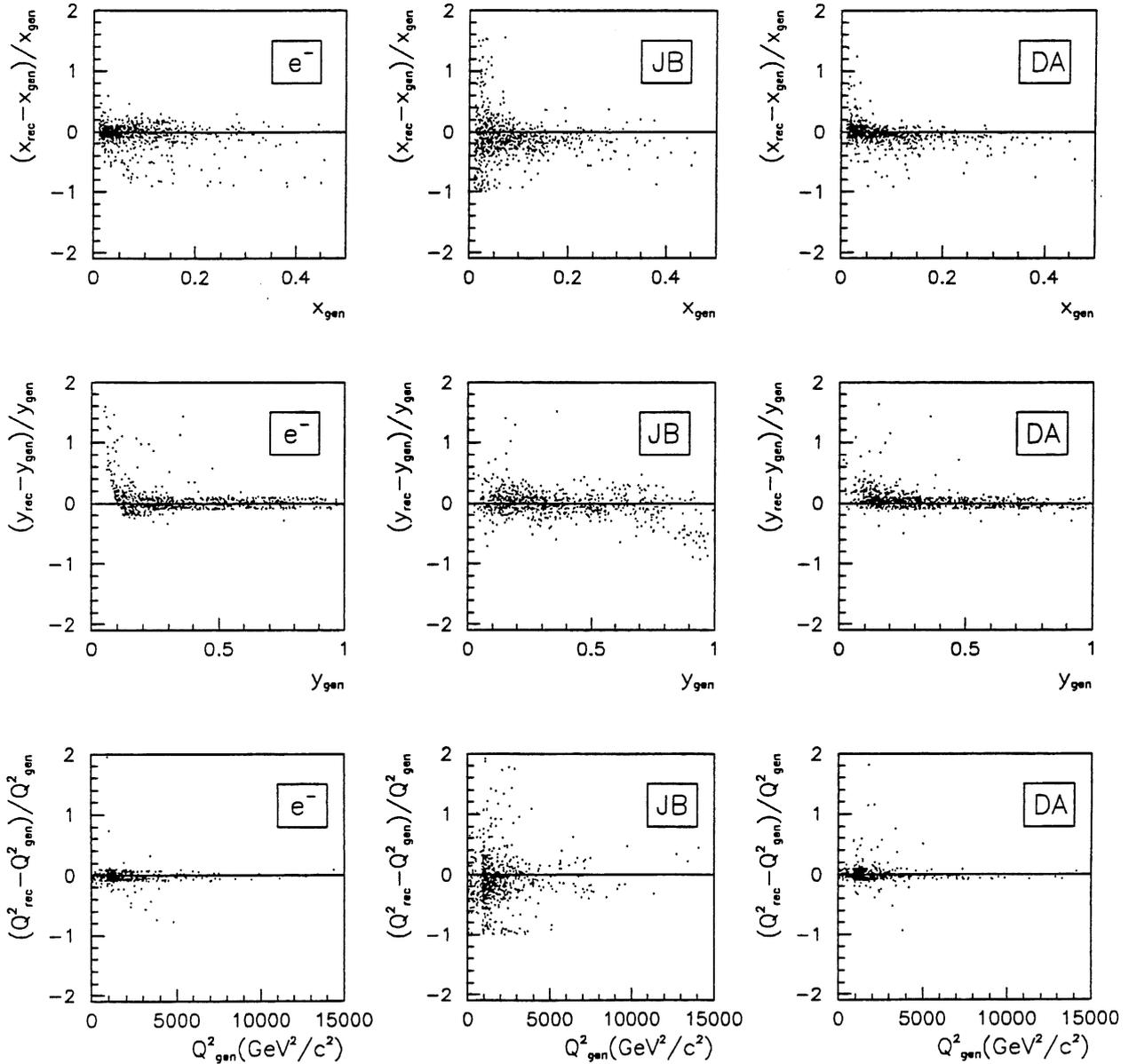


Abbildung 29: Verhältnisse  $(x_{rec} - x_{gen})/x_{gen}$ ,  $(y_{rec} - y_{gen})/y_{gen}$ ,  $(Q_{rec}^2 - Q_{gen}^2)/Q_{gen}^2$  aus rekonstruierten und generierten kinematischen Variablen für die drei untersuchten Rekonstruktionsmethoden.

Die Reproduzierbarkeit der kinematischen Variablen mittels der J.B. - Methode ist gegenüber den anderen beiden Verfahren eingeschränkt. Dies wird besonders bei Betrachtung von  $Q^2$  in Abbildung 29 deutlich. Bei kleinen Werten von  $Q^2$  wirken sich gemäß Formel (28) Fehler in der Summation der transversalen Energie wegen Teilchenverlusten

stärker aus als bei hohen  $Q^2$ . Da  $x_{JB}$  über die Beziehungen (29) und (28) aus  $x = \frac{Q^2}{s y}$  bestimmt wird, ergibt sich eine entsprechende Abweichung für kleine Werte von  $x_{JB}$ . Stellt man die Beziehungen zwischen generierten und rekonstruierten Variablen in Form von Korrelationsfiguren dar, erhält man für die Elektron - Methode:

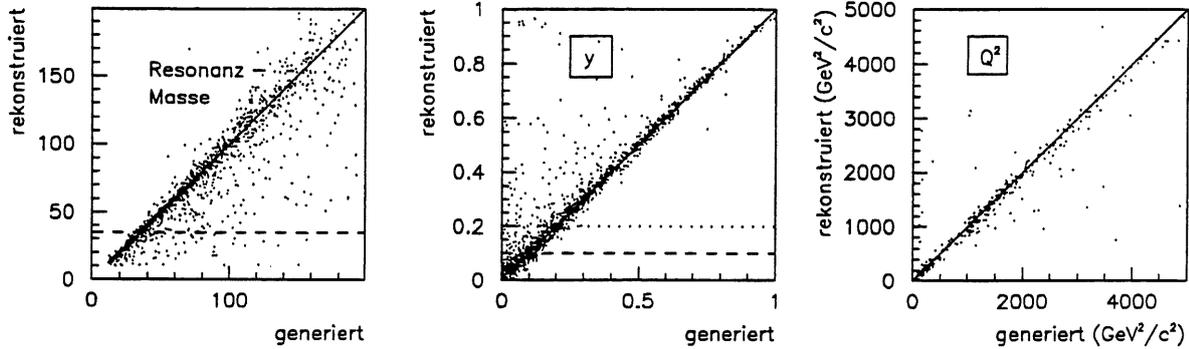


Abbildung 30: Korrelationen zwischen generierten und nach der Elektron - Methode rekonstruierten kinematischen Größen. An Stelle von  $x$  ist die Resonanzmasse  $m_{LQ}$  (in GeV) gezeigt. Die Selektionsschnitte bei  $m$  und  $y$  sind als horizontale Linien eingezeichnet.

Wie in Figur 29 erkennt man auch hier die Schwäche dieser Methode bei kleinem  $y$ : Die rekonstruierten Werte sind dort höher als die wahren (generierten). Dagegen ist die Übereinstimmung beider im Falle von  $Q^2$  sehr gut. Da  $x = \frac{Q^2}{s y}$  gilt, führen die Verschiebungen in  $y$  zu niedrigen  $x$  - Werten, d.h. Massen. Zum Vergleich zeigt Figur 31 die Korrelation in der  $y$  - Variablen, wie sie aus der DA - Methode resultiert:

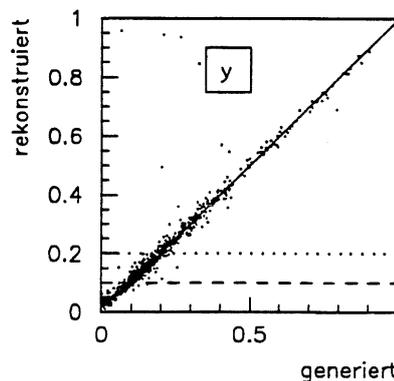


Abbildung 31: Korrelation zwischen rekonstruiertem und generiertem  $y$  nach der Zweiwinkel - Methode. Sogar unterhalb des Selektionsschnittes liefert das Verfahren eine gute Korrelation

Aus der  $y$  - Korrelation in Figur 30 folgernd wird in allen weiteren Analysen ein gemischtes Verfahren aus Elektron - und Zweiwinkelmethode angewendet:

$$y = y_{DA}, \quad \text{falls kleiner als } 0.20, \quad y = y_e \quad \text{sonst} \quad (74)$$

$Q^2$  wird stets über das Elektron bestimmt. Für dieses gemischte Verfahren erhält man schließlich:

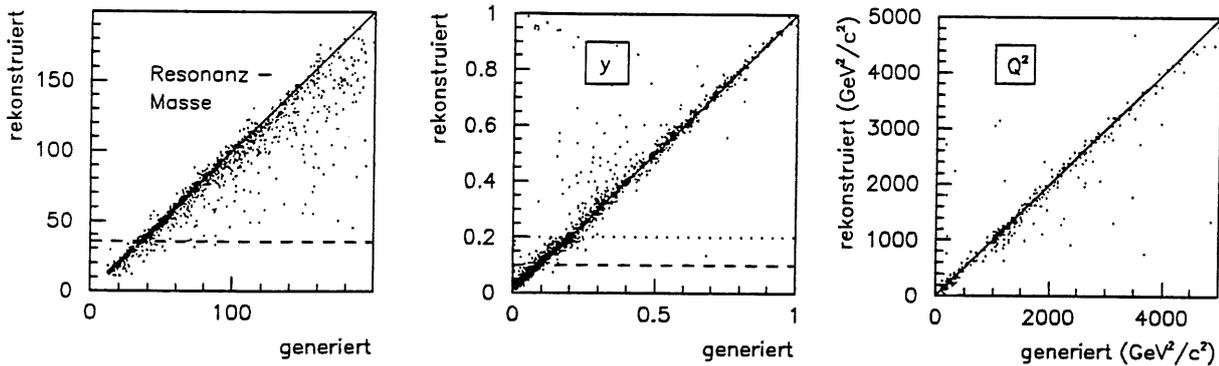


Abbildung 32: Korrelationen zwischen generierten und rekonstruierten Werten der kinematischen Variablen für die gemischte Methode.

Man findet eine gute Reproduzierbarkeit der generierten Variablen über den gesamten kinematischen Bereich.

Die Jacquet - Blondel - Methode wird im Falle von NC - artigen Ereignissen wegen der schlechteren Energieauflösung gegenüber der Elektron - Methode nicht zur Bestimmung der Ereigniskinematik verwendet. Bei CC - artigen Signaturen ist sie jedoch die einzige zur Verfügung stehende Lösung. Figur 33 vergleicht - wiederum für simulierte NC - Ereignisse - die Elektron - und J.B. - Methode hinsichtlich ihrer kinematischen Variablen:

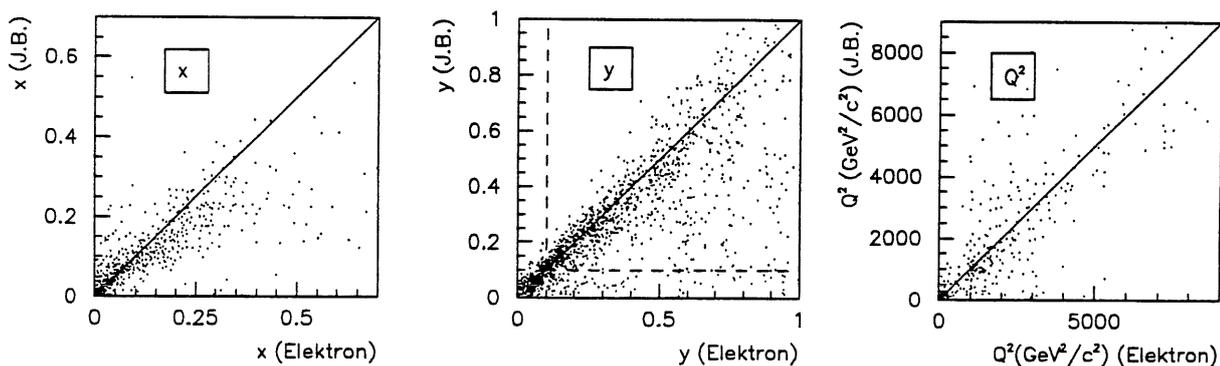


Abbildung 33: Vergleich von Elektron - und Jacquet - Blondel - Methode zur Bestimmung der kinematischen Variablen simulierter NC - Ereignisse

Die Korrelationen sind allgemein schlechter als die der anderen Verfahren, was durch die mäßigeren Energieauflösung der hadronischen Messung verständlich ist.

## 6.4 Selektionseffizienzen

An Hand simulierter Ereignisse werden die Selektionseffizienzen für NC - und CC - artige Endzustände bestimmt und damit die Fähigkeit der Selektionsalgorithmen zur Erkennung dieser Endzustände geprüft. Dabei werden auch Ereignisse verschiedener Monte Carlo - Modelle verglichen (MEPS und ARIADNE). Darüber hinaus wird der Einfluß von QED - Korrekturen, d.h. insbesondere Photonabstrahlung des Elektrons vor dem harten Streuprozeß, betrachtet (Generator DJANGO).

Die Selektionseffizienzen sollen als Funktion der Resonanzmasse  $m_{LQ} = \sqrt{xs}$  bestimmt werden. Aus den auf Generatorniveau vorliegenden Vierervektoren der Endzustandsteilchen wird für jedes Ereignis diese Resonanzmasse berechnet und mit derjenigen verglichen, die sich nach Simulation und Rekonstruktion aus den Detektorvariablen ergibt. Der Massenbereich 0 bis 300 GeV wird in Bins eingeteilt, die größer als die typische Massenauflösung (etwa 2 GeV für die Elektronmessung) sind und die Anzahlen der in einem solchen Bin generierten und rekonstruierten Ereignisse verglichen. Als Binbreite wurde 10 GeV gewählt. Für NC - DIS - Ereignisse wurden drei verschiedene Datensätze verwendet: LEPTO/MEPS, LEPTO/ARIADNE, DJANGO. Die simulierte Datenmenge entspricht in jedem der Fälle einer Luminosität von rund  $6 \text{ pb}^{-1}$ . Figur 34 stellt die Effizienzkurven dar:

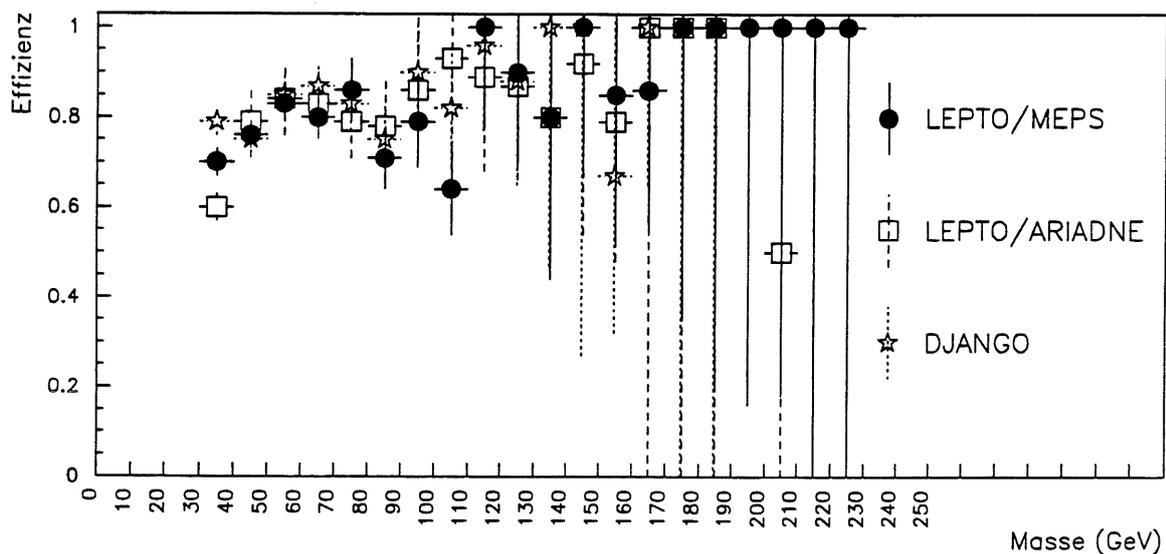


Abbildung 34: Selektionseffizienzen aus simulierten NC - DIS Ereignissen.

Mit Ausnahme des ersten Massenbins, in dem der Selektionsschnitt liegt, können für die erhaltenen Effizienzen keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden.

Für CC - Ereignisse standen nur MC - Daten zur Verfügung, die auf dem DJANGO - Generator basieren. Als Effizienzkurve erhält man für diesen Fall:

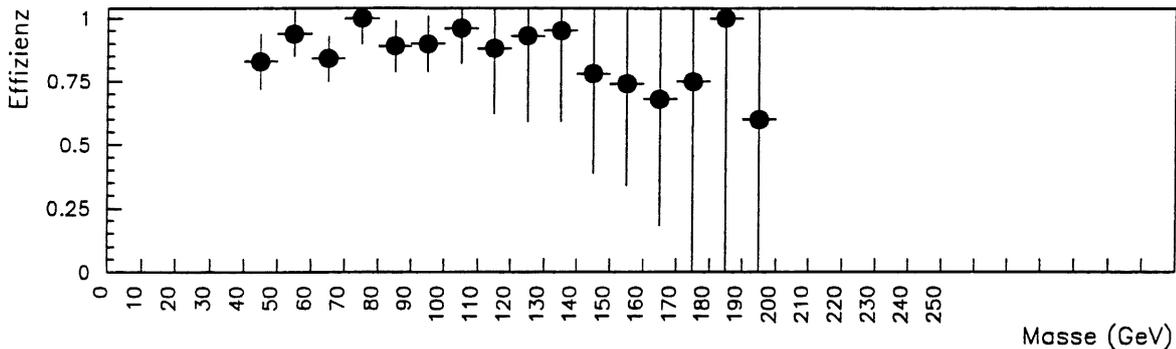


Abbildung 35: *Effizienz simulierter DJANGO - CC Ereignisse in Massenbins*

Die gezeigten Effizienzen beziehen sich alle auf Simulationen, die den Bedingungen der Positron - Runs ( $e^+p$ ) des Jahres 1994 entsprechen. Die in späteren Abschnitten gezeigten Resultate der realen Daten umfassen auch die  $e^-p$  - Runs der Jahre 1994 und 1993. Für diese wurden entsprechende Untersuchungen der Effizienzen durchgeführt, welche hier nicht gezeigt wurden, da sie keine signifikanten Unterschiede aufweisen.

## 6.5 Signaleffizienzen für Leptoquarks und Leptogluonen

Die Monte Carlo - Simulation von Leptoquark - und Leptogluon - Ereignissen stützt sich auf den Generator LEGO [114]. Dieser benutzt die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus [96]:

$$\frac{d\sigma(e_{L,R}^{\mp}p)}{dx dQ^2} = \frac{1}{16\pi x^2 s^2} \cdot \sum_q \left\{ q(x, Q^2) |A(e_{L,R}^{\mp}q)|^2 + \bar{q}(x, Q^2) |A(e_{L,R}^{\mp}\bar{q})|^2 \right\} \quad (75)$$

$q$  und  $\bar{q}$  sind die Quark - und Antiquark - Verteilungsfunktionen im Proton. Die gesamte quadrierte Amplitude für den Prozeß  $e_{L,R}^-q \rightarrow e_{L,R}^-q$  ( $e_{R,L}^+q \rightarrow e_{R,L}^+q$ ) lautet dabei:

$$|A_{L,R}^2 = |A_\gamma + A_Z|_{L,R}^2 + 2Re[(A_\gamma + A_Z) A_{LQ}^*]_{L,R} + |A_{LQ}|_{L,R}^2 \quad (76)$$

$A_\gamma$ ,  $A_Z$ ,  $A_{LQ}$  sind die Amplituden für Photon -, Z -, bzw. Leptoquark - Austausch zwischen Elektron und Quark.  $|A_\gamma + A_Z|_{L,R}^2$  ist der reine Standardmodell - Beitrag,  $|A_{LQ}|_{L,R}^2$  sind reine Leptoquark - Beiträge und  $[(A_\gamma + A_Z) A_{LQ}^*]$  Interferenzterme zwischen beiden. Sie werden im einzelnen in [96] diskutiert. Interferenzterme zwischen Leptoquark - und normalen DIS - Amplituden werden nur für Massen jenseits der Schwerpunktsenergie von HERA bedeutend. Im Massenbereich 75 - 275 GeV tragen sie höchstens zu  $\pm 2\%$  bei [94] und werden im Rahmen dieser Analyse vernachlässigt. Sie finden im Zusammenhang mit einer Studie zu effektiven Kontaktwechselwirkungen [115] Berücksichtigung. Der Generator LEGO enthält Strahlungskorrekturen des Anfangszustandes, sowie Partonschauer und

Fragmentation sowohl im Anfangs - als auch im Endzustand [105,116] und benutzt die Parametrisierung MRSH der Proton - Strukturfunktionen [119]. Gemäß den Ausführungen in Kapitel 6.1 wurden Zerfälle der LQs und LGs nur in Fermionen der ersten Generation betrachtet. Die Werte für die Kopplungskonstanten  $\lambda$  wurden in der Simulation im Bereich 0.03 - 1.00 so gewählt, daß die Wirkungsquerschnitte für Massen zwischen 35 und 250 GeV von der Ordnung  $O(10)$  pb sind. Für Massenwerte von 50, 75, 100, 125, 150, 175, 200, 225 und 250 GeV wurden jeweils 500 Ereignisse skalarer und vektorieller LQs sowie LGs simuliert und mit Anwendung der oben beschriebenen Selektionskriterien deren kinematische Variablen rekonstruiert.

Die Bestimmung der Effizienzen zur Identifizierung einer Resonanz werden mit Hilfe folgender Abbildung 36 illustriert. Sie zeigt die rekonstruierten Massenverteilungen verschiedener simulierter skalarer Leptoquark - Ereignisse:

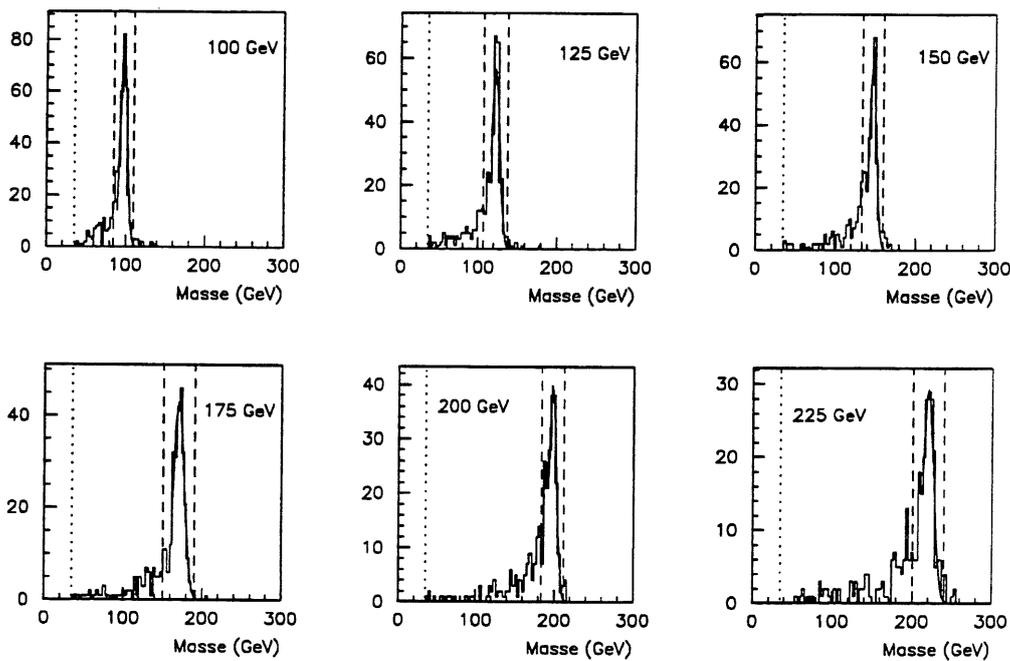


Abbildung 36: *Rekonstruierte Resonanzverteilungen skalarer Leptoquarks mit Massen von 100, 125, 150, 175, 200 und 225 GeV. Die gepunkteten Linien stellen den Selektionsschnitt bei  $m_{LQ} = 35$  GeV dar, die gestrichelten Linien sind die  $3\sigma$  - Regionen um die Zentralbereiche der Resonanzen nach einem Gauß - Fit (siehe Text).*

Man erkennt den Zentralbereich der Resonanz, zusammen mit einem langen Ausläufer zu niedrigen Massenwerten. Dieser stammt von Ereignissen mit schlecht rekonstruierten Elektronparametern und damit verfälschten kinematischen Variablen (vgl. Abbildung 32). Die Bestimmung der Signaleffizienz folgt derjenigen in [24]: Der Zentralbereich der Resonanz wird einem Gauß - Fit unterworfen und um diesen ein Intervall  $[m_{LQ} - 3\sigma, m_{LQ} + 3\sigma]$  betrachtet. Durch Vergleich der in dieser Region erhaltenen Anzahl der rekonstruierten Ereignisse und der für die nominelle Masse simulierten Ereignisse erhält man eine Rekonstruktionseffizienz (einschließlich der Einflüsse aller Selektionsschnitte). Figur 37 zeigt die Effizienzen für skalare und vektorielle Leptoquarks für NC - und CC -

artige Zerfallskanäle. Die Interpolation zwischen den simulierten Massenwerten wurde durch Polynomfits erreicht.

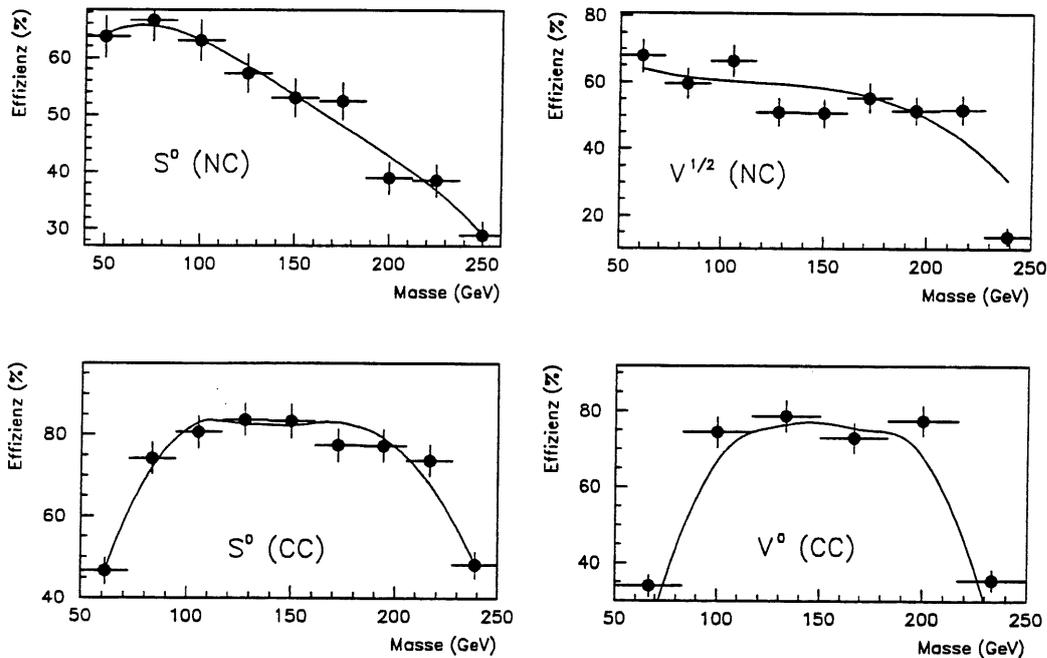


Abbildung 37: Signaleffizienzen skalarer und vektorieller LQs mit statistischen Fehlern. Die oberen Figuren gelten für Zerfallskanäle  $LQ \rightarrow (e + X)$ , die unteren für  $LQ \rightarrow (\nu + X)$ . Die durchgezogenen Kurven sind Resultate von Polynomfits.

Für Leptogluonen ergibt sich:

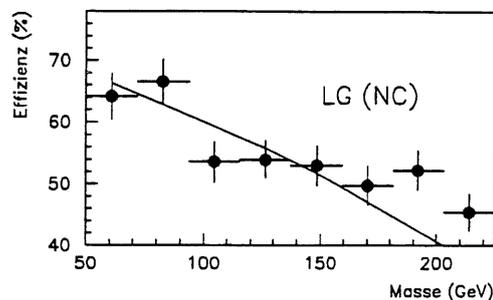


Abbildung 38: Signaleffizienzen für Leptogluonen mit statistischen Fehlern. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis eines Polynomfits.

Die gezeigten Effizienzen und ihre statistischen Fehler finden bei der Berechnung von Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks bzw. Leptogluonen Anwendung (Kapitel 6.7).

## 6.6 Ergebnisse der Datenanalyse

Es werden die Resultate der durchgeführten Analyse für die HERA - Runperioden der Jahre 1993 und 1994 jeweils im Vergleich mit Monte Carlo - Simulationsdaten gezeigt. Nach der Darstellung globaler Ereignis - Charakteristika, die für die Selektion relevant waren, folgen die Verteilungen der kinematischen Variablen für NC - und CC - artige Ereigniskandidaten. Eine Diskussion der erhaltenen (Resonanz -) Massenverteilungen schließt diesen Abschnitt ab.

Die analysierten Datenmengen entsprechen den in folgender Tabelle 8 zusammengefaßten integrierten Luminositäten:

Runperiode	$(e^+p)$ 1994	$(e^-p)$ 1994	$(e^-p)$ 1993
$\mathcal{L} [pb^{-1}]$	$3.09 \pm 0.09$	$0.46 \pm 0.01$	$0.53 \pm 0.03$

Tabelle 8: *Analysierte Datenmengen der HERA - Runperioden der Jahre 1993 und 1994*

Die im Vergleich mit Tabelle 2 etwas niedrigeren Werte sind damit zu begründen, daß für die Analyse zusätzliche Bedingungen bzgl. der vollen Funktionsfähigkeit einzelner Detektoren gefordert wurden, welche in dieser keine Berücksichtigung fanden.

### Globale Ereignisgrößen

In den folgenden Abbildungen werden Verteilungen der  $z$  - Position des Ereignisvertex, der fehlenden Transversalenergie und der transversalen Energie des gestreuten Elektrons (bzw. Positrons) und dessen Polarwinkel dargestellt. Alle Histogramme vergleichen die gemessenen Daten der genannten Runperioden mit reinen DIS Monte Carlo - Simulationen. Diese wurden für NC - Ereignisse mittels des LEPTO - Generators gewonnen. Die fehlende Transversalenergie der CC - Daten wird mit einer DJANGO - Simulation verglichen.

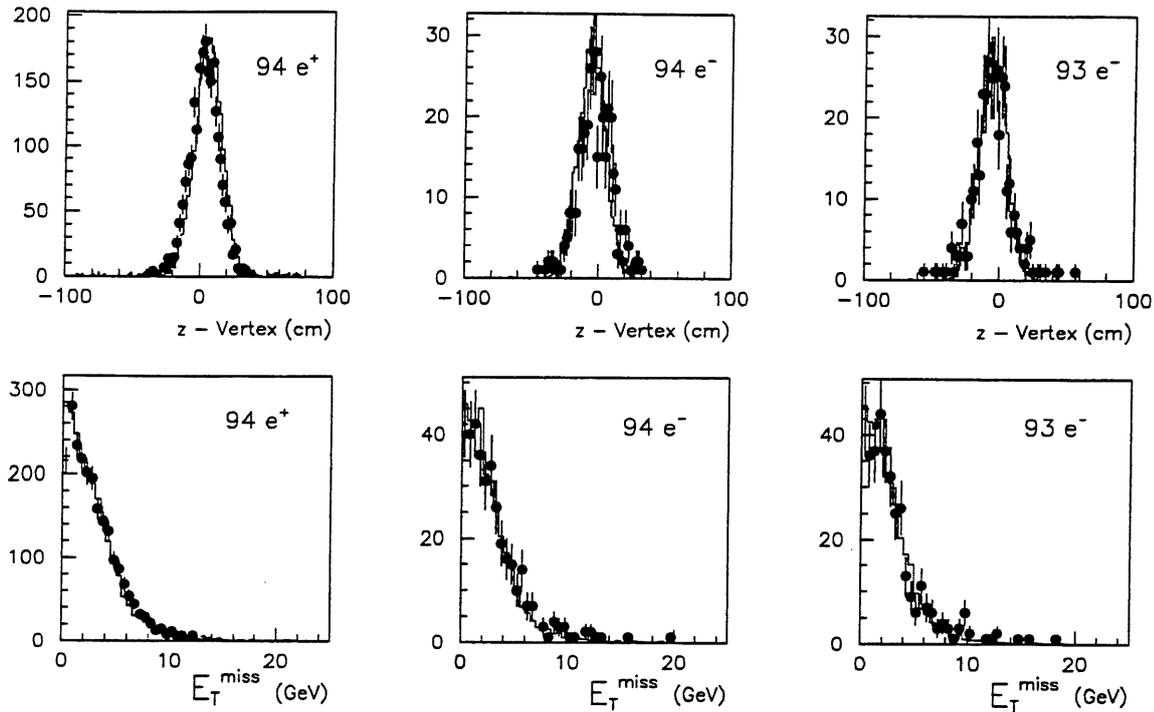


Abbildung 39:  $z$ -Vertex- und  $E_T^{\text{miss}}$ -Verteilungen der NC-Kandidaten. Die Histogramme sind DIS Monte Carlo-Erwartungen, basierend auf dem LEPTO-Generator. Die Punkte sind reale Daten der angegebenen Runperioden. Der Selektionsschnitt des Vertex wurde für diese Verteilungen nicht angewendet.

Ein geringfügiger Unterschied in der Vertexposition bei den Darstellungen für 1994 deutet auf eine nicht ganz korrekte Implementierung des Ereignisvertex in der Simulation.

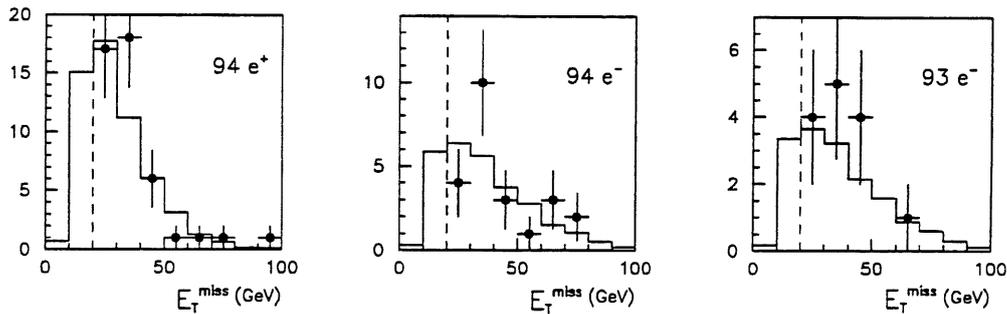


Abbildung 40:  $E_T^{\text{miss}}$ -Verteilungen der CC-Kandidaten zusammen mit simulierten DIS DJANGO-Ereignissen. Auf letztere wurde der Selektionsschnitt in  $E_T^{\text{miss}}$  (gestrichelte Linien) nicht angewendet.

Für den Zeitraum des Jahres 1993 standen keine verlässlichen Simulationsdaten für CC-Ereignisse zur Verfügung. Daher wurde für diese Runperiode die Simulation für 1994 mit entsprechend reskalierter Elektron-Strahlenergie verwendet.

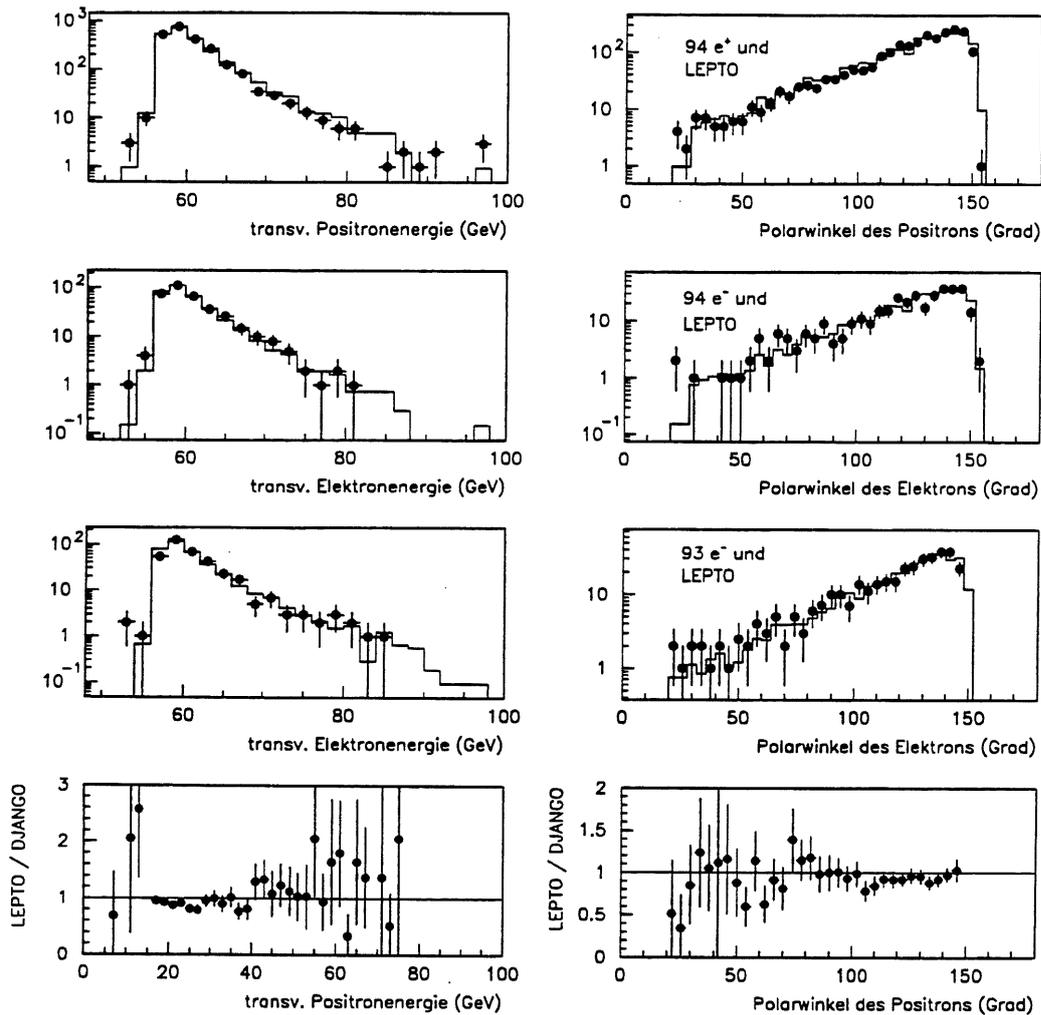


Abbildung 41: *Transversale Energie - und Polarwinkelverteilung des Elektrons (Positrons).* Die Verteilungen zeigen von oben nach unten die Ergebnisse der  $e^+p$ -Daten von 1994, der  $e^-p$ -Daten von 1994 und von 1993 (Punkte), jeweils zusammen mit LEPTO - Simulationen (Histogramme). Die unteren Abbildungen zeigen die Verhältnisse aus Ereigniszahlen LEPTO - und DJANGO - generierter NC DIS Simulationsdaten.

Der Vergleich der Parameter des gestreuten Elektrons (transversale Energie und Polarwinkel) von LEPTO - und DJANGO - generierten NC DIS Simulationsdaten läßt keine systematischen Unterschiede erkennen (unterer Teil von Abbildung 41). Dies führt zu dem Schluß, daß dem Einfluß von Strahlungskorrekturen hinsichtlich der Elektronenergie im untersuchten kinematischen Bereich keine entscheidende Bedeutung beizumessen ist. Die bisher gezeigten Verteilungen der gemessenen NC - (Figuren 39, 41) und CC - Daten (Figur 40) folgen den MC - Erwartungen von DIS Ereignissen. Sie bestätigen damit die Fähigkeit der Selektionsalgorithmen zur Erkennung tiefinelastischer  $ep$  - Ereignisse.

## Kinematische Größen

Die erhaltenen Verteilungen der kinematischen Größen  $y$  und  $Q^2$  der NC - Kandidaten sind in Figur 42 veranschaulicht:

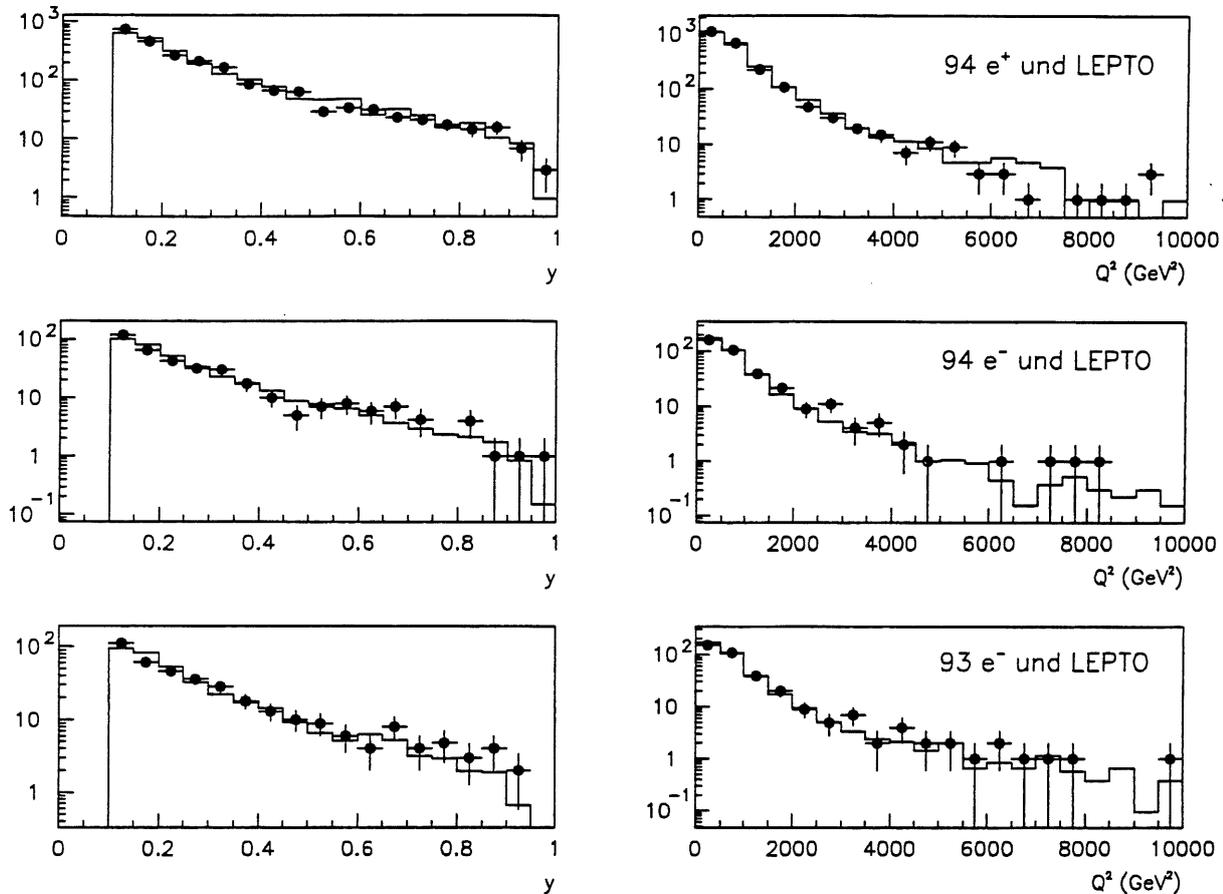


Abbildung 42:  $y$  - und  $Q^2$  - Spektren, rekonstruiert mit der gemischten Methode. Die Punkte repräsentieren die gemessenen Daten der angegebenen Runperioden, die Histogramme enthalten Ergebnisse aus LEPTO - Simulationen

Die experimentellen Daten folgen den Erwartungen für tiefinelastische NC - Ereignisse mit starkem Abfall von  $y$  und  $Q^2$  zu hohen Werten. Dies gilt ebenso für die in der nächsten Figur 43 gezeigten Verteilungen der CC - Ereigniskandidaten, welche mit denen DJANGO - generierter DIS Ereignisse verglichen werden.

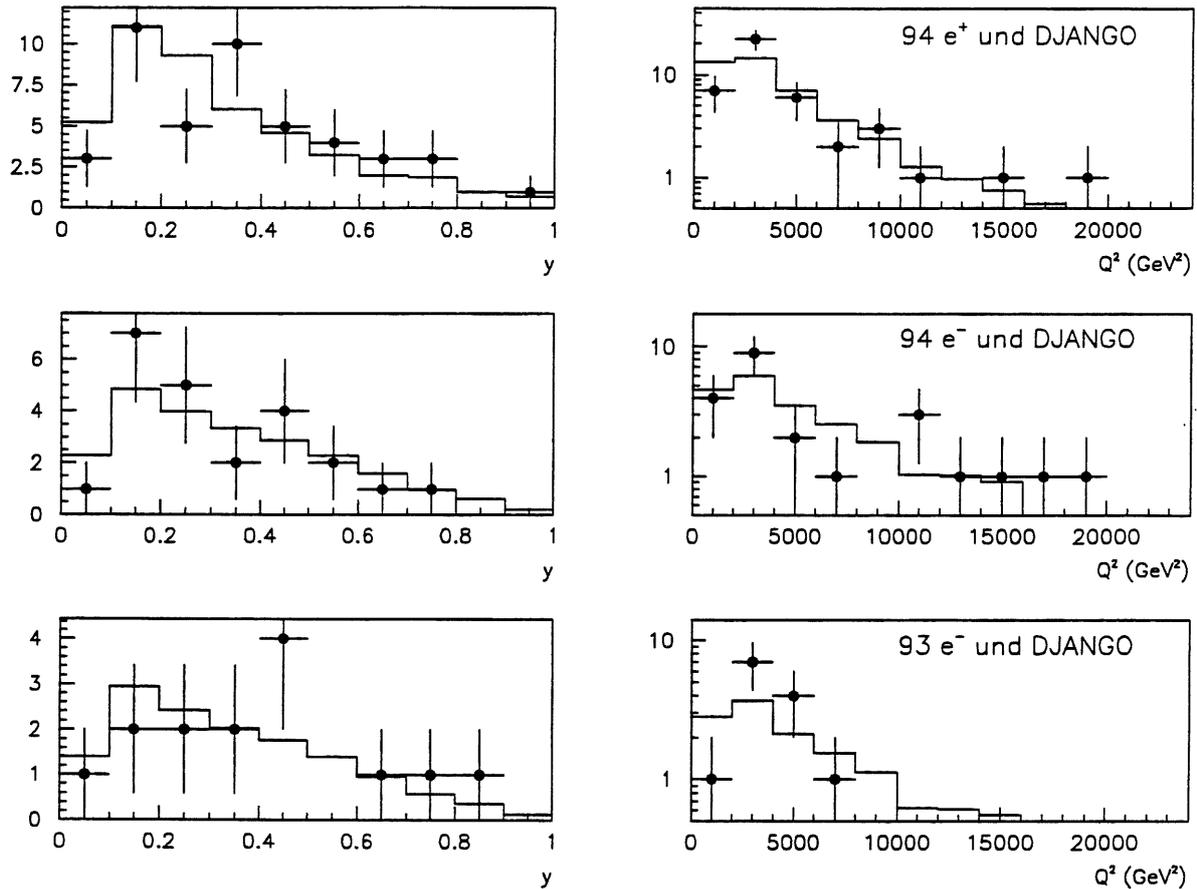


Abbildung 43:  $y$ - und  $Q^2$ -Verteilungen der CC-Ereignisse (Punkte) zusammen mit einer DJANGO DIS Simulation (Histogramm).

Leptoquark- bzw. Leptogluon-Ereignisse (Figur 14) zeichnen sich durch hohe Werte von  $x$  und  $Q^2$  aus. Skalare Leptoquarks hätten zusätzlich eine flache  $y$ -Verteilung (Kapitel 6.1, Formel (69)) und würden sich in der  $m_{LQ}$ -Ebene als Band bei einem festen  $x$  über den gesamten  $y$ -Bereich, also getrennt vom DIS-Untergrund, manifestieren.

In den nächsten Bildern werden Beispiele von DIS-Kandidaten gezeigt, welche aus der  $e^+p$ -Periode stammen. Sie zeigen jeweils eine Seitenansicht und eine radiale Ansicht des H1-Kalorimeters und der Spurdetektoren und die Energiedepositionen in der  $(\eta - \phi)$ -Ebene.<sup>11</sup> Beim NC-Ereignis erkennt man das in den Bereich FB1 gestreute Positron und den Stromjet, ebenfalls in der FB-Region. Beide besitzen eine Energie von je rund 200 GeV und sind im Azimutwinkel  $\phi$  und im Transversalimpuls  $p_t$  balanciert. Teile des fragmentierten Protonrestes deponieren zusätzlich Energie in der Nähe des Strahlrohres im IF-Teil des Kalorimeters und im Plug. Die rekonstruierte Resonanzmasse beträgt  $m_{LQ} = 190$  GeV, entsprechend  $x = 0.40$ . Das Ereignis besitzt ein  $Q^2 \approx 16000$  GeV<sup>2</sup> und  $y = 0.46$ . Beim CC-Ereignis tritt der Stromjet mit ca. 150 GeV in Erscheinung. Die vom entweichenden Neutrino getragene fehlende Transversalenergie beträgt etwa 100 GeV. Die rekonstruierten kinematischen Werte des Ereignisses sind:  $m_{LQ} \approx 200$  GeV,  $x = 0.43$ ,  $y = 0.47$ ,  $Q^2 \approx 18000$  GeV<sup>2</sup>.

<sup>11</sup> $\eta$  ist die Pseudorapidität, definiert als  $\eta = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)$ .

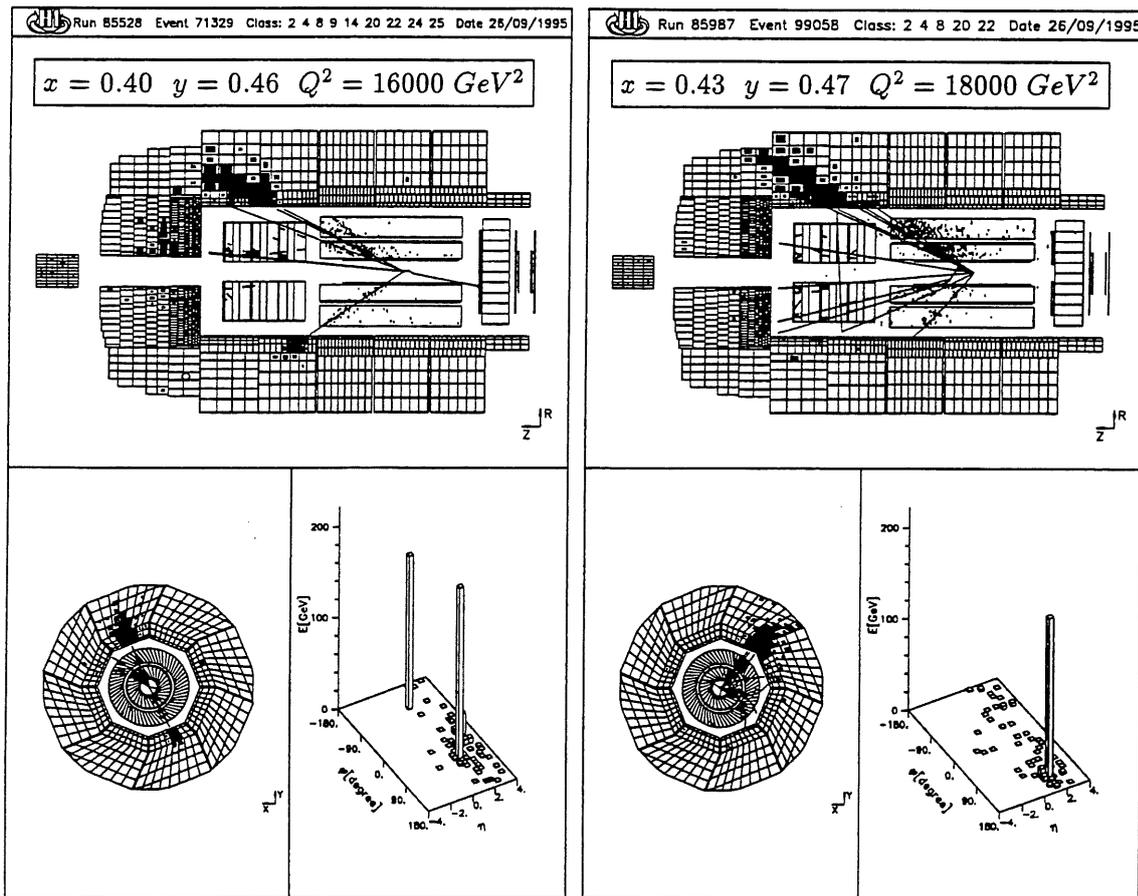


Abbildung 44: Links: Gemessenes NC - Ereignis aus  $e^+p$  - Daten. Rechts: Gemessenes CC - Ereignis aus  $e^+p$  - Daten. Zur Beschreibung siehe Text.

## Massenspektren

Auf der kommenden Seite sind die gemessenen Massenspektren der NC  $e^-p$  - und  $e^+p$  - Daten abgebildet. Sie wurden gemäß Formel (60) aus  $x$  (27) berechnet und sind jeweils im Vergleich mit den schon vorher benutzten NC - DIS LEPTO - Daten gezeigt. Daran schließen sich die Ereignis - Populationen in der  $(m_{LQ} - y)$  - Ebene an. Zum Vergleich ist außerdem eine entsprechende Darstellung für eine simulierte LQ - Resonanz bei  $m_{LQ} = 150 \text{ GeV}$  (siehe Figur 36) gegeben. Den Abschluß bilden die analogen Figuren für die gemessenen CC - Endzustände.

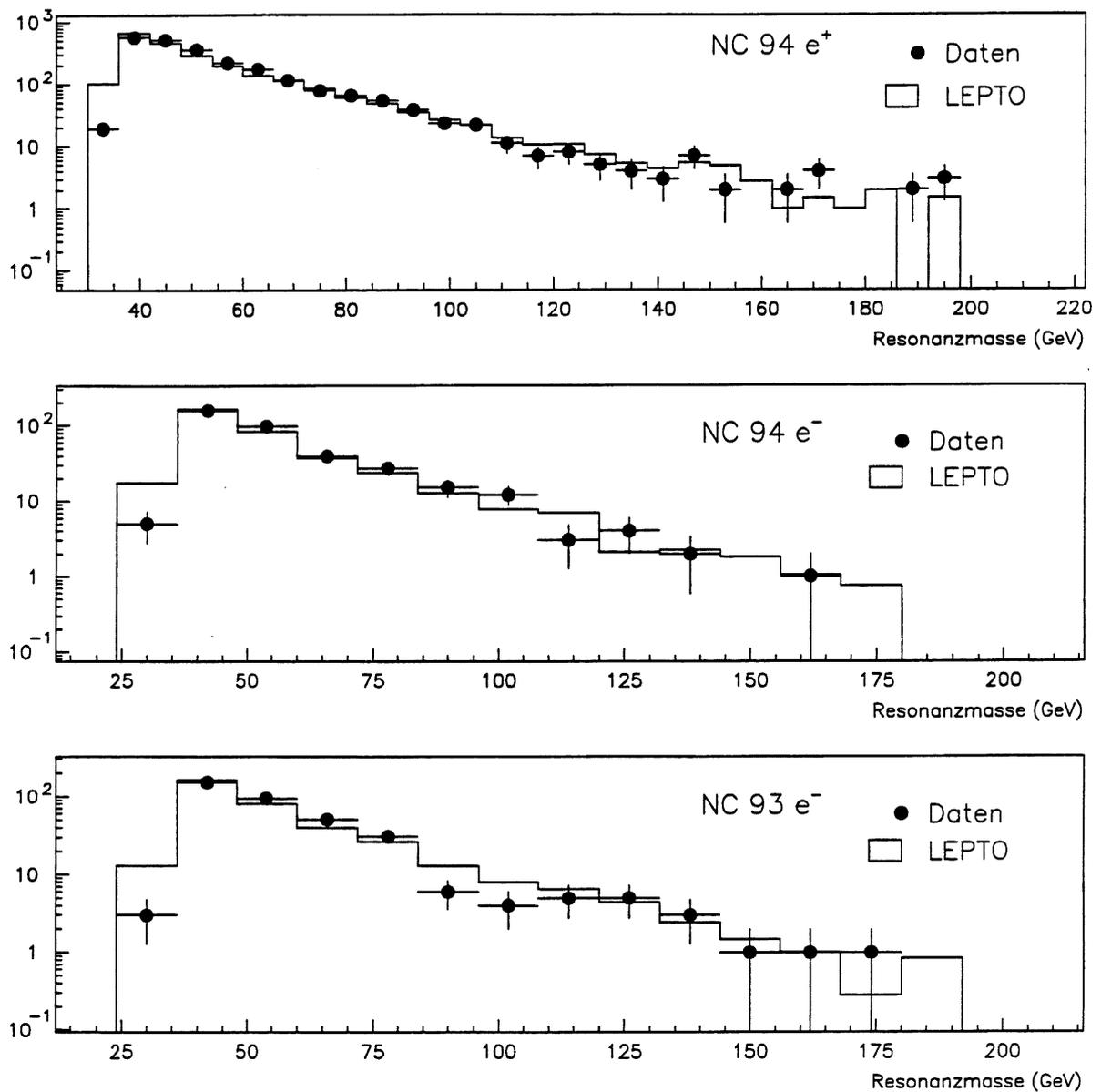


Abbildung 45: Gemessene Massenverteilungen für NC - Ereignisse (Punkte). Die Histogramme sind Resultate von NC - DIS Simulationen (LEPTO).

Die experimentellen Daten werden wieder gut durch die Simulation beschrieben. Die Ausbildung einer deutlichen Resonanz ist nicht erkennbar. Im Bereich schwerer Massen, jenseits von 150 GeV, wurden in den 1994  $e^+p$  - Daten 13 Ereignisse rekonstruiert, die Erwartung des SM beträgt 17.3, für 1994  $e^-p$  war es 1 (SM: 2.9) und für 1993  $e^-p$  3 (SM: 2.7).

Abbildung 46 zeigt die Ereignispopulation in der  $(y - m_{LQ})$  - Ebene für eine simulierte skalare LQ - Resonanz (vgl. Bild 36) und für simulierte NC - DIS Ereignisse (LEPTO). Daran anschließend sind die Verteilungen der experimentellen Daten gezeigt.

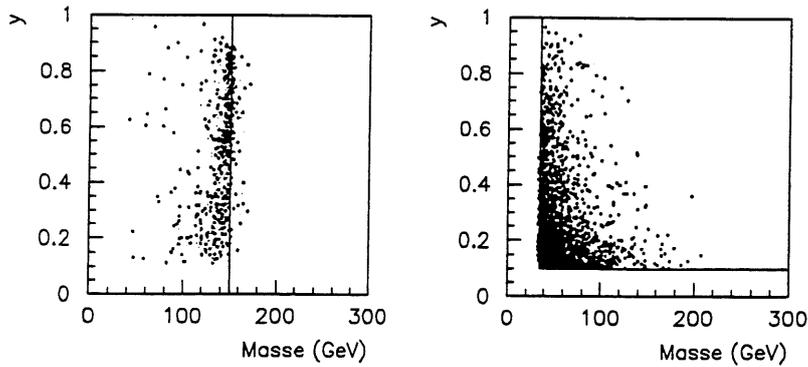


Abbildung 46: Ereignispopulation in der  $(m - y)$  - Ebene einer simulierten skalaren LQ - Resonanz (links) und für NC - DIS Ereignisse (LEPTO) (rechts)

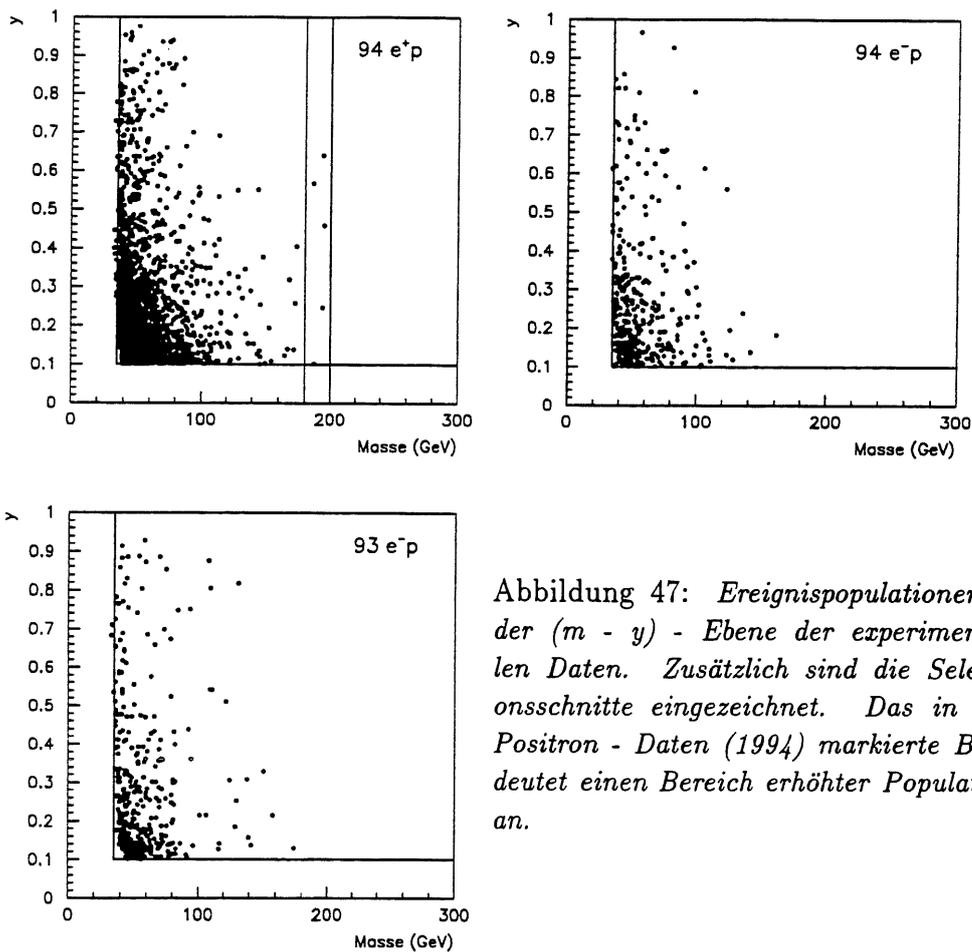


Abbildung 47: Ereignispopulationen in der  $(m - y)$  - Ebene der experimentellen Daten. Zusätzlich sind die Selektionsschnitte eingezeichnet. Das in den Positron - Daten (1994) markierte Band deutet einen Bereich erhöhter Population an.

Bei den  $e^+p$  - Daten (1994) wird folgende Beobachtung gemacht: Im Massenbereich zwischen 180 und 200 GeV finden sich fünf Ereignisse, von denen drei ein hohes  $y$  ( $> 0.40$ ) besitzen (vgl. hierzu Abbildung 45). Außerdem tritt im Massenbin bei 110 GeV eine deutliche Fluktuation nach unten auf.

Die Analyse der CC - Ereignisse ergab:

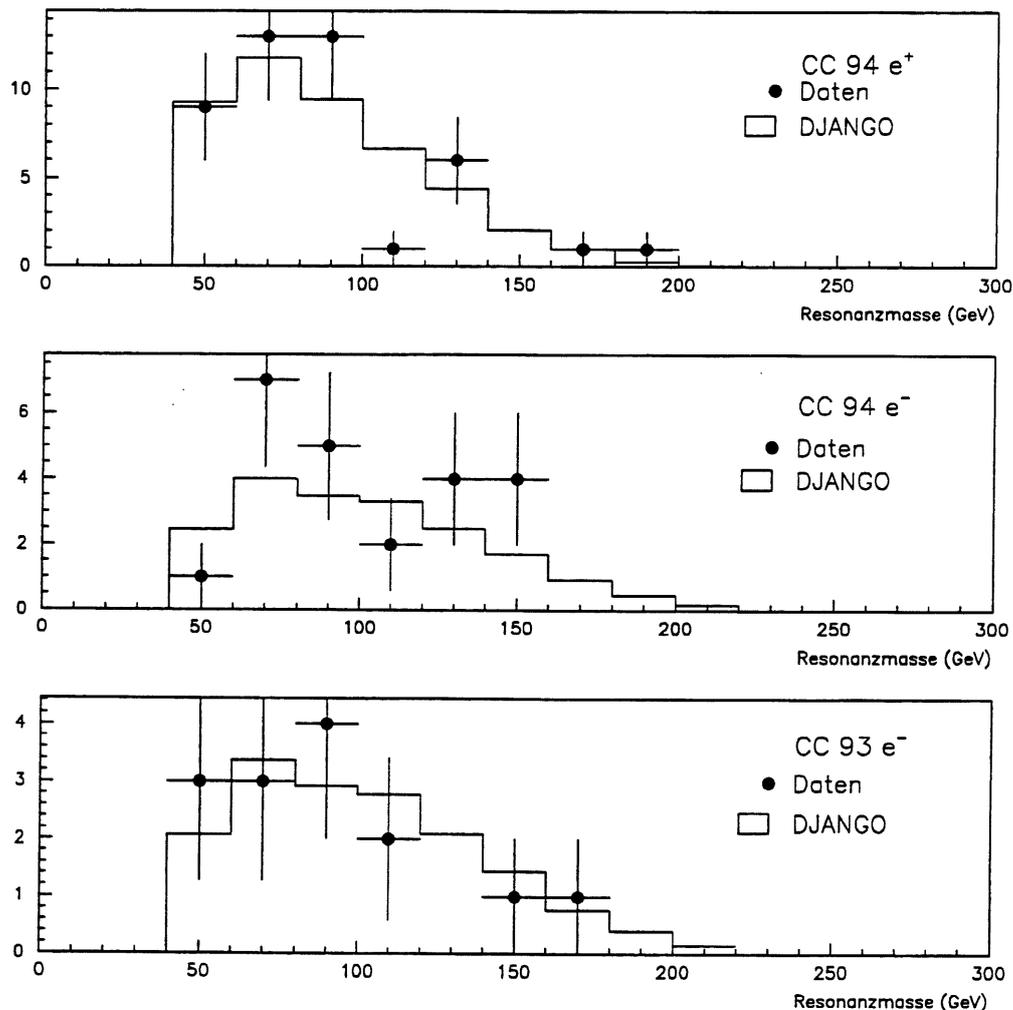


Abbildung 48: Massenverteilungen der CC - Ereignisse zusammen mit einer DJANGO - Simulation

Wie im Falle der NC - Daten (Figur 45) ist im Vergleich mit der aus den MC - Simulationen gewonnenen Erwartung für tiefinelastische CC - Ereignisse in den gemessenen Daten keine Anhäufung von Ereignissen in einem bestimmten Massenbereich erkennbar. In den  $e^+p$  Daten wurden 45 Ereignisse registriert, die Erwartung aus der Simulation beträgt 46.3 Ereignisse. Bei den  $e^-p$  - Daten von 1994 und 1993 wurden 23 bzw. 14 Ereignisse gemessen und 19.3 bzw. 16.3 erwartet.

Schließlich illustriert Figur 49 die Ereignisverteilungen in der  $(m - y)$  - Ebene:

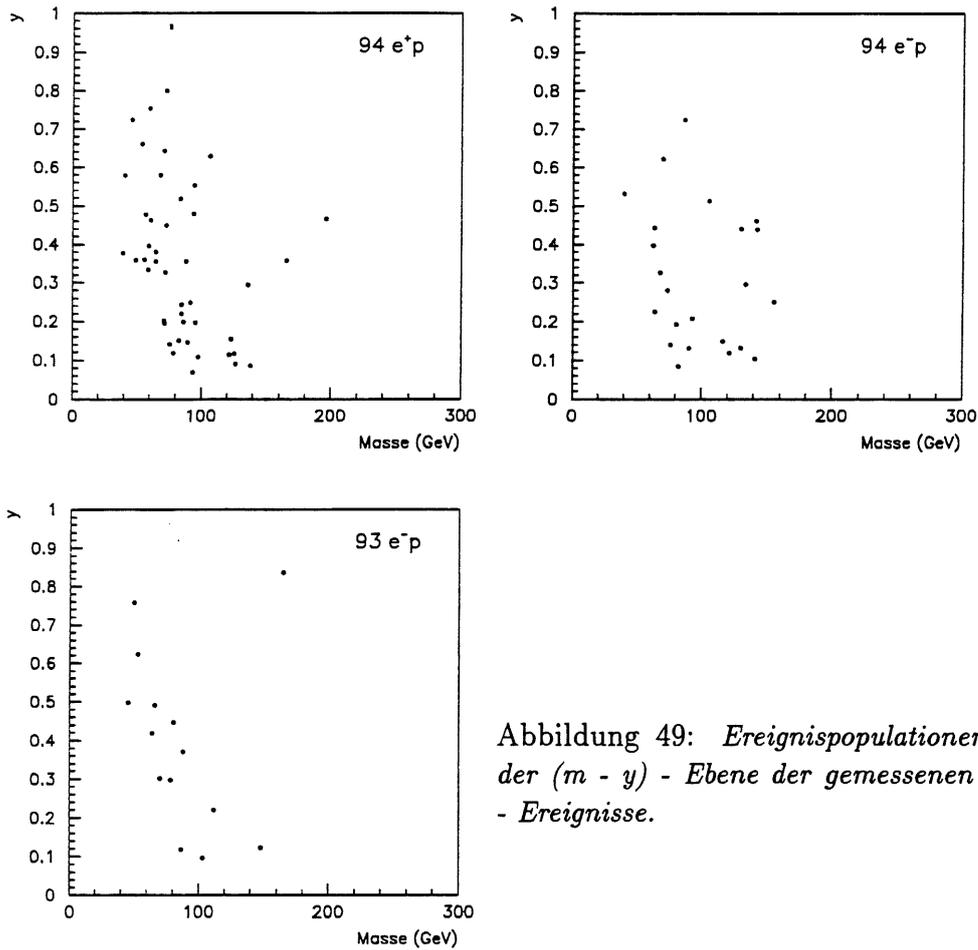


Abbildung 49: Ereignispopulationen in der  $(m - y)$  - Ebene der gemessenen  $CC$  - Ereignisse.

### Statistischer Vergleich der gemessenen und erwarteten Massenverteilungen

Die Massenverteilungen der Figuren 45 und 48 wurden einer statistischen Signifikanzprüfung unterzogen, um zu entscheiden, ob die experimentellen Daten mit den Monte-Carlo (d.h. SM-) Vorhersagen verträglich sind. Es wurde ein  $\chi^2$ -Test vorgenommen (siehe z.B. [117]):  $\chi^2$  ist definiert als die Summe der normierten quadratischen Abweichungen der Anzahl der gemessenen  $nData(i)$  und erwarteten  $nMC(i)$  Ereignisse in jedem Massenbin  $i$ :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{(nData(i) - nMC(i))^2}{nMC(i)}, \quad (77)$$

wenn  $N$  die Anzahl der Massenbins bedeutet. Dann ist die Wahrscheinlichkeit  $P$  für die erfolgreiche Prüfung, d.h. Übereinstimmung der Verteilungen:

$$P = \int_{\chi^2}^{\infty} d\Phi(\chi^2), \quad (78)$$

mit der  $\chi^2$  - Verteilung:

$$d\Phi(\chi^2) = \frac{1}{\left(\frac{N-2}{2}\right)!} \left(\frac{\chi^2}{2}\right)^{\frac{N-2}{2}} e^{-\frac{\chi^2}{2}} d\left(\frac{\chi^2}{2}\right) \quad (79)$$

Das Integral der  $\chi^2$  - Verteilung kann als Teilsumme der  $\left(\frac{N}{2}\right)$  ersten Werte einer Poisson'schen Verteilung dargestellt werden:

$$P = e^{-\frac{\chi^2}{2}} \left[ 1 + \frac{\chi^2}{2} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\chi^2}{2}\right)^2 + \dots + \frac{1}{\left(\frac{N-2}{2}\right)!} \left(\frac{\chi^2}{2}\right)^{\frac{N-2}{2}} \right] \quad (80)$$

Zur Prüfung der Massenspektren wurden Bins der Größe 10 GeV definiert und der Test jeweils im Bereich 50 - 200 GeV durchgeführt. Die untere Grenze bei 50 GeV wurde deshalb so gewählt, um nicht mit dem Selektionsschnitt (bei 35 GeV) zu kollidieren. Jenseits von 200 GeV wurden keine Ereignisse mehr registriert. Die Anzahlen der in den einzelnen Massenbins registrierten und aus DIS Monte Carlo - Simulationen erwarteten Ereignisse für die verschiedenen Datenperioden lauten:

Masse [GeV]	Zahl der Ereignisse											
	94 $e^+p$ NC		94 $e^+p$ CC		94 $e^-p$ NC		94 $e^-p$ CC		93 $e^-p$ NC		93 $e^-p$ CC	
	Exp	MC	Exp	MC	Exp	MC	Exp	MC	Exp	MC	Exp	MC
50 - 60	463	417.1	6	6.0	84	65.8	0	2.1	82	64.2	2	1.3
60 - 70	259	228.7	5	6.4	32	34.1	4	2.5	43	36.7	2	1.5
70 - 80	137	130.8	7	6.3	27	20.6	3	2.6	31	25.8	1	1.6
80 - 90	92	87.8	7	5.7	15	13.9	3	2.5	11	13.9	3	1.5
90 - 100	59	57.3	7	4.3	12	9.0	2	1.9	6	8.2	1	1.1
100 - 110	33	37.2	1	3.4	10	5.9	1	1.9	6	7.2	1	1.1
110 - 120	15	29.1	0	3.0	2	6.2	1	1.8	2	4.8	1	1.1
120 - 130	12	11.5	4	2.1	4	1.8	2	1.4	2	3.9	0	0.9
130 - 140	6	10.4	2	1.8	1	2.1	2	1.3	5	3.0	0	0.8
140 - 150	9	11.4	0	1.0	3	1.1	3	1.1	1	1.8	1	0.6
150 - 160	2	4.8	0	0.8	0	0.8	1	0.9	2	0.8	0	0.5
160 - 170	3	4.8	1	0.5	1	0.8	0	0.6	0	0.6	1	0.4
170 - 180	3	4.8	0	0.1	0	0.8	0	0.4	1	0.3	0	0.2
180 - 190	2	1.0	0	0.2	0	0.2	0	0.3	0	0.6	0	0.2
190 - 200	3	1.9	1	0.0	0	0.3	0	0.3	0	0.4	0	0.2
	Gesamtzahl der Ereignisse											
50 - 200	1098	1038.6	41	41.6	191	163.4	22	21.6	192	172.2	13	13.0

Tabelle 9: Zahl der gemessenen ('Exp') und erwarteten ('MC') Ereignisse in Massenbins von 10 GeV im Bereich 50 - 200 GeV.

Das Resultat der statistischen Vergleiche ist in folgender Tabelle 10 gezeigt:

Masse [GeV]	Wahrscheinlichkeit für Übereinstimmung [%]					
	94 $e^+p$ NC	94 $e^+p$ CC	94 $e^-p$ NC	94 $e^-p$ CC	93 $e^-p$ NC	93 $e^-p$ CC
50 - 60	8.0	100.0	8.2	35.5	8.5	80.0
60 - 70	12.2	86.5	93.7	63.8	58.6	92.8
70 - 80	86.5	96.4	37.7	97.0	48.7	89.6
80 - 90	90.0	85.2	95.1	95.6	73.3	49.9
90 - 100	97.5	44.2	61.6	99.5	74.8	99.0
100 - 110	78.7	43.0	23.6	82.3	90.9	99.0
110 - 120	24.8	22.9	24.4	82.7	44.3	99.5
120 - 130	99.0	39.7	26.5	89.6	63.8	64.4
130 - 140	44.9	99.5	74.8	57.1	51.9	67.7
140 - 150	56.6	59.5	83.1	16.8	84.0	90.5
150 - 160	44.7	67.0	68.7	99.0	45.6	77.1
160 - 170	71.9	78.3	96.1	73.7	72.6	58.3
170 - 180	71.9	94.2	68.7	82.3	40.3	89.6
180 - 190	56.6	89.1	92.8	85.2	76.0	90.0
190 - 200	73.0	60.1	86.1	86.9	83.1	90.9
	Wahrscheinlichkeit für Gesamtverteilung [%]					
50 - 200	44.3	80.9	55.7	81.9	57.9	88.9

Tabelle 10: *Wahrscheinlichkeiten für die Übereinstimmung der gemessenen und erwarteten Massenverteilungen.*

In keinem der Massenbins wird eine Anreicherung der gemessenen gegenüber den erwarteten Ereignissen beobachtet, die nicht als statistische Fluktuation interpretiert werden kann. Daher kann im zugänglichen kinematischen Bereich nicht auf die Existenz einer Leptoquark - oder Leptogluon - Resonanz geschlossen werden.

Somit werden als nächstes Grenzen für die Existenz von den in den Tabellen 6, 7 angegebenen Leptoquarks und für  $e_8$  Leptogluonen bestimmt.

## 6.7 Bestimmung von Ausschließungsgrenzen

Aus der statistischen Analyse (Tabellen 9,10) konnte nicht auf die Existenz eines Leptoquark - oder Leptogluon - Signals geschlossen werden. Daher soll nun für jedes Massenbin die Anzahl von Leptoquark - Ereignissen ('Signal') bestimmt werden, die zusätzlich zu DIS - Ereignissen des SM ('Untergrund') höchstens auftreten kann, sodaß das (unbeobachtete) Signal kleiner oder höchstens gleich der statistischen Fluktuation des Untergrundes ist. Bezeichnet  $S$  das Signal (d.h. die zu bestimmende Grenze der Zahl der LQ - Ereignisse),  $U$  den Untergrund (die Zahl der DIS - Ereignisse) und  $\Sigma$  die Summe von beiden, so gilt für den Poisson - Prozeß [118]

$$P(\Sigma) = N \frac{e^{-(S+B)} (S+B)^\Sigma}{\Sigma!} \quad (81)$$

als Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von  $\Sigma$  Ereignissen im betrachteten Massenbin. Man ist an der maximalen Zahl  $S$  der Signalereignisse interessiert. Die Wahrscheinlichkeit  $\alpha$ , eine Zahl  $a > S$  Ereignisse zu finden, ist:

$$\alpha = \int_S^\infty da P(a) \quad (82)$$

Die gesuchte obere Grenze für  $S$  ergibt sich dann aus:

$$1 - \alpha = 1 - \int_S^\infty da P(a) \quad (83)$$

$\alpha$  wird als 'Confidence Level' (CL) bezeichnet und wird je nach gewünschter Genauigkeit gewählt (95% in dieser Analyse).

In jedem Massenbin der Figur 45 wird aus den Zahlen der beobachteten ( $\Sigma$ ) und der erwarteten ( $B$ ) Ereignisse die Poisson - Wahrscheinlichkeit berechnet. Wie aus den Tabellen 6,7 hervorgeht, existieren aufgrund der Ladungs - und Helizitätserhaltung für manche Leptoquarks nur NC - artige, für andere auch CC - artige Zerfallskanäle. Für letztere bestimmt man ebenso die Poisson - Wahrscheinlichkeit aus den in Abbildung 48 gezeigten Verteilungen. In diesen Fällen, in denen beide Zerfallskanäle ( $e + X$ ,  $\nu + X$ ) kombiniert werden, wird zur Ermittlung der oberen Grenze des Signals  $S$  das Produkt der entsprechenden Poisson - Wahrscheinlichkeiten  $P(\Sigma_k, \epsilon_k S + b_k)$  benutzt, wobei jeder Kanal  $k$  mit einer Effizienz  $\epsilon_k$  ( $\epsilon_k = \text{Signaleffizienz (aus Abbildung 37)} \times \text{Verzweigungsverhältnis}$ ),  $\Sigma_k$  beobachteten und  $b_k$  erwarteten Untergrundereignissen eingeht.

Die Wahrscheinlichkeiten  $\alpha$  (82) werden bis zu 95% integriert und durch Invertierung des Integrals die obere Grenze  $\epsilon S$  für das Signal in jedem Massenbin gewonnen. Diese Grenze wird für die verschiedenen Leptoquarks ermittelt. Aus der Anzahl dieser Ereignisse dividiert durch die Signaleffizienz  $\epsilon$  wird über Beziehung (59) für den Wirkungsquerschnitt, zusammen mit der verwendeten Luminosität, eine obere Grenze für die Kopplungskonstante  $\lambda$  in diesem Massenbin gewonnen.

In Abschnitt 6.1. wurde aus den bereits bestehenden Grenzen für die Kopplungskonstanten der Leptoquarks geschlossen, daß im zugänglichen Massenbereich nur entweder links - oder rechtshändige Kopplungen existieren können (Formel (57)). Daher werden die Grenzen für jede Kopplungsart einzeln bestimmt. In den Tabellen 6, 7 sind die LQs in Multipletts des schwachen Isospins sortiert. Innerhalb eines solchen Mutlipletts treten jedoch,

entsprechend den verschiedenen Anfangszuständen, sowohl links - als auch rechtshändige Kopplungen auf, wie aus der Wechselwirkungs - Lagrangedichte (52) hervorgeht. Die Unterscheidung gemäß der Händigkeit der Kopplungen führt dazu, daß verschiedene Produktions - bzw. Zerfallskanäle zu den in den Tabellen 11, 12 angegebenen Leptoquark - Zuständen kombiniert werden können.

produziert in $e^-q$ ( $F = 2$ )			produziert in $e^-\bar{q}$ ( $F = 0$ )		
LQ	kombiniert aus	Signatur	LQ	kombiniert aus	Signatur
$S_0^L$	$-1/3 S_0$	NC, CC	$V_0^L$	$-2/3 V_0$	NC, CC
$S_0^R$	$-1/3 S_0$	NC	$V_0^R$	$-2/3 V_0$	NC
$\tilde{S}_0^R$	$-4/3 \tilde{S}_0$	NC	$\tilde{V}_0^R$	$-5/3 \tilde{V}_0$	NC
$S_1^L$	$-4/3 S_1, -1/3 S_1$	NC, CC	$V_1^L$	$-5/3 V_1, -2/3 V_1$	NC, CC
$V_{1/2}^L$	$-4/3 V_{1/2}$	NC	$S_{1/2}^L$	$-5/3 S_{1/2}$	NC
$V_{1/2}^R$	$-4/3 V_{1/2}, -1/3 V_{1/2}$	NC	$S_{1/2}^R$	$-5/3 S_{1/2}, -2/3 S_{1/2}$	NC
$\tilde{V}_{1/2}^L$	$-1/3 \tilde{V}_{1/2}$	NC	$\tilde{S}_{1/2}^L$	$-2/3 \tilde{S}_{1/2}$	NC

Tabelle 11: Kombination der Zerfallskanäle in  $e^-p$  - Streuung erzeugter Leptoquarks nach links - und rechtshändigen Kopplungskonstanten

produziert in $e^+\bar{q}$ ( $F = -2$ )			produziert in $e^+q$ ( $F = 0$ )		
LQ	kombiniert aus	Signatur	LQ	kombiniert aus	Signatur
$S_0^{*R}$	$-1/3 S_0^*$	NC, CC	$V_0^{*R}$	$-2/3 V_0^*$	NC, CC
$S_0^{*L}$	$-1/3 S_0^*$	NC	$V_0^{*L}$	$-2/3 V_0^*$	NC
$\tilde{S}_0^{*R}$	$-4/3 \tilde{S}_0^*$	NC	$\tilde{V}_0^{*R}$	$-5/3 \tilde{V}_0^*$	NC
$S_1^{*L}$	$-4/3 S_1^*, -1/3 S_1^*$	NC, CC	$V_1^{*L}$	$-5/3 V_1^*, -1/3 V_1^*$	NC, CC
$V_{1/2}^{*L}$	$-4/3 V_{1/2}^*, -1/3 V_{1/2}^*$	NC	$S_{1/2}^{*L}$	$-5/3 S_{1/2}^*, -2/3 S_{1/2}^*$	NC
$V_{1/2}^{*R}$	$-4/3 V_{1/2}^*$	NC	$S_{1/2}^{*R}$	$-5/3 S_{1/2}^*$	NC
$\tilde{V}_{1/2}^{*R}$	$-1/3 \tilde{V}_{1/2}^*$	NC	$\tilde{S}_{1/2}^{*L}$	$-2/3 \tilde{S}_{1/2}^*$	NC

Tabelle 12: Kombination der Zerfallskanäle in  $e^+p$  - Streuung erzeugter Leptoquarks nach links - und rechtshändigen Kopplungskonstanten

Dies sei am Beispiel der Leptoquarks mit Fermionzahl  $F = 2$  in  $e^-p$  - Streuung erläutert: In der Lagrangedichte (53) treten für das Leptoquark  $S_0$  eine linkshändige ( $g_{1L}$ ) und eine rechtshändige ( $g_{1R}$ ) Kopplung auf.  $S_0$  entspricht dem in Tabelle 6 auftretenden  $-1/3 S_0$  mit den beiden möglichen Zuständen  $e_L^- u_L, e_R^- u_R$ . Der linkshändige Zustand  $e_L^- u_L$  wird dann als  $S_0^L$  bezeichnet und besitzt die beiden möglichen Zerfallskanäle  $e_L^- u_L \rightarrow e^- u, \nu_e d$ . Der

rechtshändige Zustand  $e_R^- u_R$  bekommt die Bezeichnung  $S_0^R$  und zerfällt gemäß  $e_R^- u_R \rightarrow e^- u$ . Der nächste Term in der Lagrangedichte beschreibt  $\tilde{S}_0$ , für das nur eine rechtshändige Kopplung  $\tilde{g}_{1R}$  und ein einziger Zerfallskanal ( $e_R^- d_R \rightarrow e^- d$ ) existiert ( $^{-4/3}\tilde{S}_0$  in Tabelle 6) und welches nun  $\tilde{S}_0^R$  heißt.  $S_1$  besitzt nur eine linkshändige Kopplung ( $g_{3L}$ ), tritt aber in Form zweier Ladungszustände ( $^{-4/3}S_1$ ,  $^{-1/3}S_1$ ) auf. Diese werden mit ihren in der Tabelle angegebenen Zerfallskanälen zu  $S_1^L$  zusammengefaßt. Analog zu  $S_0$  existieren beide Kopplungsarten für das  $V_{1/2}$ -Leptoquark, sodaß die entsprechenden Zerfallskanäle zu einem  $V_{1/2}^L$  und einem  $V_{1/2}^R$  kombiniert werden.  $\tilde{V}_{1/2}$  besitzt wie  $\tilde{S}_0$  nur eine linkshändige Kopplung und wird als  $\tilde{V}_{1/2}^L$  bezeichnet. Die Kombination aller anderen Leptoquarks der Tabellen 6, 7 erfolgt analog.

### 6.7.1 Systematische Unsicherheiten

Für die Partondichtefunktion (siehe [119]) wird die Parametrisierung MRSH verwendet, welche die Proton - Strukturformationsmessung bei HERA berücksichtigt. Andere Ansätze (z.B. MRS D0, MRSD-', MT B1, GRV HO) würden Unterschiede in den Ausschließungsgrenzen von typischerweise 5% bei niedrigen und bis zu 10% bei den höchsten Massen bewirken. Als Beispiel zeigt die folgende Figur 50 die relativen Unterschiede  $\Delta\lambda/\lambda(MRSH)$  in den Grenzen für die Kopplungskonstanten  $\lambda$  der Leptoquarks  $\tilde{S}_{1/2}^{*L}$ ,  $S_{1/2}^{*L}$ ,  $S_{1/2}^{*R}$  bei Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Partonverteilungen des Protons.  $\Delta\lambda$  ist die Differenz  $\lambda(MRSH) - \lambda(pdf)$ , wenn 'pdf' eine der anderen Parametrisierungen bedeutet.

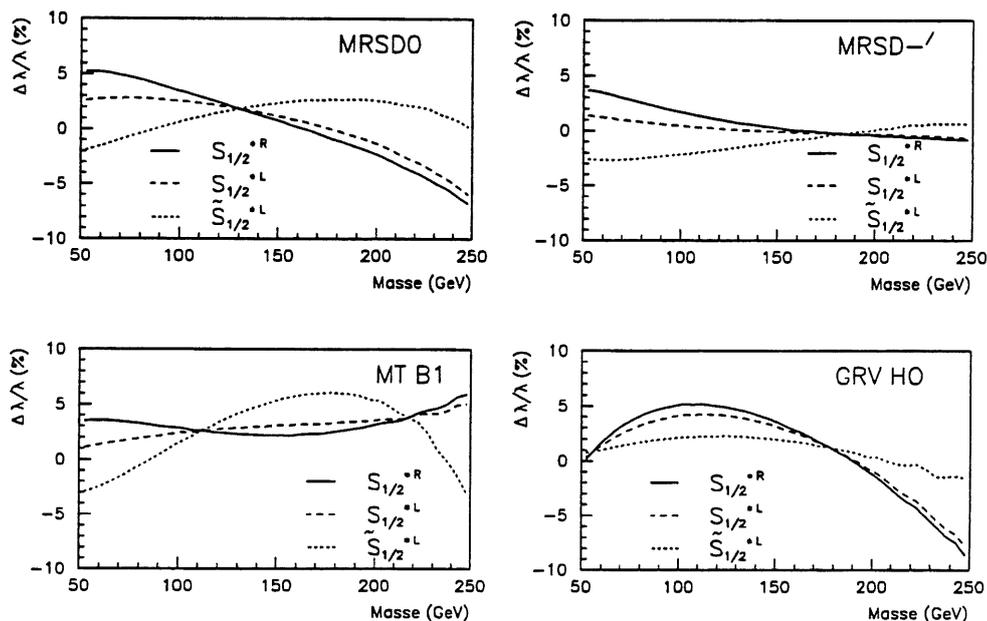


Abbildung 50: Unterschiede in Prozent in den Grenzen für die Kopplungskonstanten einiger Leptoquarks bei Verwendung verschiedener Partondichtefunktionen relativ zur Parametrisierung MRSH.

Für die übrigen Leptoquarks ergeben sich ähnliche Unterschiede. Bei der Berechnung der Ausschlußgrenzen für Leptoquarks wurde daher eine systematische Unsicherheit aufgrund

verschiedener verwendbarer Partondichtefunktionen von 10% angenommen. Die Dichteverteilungen der  $u$ -,  $d$ -,  $\bar{u}$ - und  $\bar{d}$ - Quarks für die betrachteten Parametrisierungen sind in Abbildung 51 gezeigt:

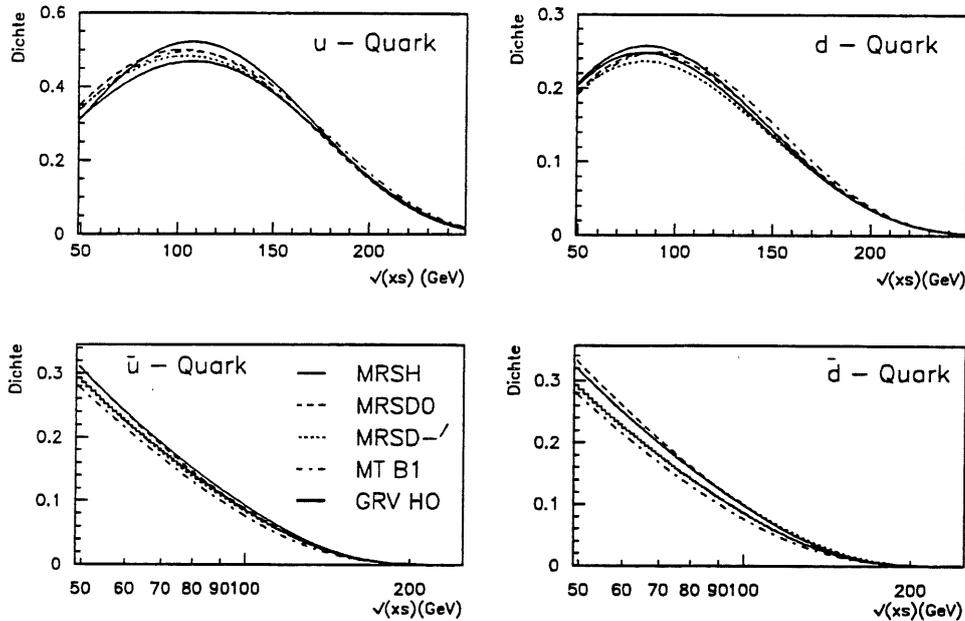


Abbildung 51: Dichteverteilungen von  $u$ -,  $d$ -,  $\bar{u}$ - und  $\bar{d}$ - Quarks in Abhängigkeit der Resonanzmasse für die Parametrisierungen MRSH, MRSD0, MRSD-, MT B1 und GRV HO.

Im Wirkungsquerschnitt für Leptogluon - Erzeugung (62) tritt die Gluondichtefunktion des Protons auf. Die Berechnung der Ausschlußgrenzen für die Substrukturkonstante  $\Lambda$  ist daher in analoger Weise mit einer systematischen Unsicherheit behaftet, welche durch Vergleich verschiedener Parametrisierungen abgeschätzt wird.

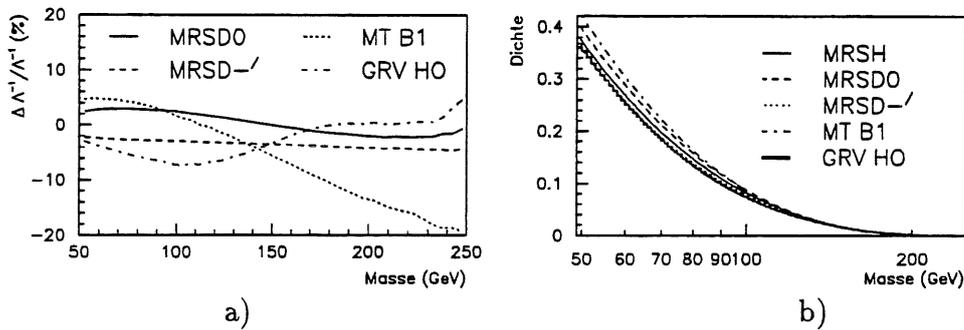


Abbildung 52: a) Relative Abweichungen  $(\Lambda^{-1}(MRSH) - \Lambda^{-1}(pdf)) / \Lambda^{-1}(MRSH)$  der Substrukturkonstanten  $\Lambda$  für verschiedene Parametrisierungen 'pdf' der Gluondichtefunktion als Funktion der Resonanzmasse (b).

Die Unterschiede in Figur 52a) bewegen sich in Bereichen innerhalb  $\pm 10\%$ , mit Ausnahme des Ansatzes MT B1, wo bei den höchsten Massen 20% erreicht werden. Es wurde

eine globale systematische Unsicherheit von 15% bei der Berechnung der Grenzen von  $\Lambda$  angenommen.

Die statistischen und systematischen Unsicherheiten der Effizienzen  $\epsilon_k$  und des Untergrundes  $b_k$  enthalten: Statistische Unsicherheiten der Luminositätsmessung (5% für die Daten von 1993 und 3% für 1994), absolute Energiekalibration für Elektronen (2%) und Hadronen (5%), Partondichtevertelung (10% im betrachteten Massenbereich), Effizienzverlust durch Trigger - und Vertexbedingungen (3%). Die Selektion und Rekonstruktion der Ereigniskandidaten stützte – neben der geforderten Existenz eines Vertex aus dem Spurkammersystem – auf Energiedepositionen im LAr Kalorimeter. Daher tragen die Effizienzen der LAr Trigger zu den systematischen Unsicherheiten bei. In Figur 53a) sind die Häufigkeiten verschiedener LAr Trigger für die benutzten  $e^+p$  - Ereignisse dargestellt.

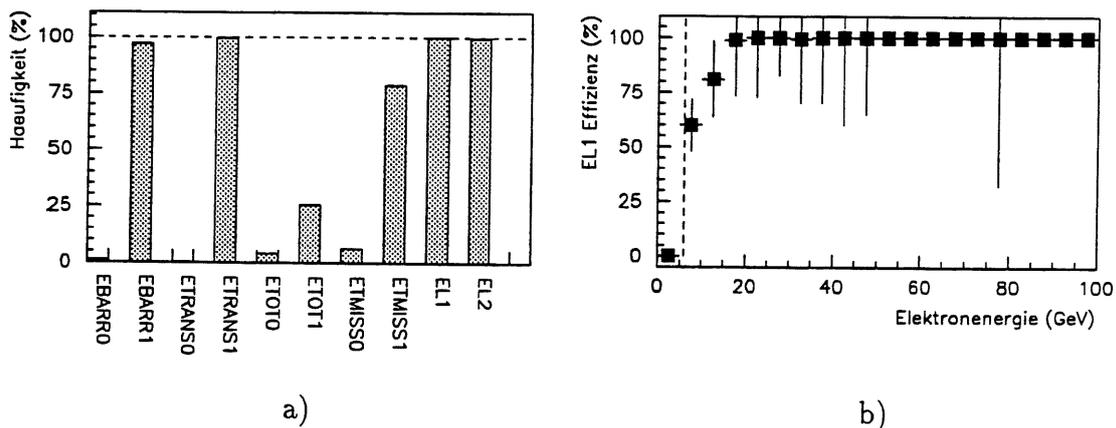


Abbildung 53: a) Häufigkeiten verschiedener LAr Trigger. b) Effizienz des Elektron (EL1) - Triggers in Abhängigkeit der Elektronenergie. Statistische Fehler von 100 % (bei hohen Energien mit wenigen Ereignissen) sind nicht dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt die bei 6 GeV eingestellte Hardware - Schwelle für diesen Trigger für 1994.

Die gezeigten Trigger treten jeweils bei einer niedrigen ('0') und einer hohen ('1') Schwelle auf (bzw. '1' und '2' im Falle des Elektrontriggers). Beide sind einem logischen *oder* unterworfen (mit Ausnahme des Elektrontriggers). Bei den hohen deponierten Energien der selektierten Ereignisse sind erwartungsgemäß die Trigger mit der hohen Schwelle gesetzt. *EBARR* bedeutet einen Trigger auf Energie, welche im Barrel - Bereich des Kalorimeters deponiert wurde, *ETOT* bezieht sich auf die gesamte deponierte Energie, *ETRANS* und *ETMISS* auf die transversale bzw. fehlende transversale Energie und *EL* triggert auf elektromagnetische ohne benachbarte hadronische Energie, d.h. auf Elektron - Kandidaten. Die Triggereffizienzen wurden mit beliebigen, d.h. nicht nur mit den für die Analyse selektierten, Ereignissen wie folgt geprüft: Für jedes Ereignis wurde eine Triggerkombination verlangt, welche nicht den zu untersuchenden LAr Trigger enthielt und dann an Hand der im Kalorimeter deponierten Energien geprüft, ob dieser gesetzt sein mußte. Obige Abbildung 53b) verdeutlicht als Beispiel die erhaltene Effizienz für den Elektrontrigger *EL1* in Abhängigkeit der Elektronenergie. Die Triggerschwelle betrug 6 GeV. Die übrigen angesprochenen Trigger ergaben entsprechende Effizienzkurven.

Die diskutierten Effekte wurden zu einem globalen systematischen Fehler von 12% für die

Daten von 1994 und 13% für 1993 zusammengefaßt.

Die Kurven für die Ausschließungsgrenzen der Kopplungskonstanten  $\lambda$  in Abhängigkeit der LQ - Massen für die in den Tabellen 11, 12 aufgeführten skalaren und vektoriellen Leptoquarks sind schließlich in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt.

### 6.7.2 Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks

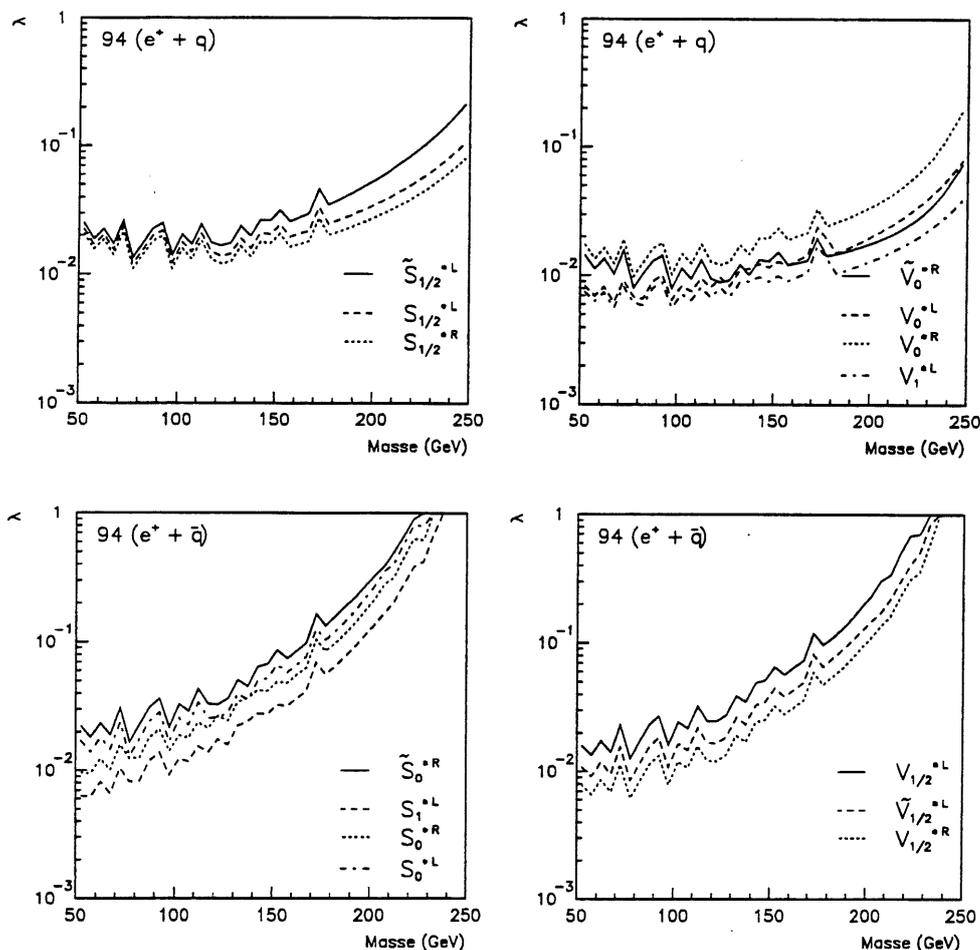
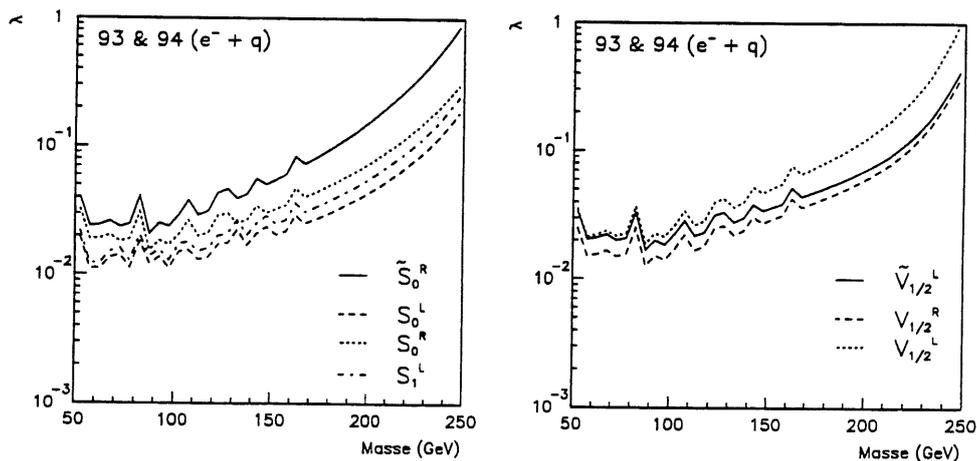


Abbildung 54: Ausschließungsgrenzen für die LQ - Kopplung in Abhängigkeit der Masse für 1994 Positron - Daten. Die oberen Graphen gelten für Erzeugung aus Valenzquarks, die unteren aus (See -) Antiquarks. Das Konfidenzniveau beträgt 95%.

Die Kurven stellen obere Grenzen für die Kopplungskonstanten dar, d.h. die Bereiche oberhalb von ihnen sind durch die Analyse der H1 - Daten im Rahmen dieser Arbeit ausgeschlossen. Die Struktur der Kurven wird aus den gemessenen Massenspektren ersichtlich: Für Massen größer als 200 GeV wurden keine Ereignisse beobachtet (siehe Abbildung 45). Die Poisson - Wahrscheinlichkeiten in diesen Massenbins und damit die obere Grenze des LQ - Wirkungsquerschnitts sind also flach. Da die Partonverteilungs-

funktionen (Abbildung 51) zu hohen Massen abfallen, müssen die möglichen Werte der Kopplungen  $\lambda$  dort ansteigen. Wurden dagegen in einem Massenbin mehr Ereignisse gemessen, als der Erwartung des Untergrundes entspricht (z.B. im Bereich um 170 GeV in Abbildung 45), dann ist die Wahrscheinlichkeit für ein Signal über dem Untergrund höher als in benachbarten Bins. Somit ist auch die Grenze für den LQ - Erzeugungsquerschnitt dort höher und entsprechend die Grenze der Kopplung. Dies äußert sich also in einer Spitze der Grenzkurve für  $\lambda$  bei dieser Masse (in Figur 54 deutlich zu erkennen). Es treten auch Spitzen nach unten, d.h. zu kleinen  $\lambda$  auf. Dies entspricht dem umgekehrten Fall, wenn weniger Ereignisse gemessen wurden, als der Erwartung des Untergrundes entspricht, denn die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines positiven Signals in einer negativen Fluktuation ist reduziert (z.B. im Massenbin 110 - 120 GeV in Figur 45). Die erläuterten Effekte sind bei den verschiedenen Grenzkurven unterschiedlich ausgeprägt, je nachdem, ob NC - und CC - artige Kanäle, d.h. Massenspektren, kombiniert wurden. Weiterhin sind die Kurvenverläufe davon abhängig, welche Quarkflavors ( $u$  oder  $d$ ) in die LQ - Wirkungsquerschnitte eingehen. Für LQs, welche aus Antiquarks gebildet werden, erhält man steilere Grenzkurven, entsprechend dem steileren und bei niedrigeren Massen einsetzenden Abfall der Quarkverteilungsfunktionen (siehe Abbildung 51). Somit sind Kopplungsgrenzen für Leptoquarks, die mit Antiquarks produziert werden, schwächer als diejenigen, welche mit Quarks erzeugt werden.

Die  $e^-p$  - Daten der Jahre 1993 und 1994 wurden zur Berechnung der Grenzkurven von  $\lambda$  zusammengefaßt. Damit standen insgesamt  $1.0 \text{ pb}^{-1}$  integrierte Luminosität an Elektron - Daten zur Verfügung.



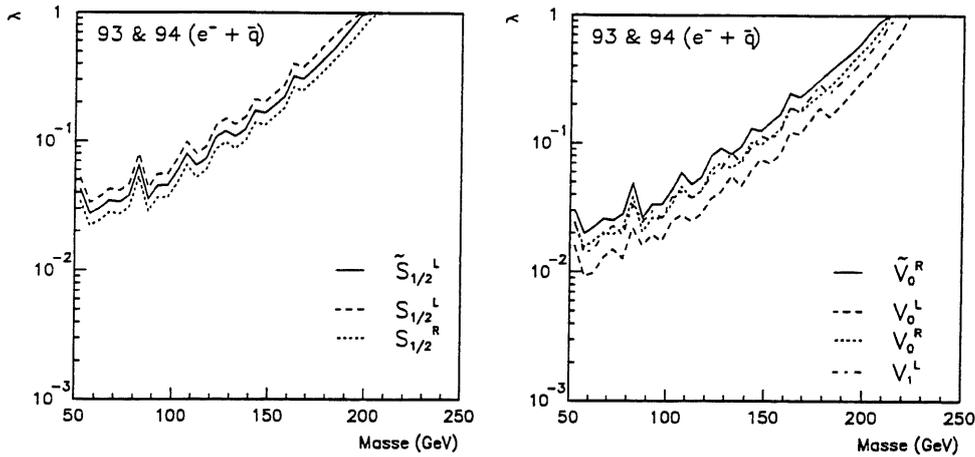


Abbildung 55: Ausschließungsgrenzen für Leptoquarks aus  $e^-p$ -Daten von 1993 und 1994. Das Konfidenzniveau beträgt 95%.

Gemäß der Beziehung (59) skaliert  $\lambda$  bei fester Leptoquarkmasse mit der Wurzel des Wirkungsquerschnittes und damit auch mit der Wurzel der zur Verfügung stehenden Luminosität. Bei Zusammenfassung der  $e^-p$ -Daten gewinnt man daher etwa einen Faktor  $\sqrt{2}$  in den Grenzen für  $\lambda$  gegenüber der Betrachtung der einzelnen Datensätze (siehe Tabelle 8).

Die zur Verfügung stehende Gesamtluminosität war für die Positron-Daten rund einen Faktor drei höher als für die Elektron-Perioden. Dementsprechend ließen sich für jene kleinere Werte als mögliche Grenze der Kopplungskonstanten ableiten. Dies gilt auch für die Skala  $\Lambda$  im Falle von Leptogluonen (siehe unten).

Aus diesen Graphen folgernd können für Leptoquarks aus  $e^+q$ -Streuung Kopplungskonstanten von einigen  $10^{-2}$  bis zur elektroschwachen Kopplung (0.3) ausgeschlossen werden. Für Leptoquarks, die aus  $e^+\bar{q}$  erzeugt werden, sind die Grenzen mit steigendem  $x$ , d.h. mit steigender Masse, schwächer. Werte nahe bei eins werden im Massenbereich um 230 GeV erreicht. Für Resonanzen aus  $e^-q$ -Streuung sind sie aufgrund der geringeren integrierten Luminosität um Faktoren von etwa 2 bis 3 schwächer.

Abbildung 56<sup>12</sup> zeigt zum Vergleich die Massengrenzen für Leptoquarks in Abhängigkeit des Verzweungsverhältnisses  $\beta = BR(LQ \rightarrow e + q)$ , die aus Messungen bei D0 am Tevatron ( $p\bar{p}$ ) [120] bzw. LEP (aus  $Z^0$ -Zerfällen in  $e^+e^-$ ) [121] erhalten wurden. Dort wurden jeweils Erzeugungskanäle studiert, die zur paarweisen Produktion von Leptoquarks führen. Die Wirkungsquerschnitte sind mit Standardmethoden der QCD berechenbar und die erhaltenen Ausschlußgrenzen sind unabhängig von der Lepton-Quark Kopplung  $\lambda$ . Die Tevatron-Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von  $15 \text{ pb}^{-1}$  und stammen aus der Runperiode 1992 - 1993.

<sup>12</sup>Die Abbildung wurde der D0 Publikation in [120] entnommen. Dabei wurden für die hier durchgeführte Diskussion nicht relevante Details (separate Grenzen für einzelne Zerfallskanäle) entfernt.

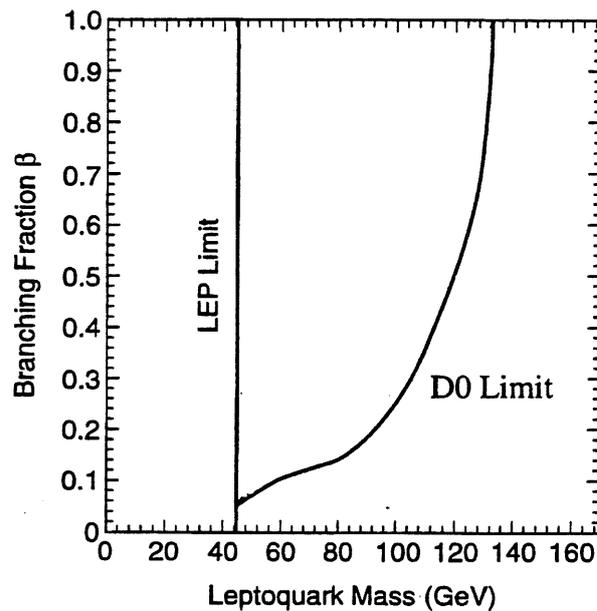


Abbildung 56: Ausschlußgrenzen für die Leptoquarkmasse als Funktion des Verzweigungsverhältnisses  $\beta = BR(LQ \rightarrow e + q)$  in  $p\bar{p}$  - bzw.  $e^+e^-$  - Kollisionen.

Die Resultate der CDF Kollaboration sind in sehr guter Übereinstimmung mit den hier gezeigten (siehe CDF Publikation in [120]).

Gegenüber diesen Experimenten konnte in der hier vorgestellten Analyse der HERA - Daten der Ausschlußbereich der Leptoquarkmassen erheblich erweitert werden. Darüber hinaus war die Ableitung direkter und modellunabhängiger Grenzen für die Konstanten  $\lambda$  der Elektron - Quark Kopplung möglich.

### 6.7.3 Ausschließungsgrenzen für Leptogluonen

Bei HERA im  $s$ -Kanal produzierbare  $e_8$  Leptogluonen besitzen nur einen NC-artigen Zerfallskanal (Formel 58). Bei der Suche nach ihnen genügt also die Betrachtung der Massenspektren der Abbildung 45. Aus der statistischen Analyse dieser Spektren konnte nicht auf die Existenz eines Resonanzsignals geschlossen werden (Kapitel 6.6). Daher werden für Leptogluonen Grenzen für die Substrukturkonstante  $\Lambda$  in Abhängigkeit ihrer Masse ermittelt. Die Bestimmung der Grenzen erfolgt analog denen der Leptoquarks, mit dem Unterschied, daß keine CC-artigen Zerfallskanäle existieren. Eine entsprechende Kombination entfällt also. Aus den unter Berücksichtigung der Signaleffizienzen (Figur 38) errechneten Grenzen für die Anzahl der möglichen Ereignisse zusätzlich zum NC-DIS-Untergrund, d.h. des erlaubten LG-Wirkungsquerschnitts, wird gemäß Beziehung (62) für jedes Massenbin der Tabelle 9 die Grenze der Substrukturkonstanten  $\Lambda$  berechnet. Die systematischen Effekte (Abbildung 52 und anschließende Diskussion) sind in Form eines globalen Fehlers von 16% (1994) bzw. 17% (1993) berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 57:

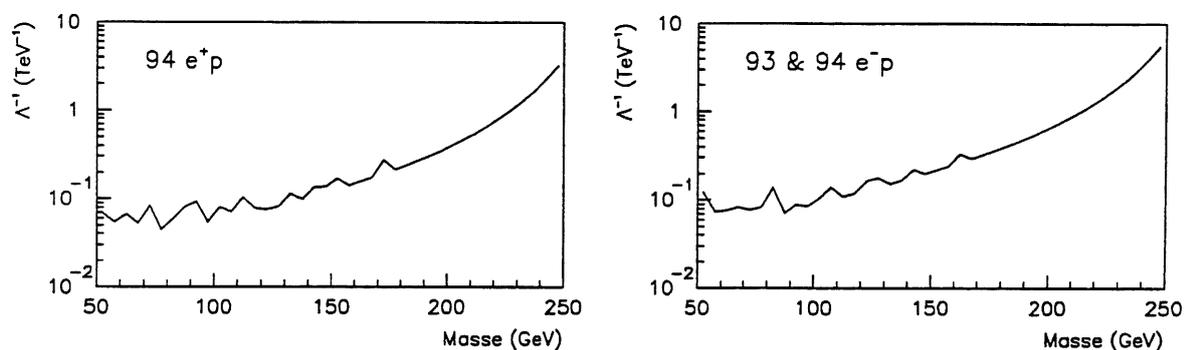


Abbildung 57: Grenzen der Substrukturkonstanten  $\Lambda$  in Abhängigkeit der Leptogluonmasse. Das Konfidenzniveau beträgt 95 %.

Bei den leichtesten Massen können Werte um 10 TeV ausgeschlossen werden. 1 TeV wird im Bereich von Leptogluonmassen um 230 GeV erreicht.

## 7 Squarks der R - Paritäts - verletzenden Supersymmetrie

In Kapitel 5.2 wurde die Möglichkeit der R - Paritäts - Verletzung in supersymmetrischen Modellen erörtert: Im allgemeinen Superpotential sind dabei Terme zugelassen, welche die Eichinvarianz des SM respektieren und Yukawa - Kopplungen zwischen den supersymmetrischen und den normalen Fermionen einführen, welche  $R_P$  nicht erhalten (siehe (46), (47)).

In diesem Kapitel werden die phänomenologischen Aspekte zur Erzeugung und zum Nachweis der supersymmetrischen Squarks in HERA - Experimenten dargelegt und eine Analyse zur Suche nach diesen Teilchen mit dem H1 - Detektor vorgestellt. Die Daten stammen aus den selben Perioden wie jene der Leptoquark - Analyse.

### 7.1 Phänomenologie

In den HERA - Experimenten liegen Anfangszustände aus Elektron und Quark vor. Daher können die Leptonzahl - verletzenden Terme mit Kopplungen  $\lambda'_{ijk}$  (46,47), wobei  $i, j, k$  die Generationen bezeichnen, zwischen einem Lepton, einem Quark und einem Squark in  $s$  - Kanal - Reaktionen getestet werden.

Der Erzeugungsmechanismus ist folglich analog demjenigen für Leptoquarks: Aus Elektron und Quark wird mittels der Yukawa - Kopplung  $\lambda'$  ein Squark ( $\tilde{q}$ ) in Resonanz erzeugt. Für  $e^-p$  - bzw.  $e^+p$  - Streuung gibt es somit folgende Möglichkeiten im Falle von dominierender Kopplung  $\lambda'_{111}$ :

$$\begin{aligned} e^-u &\longrightarrow \tilde{d} & e^+\bar{u} &\longrightarrow \tilde{\bar{d}} \\ e^-\bar{d} &\longrightarrow \tilde{u} & e^+d &\longrightarrow \tilde{u} \end{aligned} \quad (84)$$

Bevor genauer auf die Erzeugungs - und Zerfallsmechanismen der Squarks eingegangen wird, seien zunächst die bestehenden experimentellen Grenzen für diese Teilchen genannt. In Kapitel 5.2. wurde bereits erläutert, daß das gleichzeitige Auftreten von  $L$  - und  $B$  - verletzenden Kopplungen im Fall der  $R_P$  - Verletzung wegen des Problems des Protonzerfalls nicht möglich ist. Es wird daher von vornherein angenommen, daß nur eine Klasse der Kopplungen  $\lambda, \lambda', \lambda''$  existiert, bzw. sehr stark dominiert. Darüber hinaus erwartet man eine starke Hierarchie der Yukawa - Kopplungen (ähnlich dem SM), d.h. auch bei Betrachtung von z.B. nur  $\lambda'_{ijk}$  soll eine dieser Kopplungen dominieren [72, 78]. Bei HERA erlauben die Anfangszustände aus Elektron und Quark also  $s$  - Kanal Squarkerzeugung über Kopplungen  $\lambda'_{11k}$ . Wegen der angenommenen Hierarchie erfolgen dann die anschließenden Zerfälle ebenfalls über diese Kopplungen. Es existieren folgende experimentelle Ausschlußgrenzen für  $\lambda'_{1ij}$  ( $i = 1, 2, j = 1, 2, 3$ )<sup>13</sup> [76, 78]:

<sup>13</sup>Der Fall  $i = 3$  wird nicht betrachtet, da er ein  $t$  - Quark im Anfangszustand bedeuten würde.

Squarks und Sleptonen können virtuelle Beiträge zu verschiedenen Prozessen liefern, welche insgesamt  $R_P$  erhalten, d.h. nicht zu supersymmetrischen Endzustandsteilchen führen. Supersymmetrische Beiträge können dann nur in höheren Ordnungen (Schleifendiagramme) existieren und mögliche Werte für deren Kopplungen aus Grenzen von Prozessen abgeleitet werden, welche in niedrigster Ordnung im SM verboten sind (z.B. flavor-verletzende neutrale Ströme). Wenn dagegen  $R_P$ -verletzende Kopplungen zugelassen werden, können SUSY-Beiträge bereits in niedrigster Ordnung auftreten. Bei niedrigen Energien reduzieren sich die  $R_P$ -verletzenden Wechselwirkungsterme  $L_{\mathcal{R}_P}$  (46,47) zu effektiven 4-Fermi-Operatoren zwischen den Lepton- und Quarkfeldern. Aus Prozessen der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien lassen sich strenge Grenzen für die  $R_P$ -verletzenden Kopplungen ableiten:

Operatoren der Form  $[L_i Q_j \bar{D}_k]$  können zu semileptonischen Quarkzerfällen (z.B.  $\beta$ -Zerfall) beitragen:

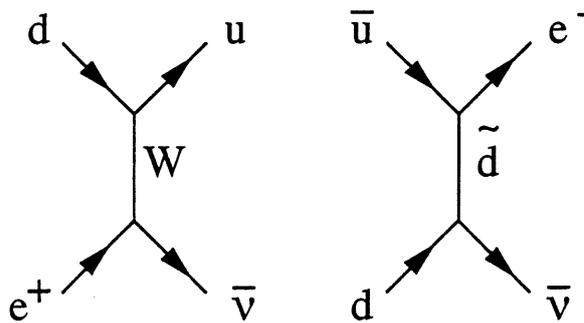


Abbildung 58:  $R_P$ -verletzender SUSY-Beitrag (rechts) zum nuklearen  $\beta$ -Zerfall (links).

Diese Beiträge führen zu effektiven schwachen Kopplungen in niedrigster Ordnung der Form

$$\frac{g^2}{8M_W^2} [V_{ud} + r'_{11j} (\tilde{d}_{jR})]. \quad (85)$$

$g$  ist die schwache Kopplungskonstante,  $M_W$  die  $W$ -Masse und  $V_{ud}$  das betreffende Element der CKM-Matrix<sup>14</sup> und  $r'_{11j}$  der  $R_P$ -verletzende SUSY-Beitrag. Unter Benutzung der Universalität der schwachen Kopplungskonstanten wird das Matrixelement  $V_{ud}$  aus dem Verhältnis der Partialbreiten von  $d \rightarrow ue\bar{\nu}_e$  und  $\mu \rightarrow \nu_\mu e\bar{\nu}_e$  bestimmt. Daraus kann als obere Grenze für den Beitrag  $r'_{11j}$  abgeleitet werden [76]:

$$\lambda'_{11j} \lesssim 0.03 \left( \frac{m_{\tilde{d}_{jR}}}{100 \text{ GeV}} \right), \quad j = 1, 2, 3 \quad (86)$$

In  $e^+e^-$ -Annihilationen beobachtet man eine Vorwärts-Rückwärts- (d.h. Polarwinkel-) Asymmetrie der Endzustände (z.B.  $\mu^+\mu^-$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$ ): In niedrigster Ordnung setzt

<sup>14</sup>Im elektroschwachen Modell der Eichgruppe  $SU(2) \times U(1)$  sind die Massenzustände der Quarks nicht mit ihren schwachen Eigenzuständen identisch. Die Transformation zwischen beiden erfolgt mittels der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix).

sich der gesamte Wirkungsquerschnitt aus den beiden Beiträgen (a) und (b) der Figur 59 zusammen. Beitrag (a) ist der reine QED - Anteil (Photonaustausch) und liefert eine  $(1 + \cos^2\theta)$  - Abhängigkeit, wenn  $\theta$  den Polarwinkel relativ zur einfallenden  $e^+$  - Richtung bedeutet. Der Beitrag (b) der schwachen Wechselwirkung ( $Z$  - Austausch) führt zu einer Abweichung dieser symmetrischen Winkelverteilung (Vorwärts - Rückwärts - Asymmetrie).

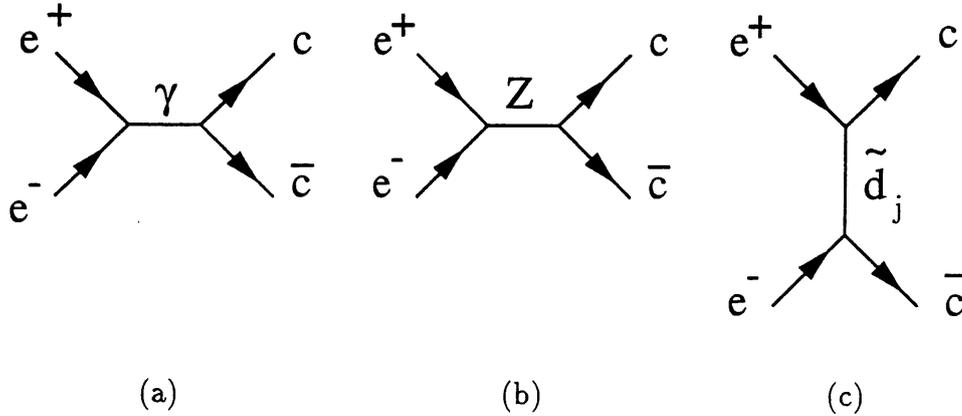


Abbildung 59:  $e^+e^-$  - Annihilation in niedrigster Ordnung am Beispiel des Endzustandes  $c\bar{c}$ . Prozesse (a) und (b) sind Beiträge der QED bzw. schwachen Wechselwirkung. (c) ist ein möglicher SUSY - Beitrag mittels  $R_p$  - verletzender Kopplung  $\lambda'$ .

Der Vergleich der aus den Asymmetrien in  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}, b\bar{b}$  gemessenen Werte der Axialvektorkopplungen mit den berechneten Werten des SM erlaubt folgende zusätzliche  $R_p$  - verletzende Kopplungen [76] (Abbildung 59c):

$$\lambda'_{12j} \lesssim 0.45 \left( \frac{m_{\tilde{d}_j R}}{100 \text{ GeV}} \right), \quad j = 1, 2, 3 \quad (87)$$

$$\lambda'_{123} \lesssim 0.26 \left( \frac{m_{\tilde{u}_2 L}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad (88)$$

Eine weitere Klasse von Experimenten zu Präzisionstests der Parameter des Standardmodells betrifft NC - Wechselwirkungen in Elektron - Hadron - Reaktionen bei niedrigen Energien. Die effektive Lagrangedichte läßt sich wie folgt parametrisieren [123]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff}^{(eq)} = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ (\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 e) (c_{1u}\bar{u}\gamma^\mu u + c_{1d}\bar{d}\gamma^\mu d) \right. \\ & + (\bar{e}\gamma_\mu e) (c_{2u}\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u + c_{2d}\bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 d) \\ & \left. + (\bar{e}\gamma_\mu\gamma_5 e) (h_{AA}^u\bar{u}\gamma^\mu\gamma_5 u + h_{AA}^d\bar{d}\gamma^\mu\gamma_5 d) \right] \quad (89) \end{aligned}$$

$e, u, d$  sind die Elektron - bzw. Quarkwellenfunktionen, die Koeffizienten  $h$  sind Produkte aus Axialvektorkopplungen (siehe Kapitel 4.3) und  $c$  sind Koeffizienten paritätsverletzender Übergänge. Letztere lassen sich z.B. in Elektron - Deuterium - Reaktionen bestimmen. In Experimenten am SLAC [122] wurden polarisierte Elektronen

auf ein unpolarisiertes Deuterium - Target geschossen,  $e(pol.) + d(unpol.) \rightarrow e + X$ , und eine Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte bei Verwendung von links - bzw. rechtspolarisierten Elektronen gemessen:

$$A = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}.$$

Daraus lassen sich die Koeffizienten  $c$  aus (89) bestimmen und mit den aus dem Standardmodell berechenbaren vergleichen [122,124]. Aus diesem Vergleich können Grenzen für mögliche SUSY - Beiträge (ähnlich wie im Falle der CC - Wechselwirkung, siehe Abbildung 58) ermittelt werden [76]:

$$\lambda'_{121} \lesssim 0.26 \left( \frac{m_{\tilde{u}_{2L}}}{100 \text{ GeV}} \right) \quad (90)$$

Analysen zu paritätsverletzenden Übergängen in Atomen [123,124] liefern ähnliche Werte.

Die der Analyse zugrunde gelegten vereinfachenden Annahmen sind nun:

- $\lambda'_{11k}$  sind die einzigen Kopplungen und eine davon ist dominierend.
- Es werden nur Kopplungen an Fermionen der ersten Generation betrachtet (d.h.  $i = j = k = 1$ ).
- Die Squarks einer Generation sind bzgl. ihrer Masse entartet.
- Squarks zerfallen entweder über ihre Yukawa - Kopplungen in Fermionen, oder über ihre Eichkopplungen in ein Quark und das LSP.

Die möglichen Zerfälle sind dann:

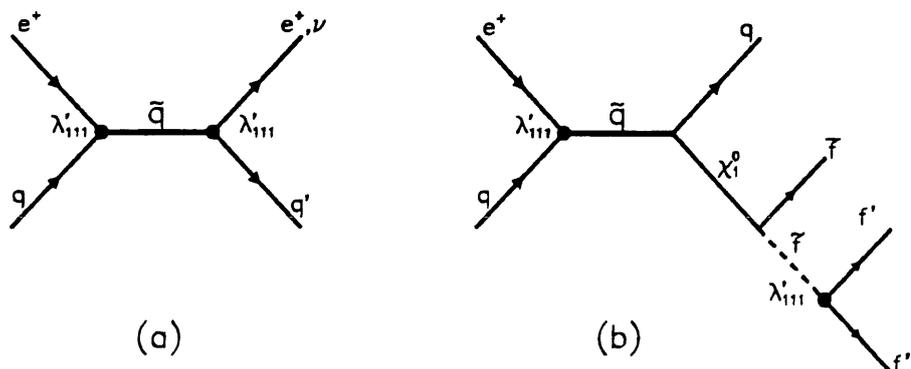


Abbildung 60:  $s$  - Kanal - Erzeugung von Squarks und deren  $R_p$ - Zerfall (a), Zerfall über Eichkopplung (b). In (b) wird das Neutralino  $\chi_1^0$  als Photino ( $\tilde{\gamma}$ ) angenommen

### $H_P$ ('LQ - artige') Zerfälle (Figur (60a)):

Die in Kapitel 6.1 angegebene Beziehung für den Produktionsquerschnitt einer LQ - Resonanz (Formel 59) gilt auch hier, da es sich in beiden Fällen um die Produktion via dimensionslose Yukawa - Kopplungen handelt. Da auch der Zerfall durch diese Kopplung vermittelt wird, gelten alle in Kapitel 6 erzielten Resultate, einschließlich der Ausschlußgrenzen ebenso für Squarks, wenn nur der Graph der Abbildung 60(a) betrachtet wird. Das  $\tilde{u}$  - Squark entspricht dabei dem  $\tilde{S}_{1/2}$  - Leptoquark, das  $\tilde{d}$  - Squark dem  $S_0$  - Leptoquark in  $e^-p$  - Streuung (bzw.  $\tilde{S}_{1/2}^*$  und  $S_0^*$  in  $e^+p$  - Streuung) (vgl. Tabellen (6),(7)). Betrachtet man die  $R_P$  - verletzenden Terme des Superpotentials (46),(47), ausgedrückt durch ihre Dirac - Spinoren [78]:

$$\mathcal{L}_{L_1 Q_i \bar{D}_j} = \lambda'_{1ij} \left[ -\bar{e}_L u_L^i \bar{d}_R^j - e_L \tilde{u}_L^i \bar{d}_R^j - (\bar{e}_L)^c u_L^i \bar{d}_R^j + \tilde{\nu}_L \bar{d}_L^i \bar{d}_R^j + \nu_L \tilde{d}_L^i \bar{d}_R^j + (\bar{\nu}_L)^c d_L^i \bar{d}_R^j \right] + h.c., \quad (91)$$

wobei der Index  $^c$  die Ladungskonjugation bedeutet, so erkennt man, daß nur linkshändige Leptonen an Squarks koppeln und für  $\tilde{u}$  nur ein NC - artiger, dagegen für  $\tilde{d}$  auch ein CC - artiger  $R_P$  - verletzender Zerfallskanal existiert:

$$\tilde{d}_{jR} \longrightarrow e_L^- u_{iL}, \nu_e d_{jR} \quad \tilde{u}_{iL} \longrightarrow e_L^- + \bar{d}_{jR} \quad (92)$$

### Kaskadenzerfälle (Abbildung (60b)):

Hier zerfällt das Squark über seine Eichkopplung in ein Quark und das LSP. Theoretische Ansätze (insbesondere in Modellen der Supergravitation) deuten darauf hin, daß das LSP ein Neutralino ist [77]. Im weiteren wird vereinfachend angenommen, daß es sich dabei um ein Photino handelt, d.h. insbesondere, daß das LSP keinen Mischungszustand verschiedener Neutralinos (Zino oder Higgsino) darstellt.

Die betrachteten Kaskadenzerfälle der Squarks sind dann:

$$\tilde{d}_{jR} \longrightarrow d_{jR} + \tilde{\gamma} \quad (93)$$

$$\tilde{u}_{jL} \longrightarrow \bar{u}_{jL} + \tilde{\gamma} \quad (94)$$

(Für die in  $e^+p$  - Streuung produzierten (Anti-) Squarks gelten die analogen Beziehungen). Dabei wird vereinfachend angenommen, daß keine weiteren Kaskadenzerfälle in andere Neutralinos oder Gluinos existieren.

Die Zerfallsprodukte des Photinos hängen davon ab, welcher der  $H_P$  Operatoren dominiert [78]:

$$\tilde{\gamma} \longrightarrow \begin{cases} e_i^\pm e_k^\mp \nu_j, & [L_i L_j \bar{E}_k] \\ (e_i^\pm, \nu) + 2 \text{ Jets}, & [L_i Q_j \bar{D}_k] \\ 3 \text{ Jets}, & [\bar{U}_i \bar{D}_j \bar{D}_k] \end{cases} \quad (95)$$

Im einzelnen lauten die Zerfallskanäle bei Betrachtung der (S)fermionen der ersten Generation und für  $[L_i Q_j \bar{D}_k]$ :

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma} &\longrightarrow u\bar{u} \longrightarrow eud & (96) \\ \tilde{\gamma} &\longrightarrow d\bar{d} \longrightarrow eud, \nu dd \\ \tilde{\gamma} &\longrightarrow e\bar{e} \longrightarrow eud\end{aligned}$$

Bei HERA ist man also wiederum mit NC - bzw. CC - artigen Endzuständen (allerdings mit drei Jets) konfrontiert. Die Kinematik dieser Ereignisse unterscheidet sich allerdings insofern von diesen, als die Rolle des Leptons bei NC - und CC - Ereignissen hier vom Quarkjet aus dem Squark - Zerfall übernommen wird und das Lepton in der entgegengesetzten Hemisphäre des Ereignisses zusammen mit den beiden zusätzlichen Jets des Photinozerfalls in Erscheinung tritt.

### Zerfallsbreiten

Die Kenntnis der Breiten für 'LQ - artige' und 'Photino - artige' Zerfälle ist zur Untersuchung der Frage, welcher Kanal in welchem Bereich der beteiligten Massen und Kopplungen dominiert, wichtig. Die daraus abzuleitenden Verzweungsverhältnisse gehen in die Bestimmung der entsprechenden Signaleffizienzen und in die Berechnung der Ausschlußgrenzen ein (siehe Kapitel 7.5). Bezeichnet man mit  $\Gamma_{\mathcal{R}_P}$  die  $\tilde{q}$  - Zerfallsbreite für den LQ - artigen Kanal und mit  $\Gamma_{Eich}$  diejenige für den Kaskadenzerfall über das Photino, dann gilt unter Vernachlässigung der Elektronmasse [78]:

$$\Gamma_{\mathcal{R}_P}(m_q) = \frac{(\lambda')^2}{16\pi} \left(1 - \frac{m_q^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)^2 m_{\tilde{q}} \quad (97)$$

$$\Gamma_{Eich}(m_q) = \frac{e_q^2 e^2}{8\pi} m_{\tilde{q}} \left(1 - \frac{m_q^2 + M_{\tilde{\gamma}}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right) \quad (98)$$

$m_{\tilde{q}}$ ,  $m_q$  sind die Massen des Squarks und Endzustands - Quarks,  $e_q$  die Squarkladung (in Einheiten der Elektronladung) und  $M_{\tilde{\gamma}}$  die Photinomasse. Für das Verhältnis aus beiden bekommt man unter Vernachlässigung der Quarkmassen:

$$\frac{\Gamma_{Eich}}{\Gamma_{\mathcal{R}_P}} = \frac{2e^2 e_q^2}{(\lambda')^2} \left(1 - \frac{M_{\tilde{\gamma}}^2}{m_{\tilde{q}}^2}\right)^2 \quad (99)$$

Die Gesamtbreiten der Squarks sind dann:

$$\Gamma_{tot}(\tilde{d}_{jR}) = \Gamma_{\mathcal{R}_P}(m_{u_i}) + \Gamma_{\mathcal{R}_P}(m_{d_j}) + \Gamma_{Eich}(m_{d_j}) \quad (100)$$

$$\Gamma_{tot}(\tilde{u}_{iL}) = \Gamma_{\mathcal{R}_P}(m_{d_j}) + \Gamma_{Eich}(m_{u_i}). \quad (101)$$

Daraus folgen unmittelbar die Verzweigungsverhältnisse von  $\tilde{u}$  - und  $\tilde{d}$  - Squarks. Für die Leptoquark - artigen Zerfälle erhält man:

$$BR(\tilde{d} \rightarrow (eu + \nu d)) = \frac{\Gamma_{RP}(m_u) + \Gamma_{RP}(m_d)}{\Gamma_{tot}(\tilde{d})} \quad (102)$$

$$BR(\tilde{u} \rightarrow ed) = \frac{\Gamma_{RP}(m_d)}{\Gamma_{tot}(\tilde{u})},$$

und für die Photino - artigen:

$$BR(\tilde{d} \rightarrow d\tilde{\gamma}) = \frac{\Gamma_{Eich}(m_d)}{\Gamma_{tot}(\tilde{d})} \quad (103)$$

$$BR(\tilde{u} \rightarrow u\tilde{\gamma}) = \frac{\Gamma_{Eich}(m_u)}{\Gamma_{tot}(\tilde{u})}$$

Figur 61 stellt diese Verzweigungsverhältnisse in Abhängigkeit der Yukawa - Kopplung  $\lambda'_{111}$  für beide Zerfallskanäle des  $\tilde{d}$  - Squarks dar. Die Kurven gelten für folgende Massenkombinationen (in GeV):  $(m_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\gamma}}) = (50, 20), (100, 50), (150, 50), (150, 100), (200, 100), (200, 150), (250, 100), (250, 150)$ .

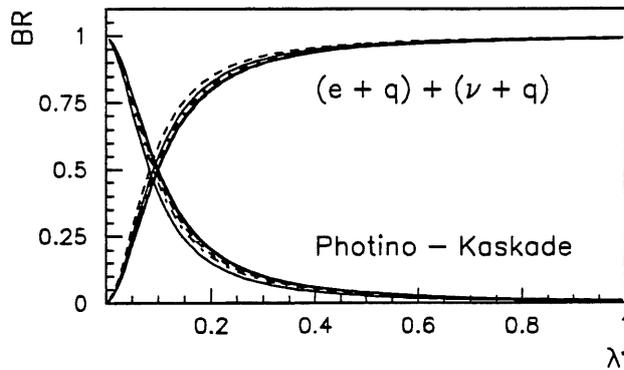


Abbildung 61: Verzweigungsverhältnisse für  $R_P$ - und Eichzerfall von  $\tilde{d}$  - Squarks in Abhängigkeit der Kopplungskonstanten  $\lambda'$  für verschiedene Squark - Photino - Massenkombinationen (siehe Text).

Im Bereich großer Kopplungskonstanten  $\lambda'$  ist der  $R_P$  - verletzende, LQ - artige, Zerfall dominierend. Kleinere Kopplungen werden mit kleineren Wirkungsquerschnitten, d.h. mit steigender integrierter Luminosität, erreicht. In diesem Bereich übernimmt der Kaskadenzerfall über das Photino den Hauptanteil des Zerfallsquerschnitts.

## 7.2 Ereignis - Kinematik und Selektion für Kaskadenzerfälle

Für die Betrachtung der LQ - artigen Squarkzerfälle (Figur 60a) werden die Verfahren der in 6.2 beschriebenen Selektion und die daraus resultierenden Massenspektren der Abbildung 45 verwendet. Im vorliegenden Abschnitt werden Kriterien zur Selektion von Ereigniskandidaten für Photino - Kaskadenzerfälle vorgestellt (Figur 60b). In Kapitel 7.4 werden die daraus erhaltenen Massenspektren diskutiert und – analog zu Kapitel 6.6 – einer statistischen Signifikanzprüfung unterworfen. Daran anschließend werden die Massenspektren der Leptoquark - artigen und der Kaskadenzerfälle in Abschnitt 7.5 zur Ermittlung von Ausschlußgrenzen der Squarks kombiniert.

Beide Zerfallsarten unterscheiden sich wesentlich hinsichtlich der Ereigniskinematik. Bei LQ - artigen Zerfällen liegt DIS - Kinematik vor: Das Endzustands - Lepton balanciert den Stromjet hinsichtlich der transversalen Energie. Für die Endzustände, die aus einem Photino - Kaskadenzerfall resultieren, balanciert das Photino den Stromjet in seiner Transversalenergie. Bei den betrachteten Kanälen (96) zerfällt das Photino in ein Lepton und zwei weitere Jets. Insbesondere balanciert das Lepton also nicht den hadronischen Endzustand wie bei der DIS - Kinematik. Die nachfolgende Abbildung 62 illustriert den Vergleich der Verteilungen der transversalen Energien und Polarwinkel des in Resonanz erzeugten Squarks, des Photinos und des vom Photinozerfall stammenden geladenen Leptons. Das Beispiel gilt für eine Squarkmasse von 150 GeV und eine Photinomasse von 80 GeV. Sie wurden mit dem  $\mathcal{H}_P$  SUSY Generator SUSANA [125] gewonnen. Er enthält Beiträge von Bremsstrahlung der Teilchen im Anfangszustand, Partonschauer im Anfangs- und Endzustand [105], sowie Fragmentation nach dem Lund - String Modell [116] und benutzt die Parametrisierung MRSD- der Partonverteilungen des Protons [119].

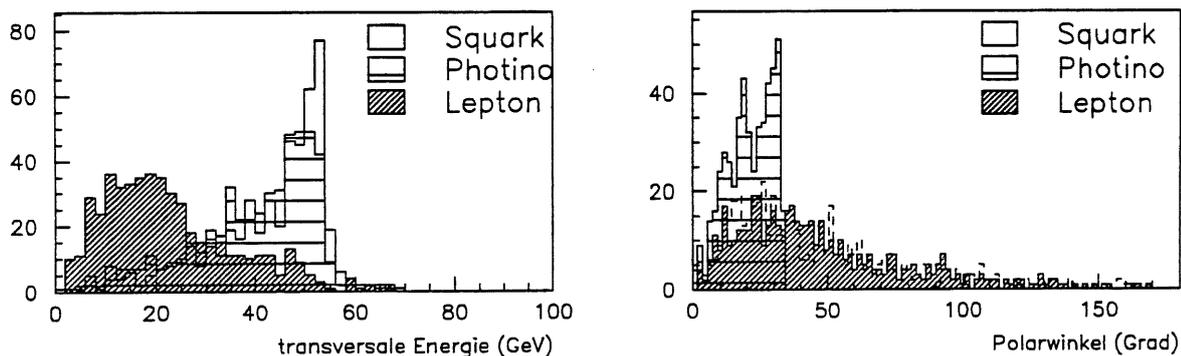


Abbildung 62: Verteilungen der transversalen Energie (links) und des Polarwinkels (rechts) von Squarks (150 GeV), Photinos (80 GeV) und Leptonen aus dem Photinozerfall. Das Lepton trägt nur einen Bruchteil der Photinoenergie. Die Richtung der beteiligten Teilchen ist stark zu kleinen Polarwinkeln (d.h. nach vorne) orientiert.

Die grundsätzliche Strategie der Selektion ist trotzdem ähnlich jener der LQ - Analyse: Es sollen Ereignisse identifiziert werden, die ein geladenes Lepton (Elektron oder Positron) hoher Transversalenergie, zusammen mit entsprechender hadronischer Aktivität, im LAr - Kalorimeter besitzen. So gelten die in 6.2 beschriebenen Selektionskriterien (*i*) (Vertex),

(iii) (fehlende Transversalenergie) und (iv) (keine hohe Energiedeposition im Elektron - Tagger) auch hier. Die Elektron - Identifizierung (ii) beruht ebenfalls auf den selben Kriterien, allerdings wird zur effektiven Unterdrückung des  $\gamma p$  - Untergrundes hier ein Schnitt  $E_T^e > 10$  GeV angewendet, denn ein Vergleich der kinematischen Variable  $y$  - gemessen aus Elektron bzw. nach Jacquet - Blondel - ist hier im Gegensatz zur LQ - Analyse nicht möglich (siehe unten). Zur Unterdrückung des DIS - Untergrundes wird wie in (v) gefordert, daß  $y$  - gemessen aus dem identifizierten Lepton und gültig für DIS - Kinematik - größer als 0.10 ist.

Die Bestimmung der Resonanzmasse  $M_{\tilde{q}}$  eines Squarks kann nicht nach den in 6.3 beschriebenen Methoden erfolgen, da diese nur für Zweikörper - Zerfälle in der Näherung masseloser Endzustandsteilchen gültig sind. Der einzige verfügbare Weg besteht darin, sie über die totale invariante Masse aller Endzustands - Teilchen zu rekonstruieren. Dabei muß der hadronische Energiefluß, der von den Fragmentationsprodukten des Protonrestes stammt, und teilweise im LAr - Kalorimeter nachgewiesen werden kann, ausgenommen werden, da er nicht aus Zerfallsprodukten einer etwaigen Resonanz herrührt. Zur Abtrennung dieses 'Targetjets' und zur Identifizierung des 'Stromjets' wird der JADE - Jetalgorithmus verwendet [109]. Der 'Stromjet' wird dabei als derjenige aller rekonstruierten Jets klassifiziert, der die höchste transversale Energie besitzt. Wie sich bereits in Figur 62 andeutet, besteht das Hauptproblem darin, daß der hadronische Energiefluß stark zu kleinen Polarwinkeln orientiert ist und die Jets der Squark - Zerfallsprodukte und das geladene Lepton überlappen können. Dies gilt allgemein für verschiedene untersuchte Kombinationen von Squark - und Photinomassen. Darüber hinaus besteht eine sehr starke Abhängigkeit der gefundenen Jetraten von Monte - Carlo Modellen tiefinelastischer Prozesse [126]: So wurde durch Vergleich von Jetraten auf Parton - Niveau und nach Rekonstruktion mit dem JADE - Algorithmus bei Verwendung des LEPTO / MEPS - Modells z.B. festgestellt, daß nur rund 60% der 2 - Jet Ereignisse als solche erkannt werden. Abhängig von  $Q^2$  der Ereignisse wurden in dieser Studie Korrekturfaktoren zwischen 8 und 52% bei MEPS und zwischen 28 und 219% bei ARIADNE für die Jetraten ermittelt. Weiterhin beeinflusst die Wahl des Abschneideparameters  $y_c$ <sup>15</sup> das Ergebnis der Jetfindung. Der Empfehlung in [126] folgend, wird in der Analyse die Grenze  $y_c > 0.02$  zur Jetbildung angewandt und ein minimaler Jetwinkel von  $\Theta_{min} = 10^\circ$  gefordert.

Untersuchungen mit simulierten SUSY - Ereignissen bestätigten die genannten Schwierigkeiten: So wurden bei leichten Squarks (generierte Massen kleiner als 150 GeV) und Photinos (generierte Massen kleiner als 80 GeV) in der Mehrzahl der Ereignisse nur zwei der generierten drei Jets gefunden. Nur bei den schwersten Massen (Squarks: größer 150 GeV, Photinos: größer 100 GeV) überstieg die Anzahl der Ereignisse mit drei gefundenen Jets jene mit nur zwei Jets. In der Analyse wurde daher kein Kriterium zur Selektion von Drei - Jet Ereignissen angewandt. Hinsichtlich der gesamten invarianten Masse  $M_{inv}$  wird stattdessen ein minimaler Wert von 50 GeV verlangt, sowie eine Differenz der invarianten Masse von der nach der Elektron - Methode rekonstruierten Resonanzmasse für DIS - Kinematik von mindestens 10%.

<sup>15</sup>Der Jet - Abschneideparameter ist im JADE - Algorithmus definiert als  $y_c = \frac{m_{ij}}{W^2}$ .  $m_{ij}$  ist die invariante Masse zweier 'Teilchen', d.h. Auslesezellen des Kalorimeters und  $W$  die gesamte invariante Masse des hadronischen Systems. Er definiert die Grenze für die Zusammenfassung von 'Teilchen' zu einem Jet.

Der Jetalgorithmus liefert eine nur mäßige Energieauflösung bei der Bestimmung der invarianten Massen. In Figur 63 sind die rekonstruierte Squark - bzw. Photinomasse von simulierten SUSY - Ereignissen bei  $M_{\tilde{q}} = 150 \text{ GeV}$ ,  $M_{\tilde{\gamma}} = 80 \text{ GeV}$  gezeigt. Die Photinomasse wurde hierbei als invariante Masse des gemessenen Endzustandes unter Ausschluß des 'Stromjets' klassifiziert:

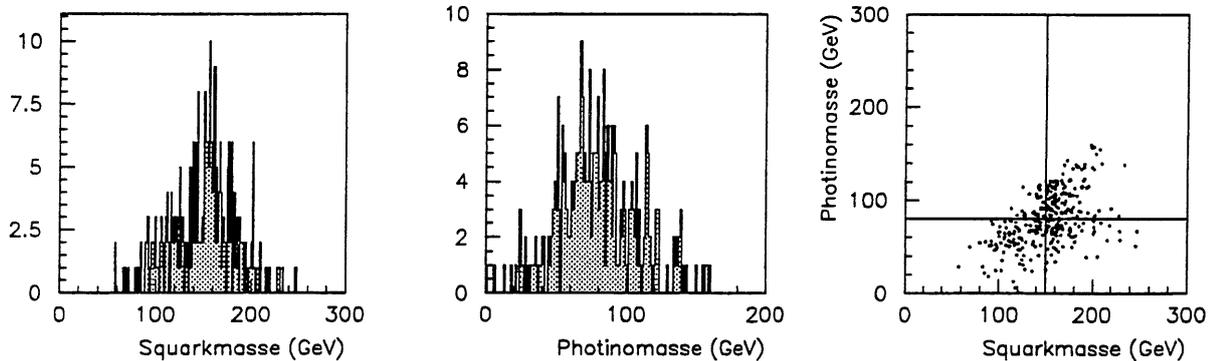


Abbildung 63: Rekonstruierte Squark - und Photinomassen. Die generierten Werte sind  $M_{\tilde{q}} = 150 \text{ GeV}$ ,  $M_{\tilde{\gamma}} = 80 \text{ GeV}$ .

Der Vergleich mit simulierten Leptoquark - Resonanzen (Abbildung 36) verdeutlicht die erheblich schlechtere Auflösung, die durch die hadronische Messung erreicht werden kann. Die unterschiedlichen kinematischen Verhältnisse von DIS - und SUSY - Ereignissen veranschaulicht die nächste Abbildung. Simulierte NC - DIS Ereignisse und SUSY - Ereignisse werden bzgl. ihrer  $y$  - Werte (bestimmt aus dem rekonstruierten Lepton) und ihrer Resonanzmassen gegenübergestellt.  $M_{DIS}$  ist dabei die nach der Elektron - Methode erhaltene und  $M_{inv}$  die diskutierte invariante Masse des gesamten Endzustandes. In der  $y$  - Verteilung wurde der SUSY - Beitrag gegenüber dem DIS - Beitrag zur besseren Veranschaulichung mit einem Faktor 15 skaliert.

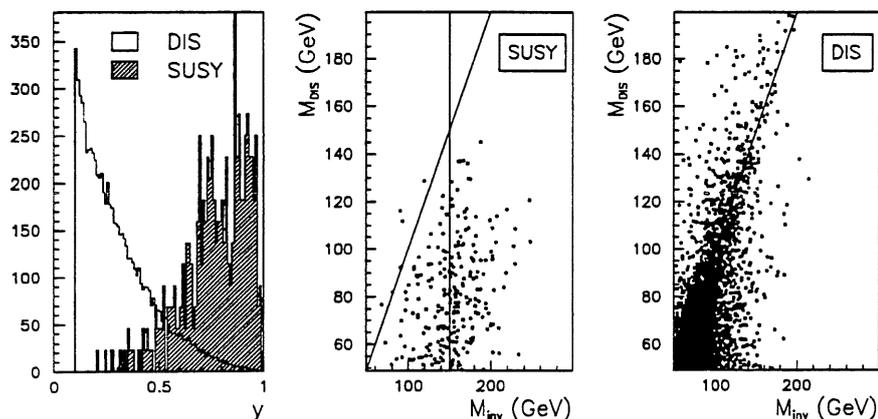


Abbildung 64:  $y$  - Verteilung und Korrelation zwischen invarianter Masse und Resonanzmasse berechnet bei DIS - Kinematik nach der Elektron - Methode für simulierte NC - DIS Ereignisse und SUSY - Ereignisse ( $M_{\tilde{q}} = 150 \text{ GeV}$ ,  $M_{\tilde{\gamma}} = 80 \text{ GeV}$ ).

Es ist offensichtlich, daß die SUSY - Ereignisse nicht der DIS - Kinematik folgen. Die Squarkmassen können nicht über das identifizierte Lepton bestimmt werden. Bei den DIS

- Ereignissen dagegen ist die Korrelation zwischen den nach beiden genannten Verfahren bestimmten Massen gegeben. Aus der Gegenüberstellung der  $y$  - Verteilungen wird deutlich, daß bei der Suche nach SUSY - Ereignissen die Region mit hohen Werten dieser Variable besondere Bedeutung gewinnt.

### 7.3 Selektions - und Signaleffizienzen für Kaskadenzerfälle

Für  $R_P$  - verletzende Squarkzerfälle wurde die Selektion der LQ - Analyse verwendet. Daher gelten für diese die in den Kapiteln 6.4 und 6.5 diskutierten Selektions - und Signaleffizienzen. Letztere werden später bei der Kombination der möglichen Squark - Zerfallskanäle im Zusammenhang mit der Bestimmung von Ausschlußgrenzen verwendet. Das Studium der Photino - Kaskadenzerfälle unterliegt der eben besprochenen Selektion. Die Bestimmung der entsprechenden Effizienzen erfolgt analog derjenigen der LQ - Analyse, da wiederum Ereignisse selektiert werden, welche eine DIS - Topologie aufweisen, wenn auch mit veränderten kinematischen Verhältnissen. Das Kernstück der Selektion ist auch hier die Identifizierung eines Elektrons (Positrons) mit entsprechend hohem  $E_T$ . Die Effizienzen werden wieder als Funktion der (Squark -) Resonanzmasse durch Vergleich der generierten und rekonstruierten Werte bestimmt. Als Simulationsgrundlage dienen NC - DIS Ereignisse, die auf dem LEPTO - Generator beruhen. Für die  $e^+$  - Periode von 1994 wurde das MEPS Modell, für die beiden  $e^-$  - Perioden das ARIADNE - Modell benutzt. Die gewählten Binbreiten betragen wiederum 10 GeV. Die erhaltenen Effizienzen sind:

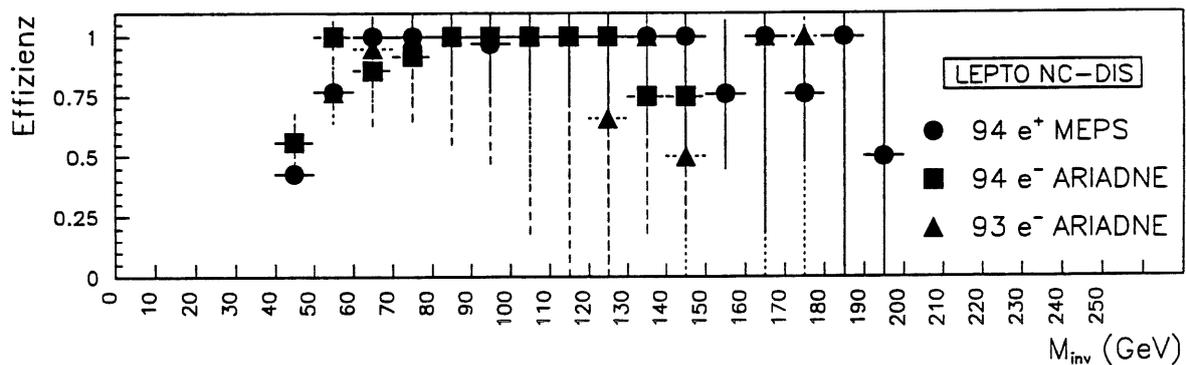


Abbildung 65: Selektionseffizienzen in Abhängigkeit der invarianten Masse des Endzustandes aus simulierten NC - DIS Ereignissen.

Da keine Auswahl der Ereignisse bzgl. rekonstruierter Jetraten vorgenommen wurde, wirken sich die oben genannten Unterschiede der verschiedenen MC - Modelle nicht bei den Effizienzen aus. Hinsichtlich der bei der Bestimmung der invarianten Masse relevanten Jetenergien deuten sich keine signifikanten Unterschiede an. Dies ist in Figur 66 für die Energieverteilung der rekonstruierten Stromjets bei Benutzung des MEPS - bzw. ARIADNE - Modells gezeigt:

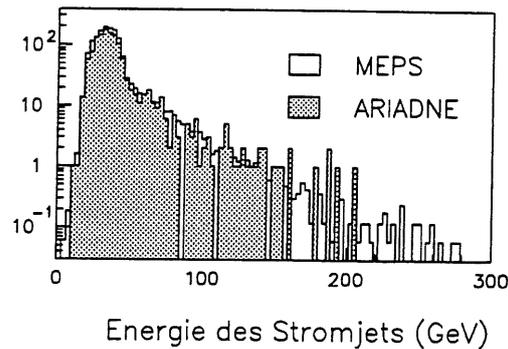


Abbildung 66: *Energieverteilung der rekonstruierten Stromjets (in GeV) simulierter NC DIS - Ereignisse bei Verwendung des MEPS - bzw. ARIADNE - Modells.*

### Signaleffizienzen für Squarks

Die Ermittlung der Signaleffizienzen folgt der bei der LQ - Analyse vorgestellten Methode (Abschnitt 6.5). Sie werden nur in Abhängigkeit der Squarkmasse betrachtet, ein Versuch, die Photinomasse zu rekonstruieren, wird nicht unternommen: Dabei wäre die Trennung der pro Ereignis beteiligten Jets erforderlich. Es wurde bereits erwähnt, daß die Anzahl der in simulierten SUSY - Ereignissen rekonstruierten Jets stark von den beteiligten Massen bzw. vom Abschneideparameter  $y_c$  abhängt. MC - Studien haben gezeigt, daß zu einer effektiven Identifizierung der Jets der Abschneideparameter für verschiedene Squark / Photino - Massenkombinationen unterschiedlich gewählt werden müßte. Bei der Anwendung auf reale Daten wären dann getrennte Untersuchungen für mehrere Kombinationen von Squark - und Photinomassen - Hypothesen erforderlich. Die Zweckmäßigkeit eines solchen Vorgehens erscheint fraglich. Daher werden im Rahmen dieser Analyse nur Untersuchungen hinsichtlich der Squarkmassen durchgeführt, welche sich als invariante Massen des gesamten Endzustandes ergeben, und die erzielten Resultate für unterschiedliche Photino - Massenhypothesen interpretiert. Die Ergebnisse bleiben damit unabhängig von Jetraten, da nur Energien des gesamten Endzustandes betrachtet werden.

Die Signaleffizienzen wurden für folgende Squark / Photino - Massenkombinationen bestimmt:

$M_{\tilde{\gamma}}$ (GeV)	$M_{\tilde{q}}$ (GeV)					
20	50	75	100	150	200	250
40	50	75	100	150	200	250
80	-	-	100	150	200	250

Tabelle 13: *Squark / Photino - Massenkombinationen simulierter SUSY - Ereignisse*

Die erhaltenen Effizienzen in Abhängigkeit der Squarkmasse für die betrachteten Photinomassen sind in nachstehender Abbildung zusammengefaßt. Die durchgezogenen Kurven sind Ergebnisse von Polynomfits. Sie werden bei der Bestimmung der Ausschlußgrenzen

verwendet.

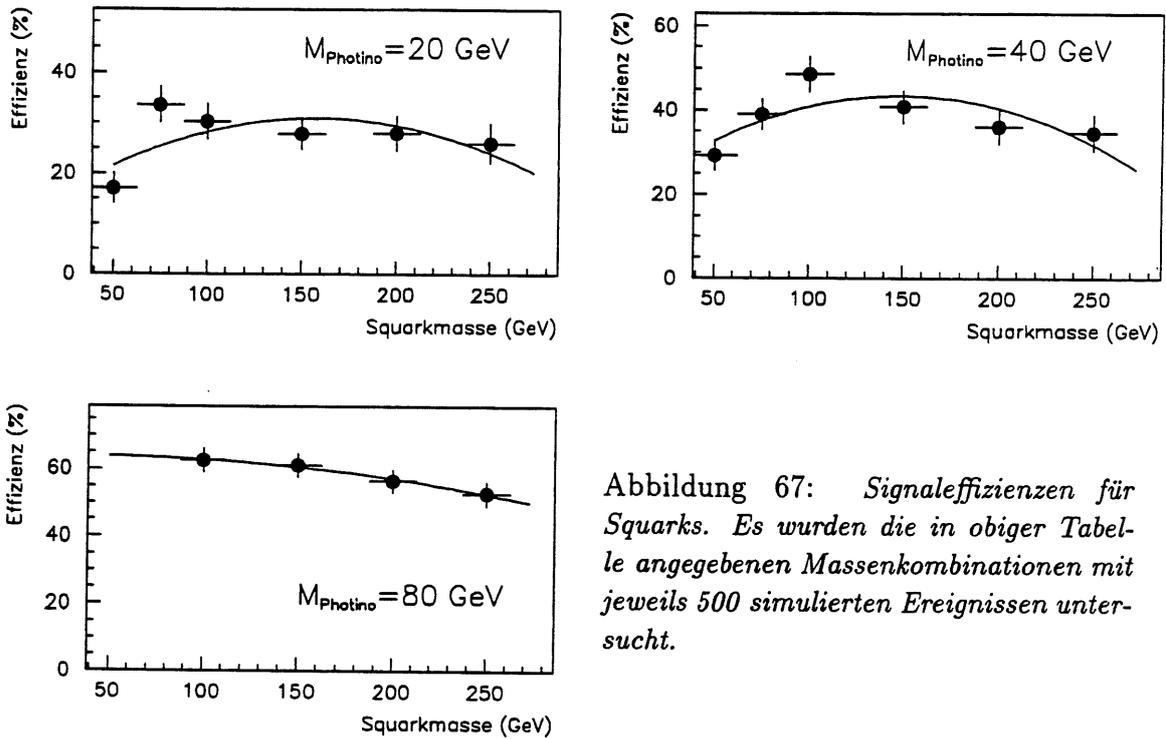


Abbildung 67: *Signaleffizienzen für Squarks. Es wurden die in obiger Tabelle angegebenen Massenkombinationen mit jeweils 500 simulierten Ereignissen untersucht.*

Die Effizienzen sind allgemein schlechter als diejenigen für eine Leptoquark - Resonanz. Dies ist auf die unterschiedlichen Signalbreiten zurückzuführen (vgl. Abbildungen 36 und 63).

## 7.4 Ergebnisse der Datenanalyse

Die analysierte Datenmenge umfaßt die in Tabelle 8 angeführten Runperioden mit den dazugehörigen integrierten Luminositäten. Die daraus selektierten Ereignisse wurden mit den Kriterien für Kaskadenzerfälle gewonnen.

Es werden zunächst die gemessenen Verteilungen der Leptonparameter der gefundenen Ereignisse mit simulierten NC - Daten verglichen:

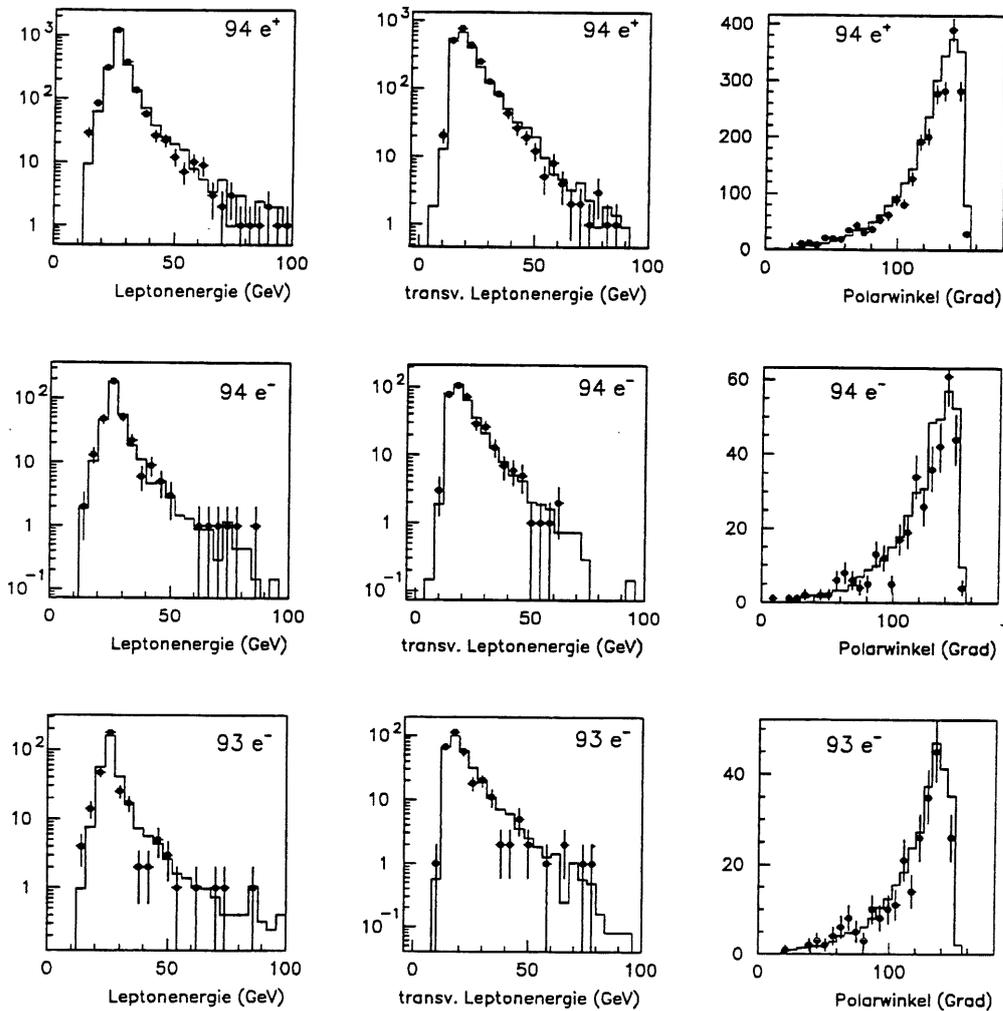


Abbildung 68: Gesamte und transversale Energie und Polarwinkel des rekonstruierten Elektrons (Positrons). Die Punkte repräsentieren die gemessenen Daten, die Histogramme sind NC - DIS Simulationen (LEPTO).

Die gemessenen Größen werden wie bei der Leptoquarkanalyse (siehe Abbildung 41 in Kapitel 6.6) durch die Erwartungen für NC - DIS Ereignisse beschrieben. Insbesondere zeigen die Polarwinkelverteilungen des Leptons keine Tendenz zu kleinen Werten, wie dies für SUSY Ereignisse zu erwarten wäre (vgl. Abbildung 62).

Bestimmt man für diese nach den Kriterien der Kaskadenselektion gefundenen Ereignisse die kinematischen Variablen  $y$  und  $Q^2$  aus dem identifizierten Lepton nach der Elektron -

Methode, dann erhält man die Verteilungen der Abbildung 69. Sie sind wieder zusammen mit DIS Erwartungen für NC Ereignisse, basierend auf dem LEPTO Generator, gezeigt.

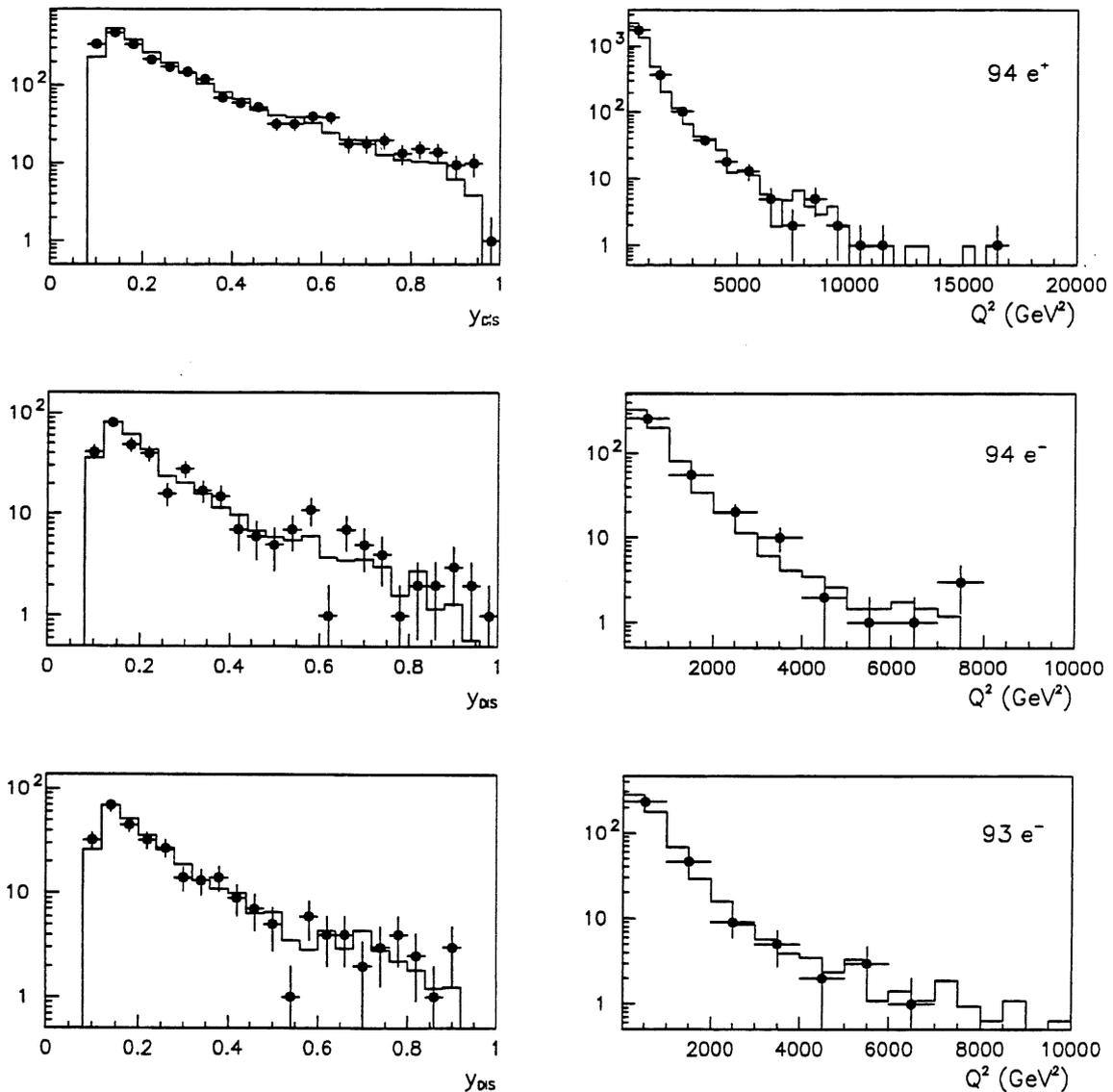


Abbildung 69: Verteilungen der kinematischen Variablen  $y$  und  $Q^2$ , gewonnen nach der Elektron - Methode. Die Punkte stellen die in den angegebenen Perioden gemessenen Daten dar, die Histogramme sind Erwartungen simulierter NC - DIS Ereignisse (LEPTO)

Auch aus diesen Darstellungen ist ersichtlich, daß für die selektierten Ereignisse die kinematischen Verhältnisse tiefinelastischer Ereignisse vorliegen.

Bei der Diskussion der Selektion von Ereigniskandidaten für Squark - Kaskadenzerfälle (Kapitel 7.2) wurde erörtert, daß die Squarkmasse als invariante Masse  $M_{inv}$  des gesamten im Kalorimeter gemessenen Endzustandes – mit Ausnahme der Fragmentationsprodukte des Protonrestes – bestimmt werden kann. SUSY Ereignisse unterliegen nicht der DIS Kinematik. Daher kann die Squarkmasse nicht aus der Variablen  $x$  ('DIS Masse'

$M_{DIS} = \sqrt{xs}$ ) gewonnen werden. Im folgenden werden daher beide Methoden der Massenbestimmung gegenübergestellt. Abbildung 70 zeigt die Spektren der invarianten Masse  $M_{inv}$ :

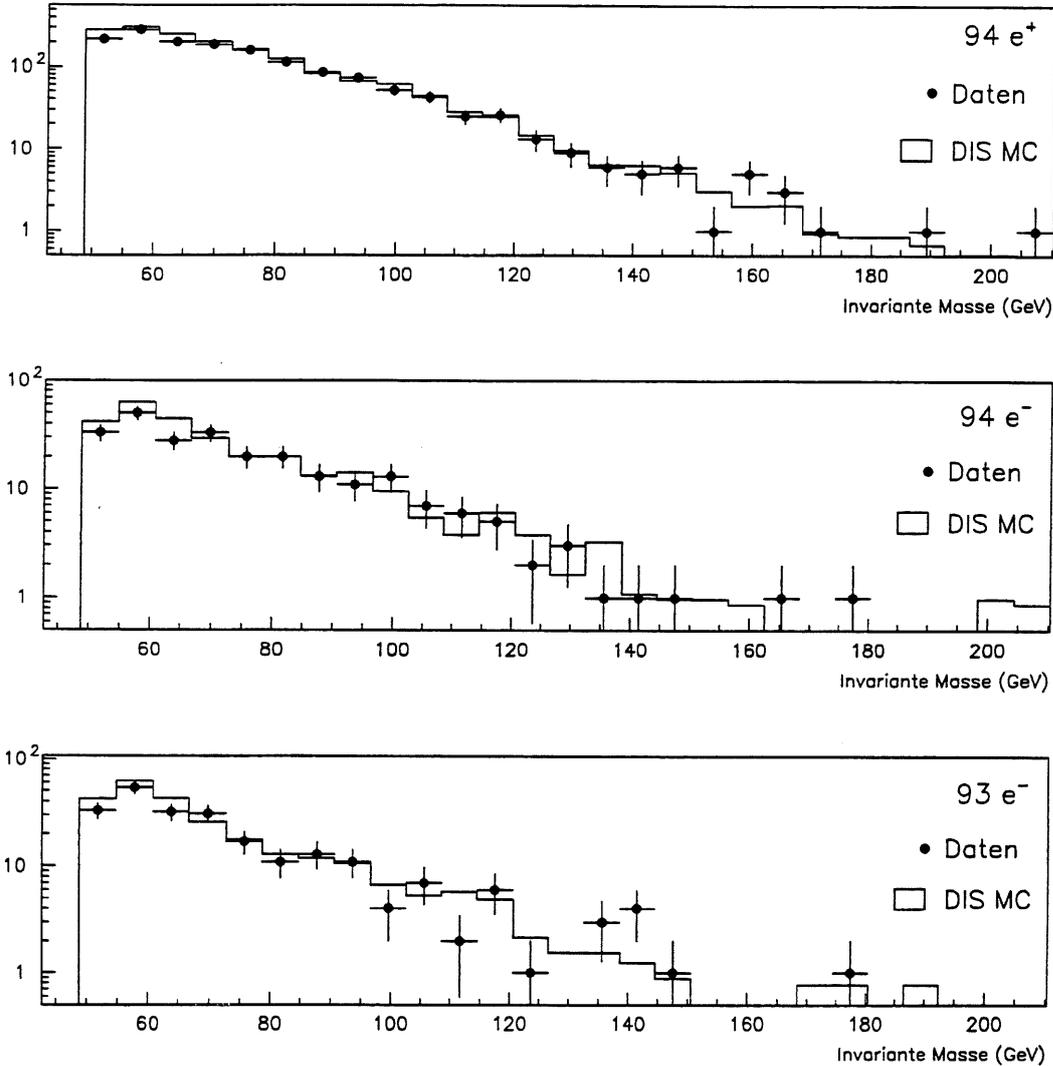


Abbildung 70: Spektren der invarianten Masse für gemessene Daten (Punkte) und simulierte NC - DIS Ereignisse (Histogramme). Für die Simulationen wurden LEPTO - Ereignisse benutzt.

Diese Spektren der invarianten Massen sind nicht exakt identisch mit jenen, die bei der LQ - Analyse erhalten wurden (Abbildung 45). Dies ist nicht überraschend, da etwas andere Selektionskriterien Verwendung fanden. Insbesondere besitzen beide Methoden der Massenrekonstruktion unterschiedliche Auflösungen, welche durch die experimentellen Auflösungen der kalorimetrischen Messungen dominiert werden. Jene der bei der LQ - Analyse benutzten (modifizierten) Elektron - Methode ist der hier verwendeten hadronischen Methode überlegen.

Der relative Unterschied  $(M_{inv} - M_{DIS}) / M_{inv}$  beider rekonstruierter Massen ist in Abbildung 71a) für NC DIS Monte Carlo - Daten gezeigt. Für diese sollten die invariante Masse

$M_{inv}$  und die über die Elektron - Methode rekonstruierte Masse  $M_{DIS}$  übereinstimmen. Abbildung 71b) zeigt die entsprechende Verteilung für die gemessenen Daten aus der  $e^+p$  - Periode.

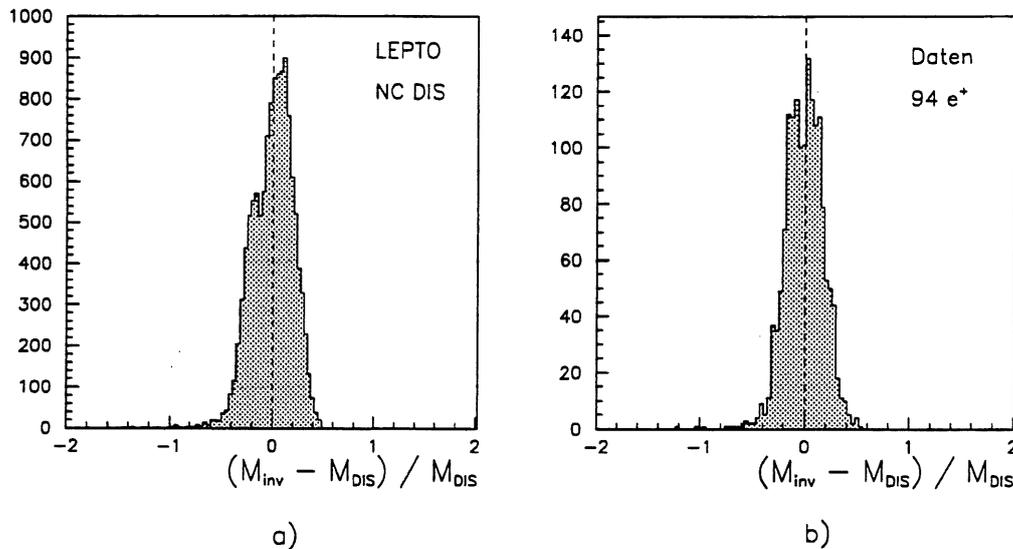


Abbildung 71: a) Relative Abweichung  $(M_{inv} - M_{DIS})/M_{inv}$  zwischen invarianter Masse und Resonanzmasse gültig für NC DIS - Ereignisse. Die Simulationsdaten beruhen auf dem LEPTO Generator. b) Verteilung für Realdaten aus der  $e^+p$  - Periode von 1994.

Man erkennt die gegenüber der Elektronmethode schlechtere Massenaufösung, die mit der hadronischen Messung erreichbar ist. Dies wurde bereits bei der Diskussion der verschiedenen Verfahren zur Rekonstruktion der kinematischen Größen in Kapitel 6.3 deutlich. (vgl. die Auflösungen der rekonstruierten  $x$  - Werte für die Elektron - und Jacquet - Blondel Methode in Abbildung 29).

In der folgenden Figur 72 sind Korrelationen zwischen den Massen  $M_{inv}$  und  $M_{DIS}$  für die selektierten Ereignisse im Vergleich mit NC DIS Simulationen (LEPTO) gezeigt. Sie verdeutlichen, daß auch für den interessanten Bereich hoher Massenwerte teilweise große Abweichungen auftreten. Dies wurde ebenfalls bereits bei der Betrachtung der J.B. - Methode deutlich (Figur 29). Im Vergleich der für NC Ereignisse erwarteten Korrelationen und derjenigen der gemessenen Ereignisse ist kein offensichtlicher Unterschied zu beobachten, der auf die Existenz einer Squark - Resonanz hinweisen würde (vgl. die unterschiedlichen Korrelationsfiguren für SUSY und NC Ereignisse in Abbildung 64).

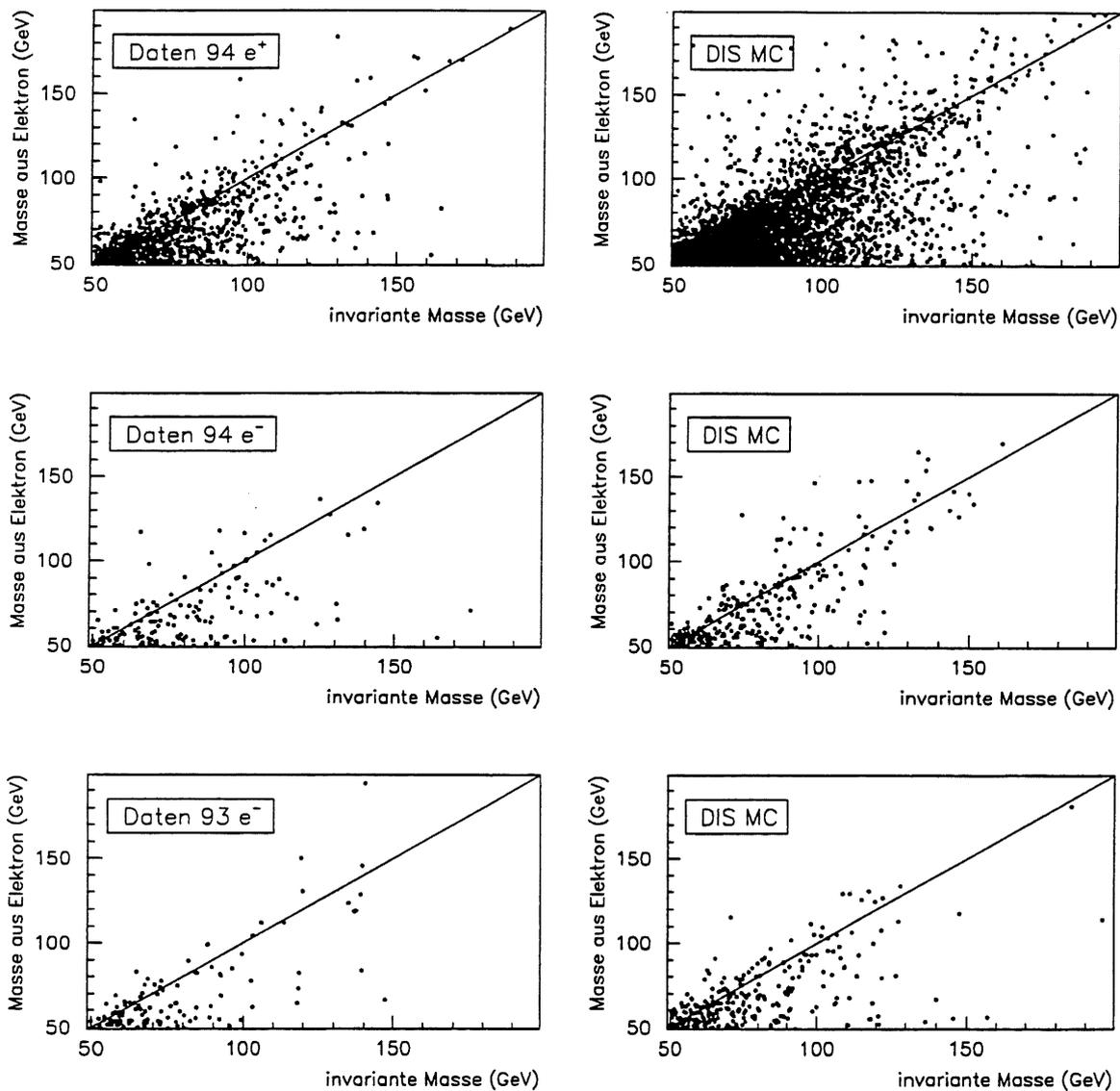


Abbildung 72: Korrelationen der invarianten Masse und der nach der Elektron - Methode für DIS - Kinematik gültigen Resonanzmasse. Die linken Figuren zeigen die aus realen Daten bestimmten Werte, die rechten Darstellungen gelten für NC DIS - Simulationsdaten (LEPTO)

SUSY - Ereignisse würden sich in der  $(M_{inv} - y)$  - Ebene als Anhäufung bei einer bestimmten invarianten Masse (Squarkmasse) und in Regionen mit hohem  $y_{DIS}$  zeigen (vgl. Abbildung 64). Im Gegensatz zu skalaren Leptoquark - Ereignissen würde bei diesen keine Gleichverteilung in  $y$  vorliegen, da  $y$  aus dem gestreuten Elektron bestimmt wird. Bei Squark - Kaskadenzerfällen liegen aber andere kinematische Verhältnisse der Endzustandsteilchen vor: Das gemessene Elektron stammt nicht aus dem Squark - Zerfallsvertex (Abbildung 60), sodaß  $y$  hier nicht als relativer Energieübertrag auf das Elektron interpretiert werden kann.

Die folgenden Darstellungen zeigen die Ereignisverteilungen für simulierte SUSY - Ereig-

nisse im Vergleich zu NC - DIS Daten (Abbildung 73) und die Ergebnisse der Analyse realer Daten (Abbildung 74).

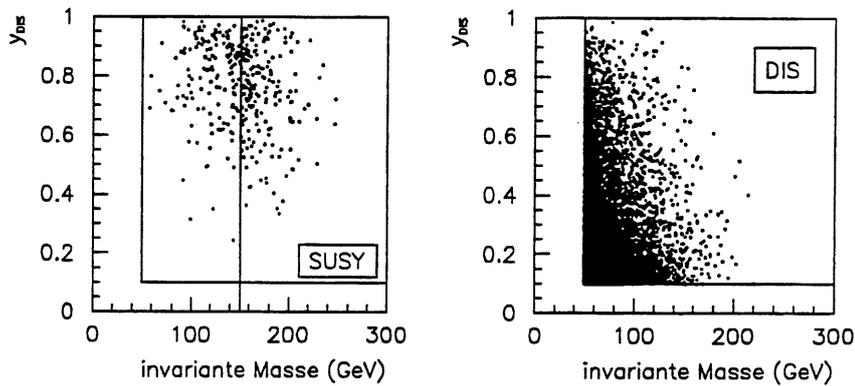


Abbildung 73: Ereignispopulation in der  $(M_{inv} - y_{DIS})$  - Ebene für simulierte SUSY - Ereignisse ( $M_{\tilde{q}} = 150$  GeV,  $M_{\tilde{\gamma}} = 80$  GeV) (links) und für simulierte NC - Daten (LEPTO) (rechts)

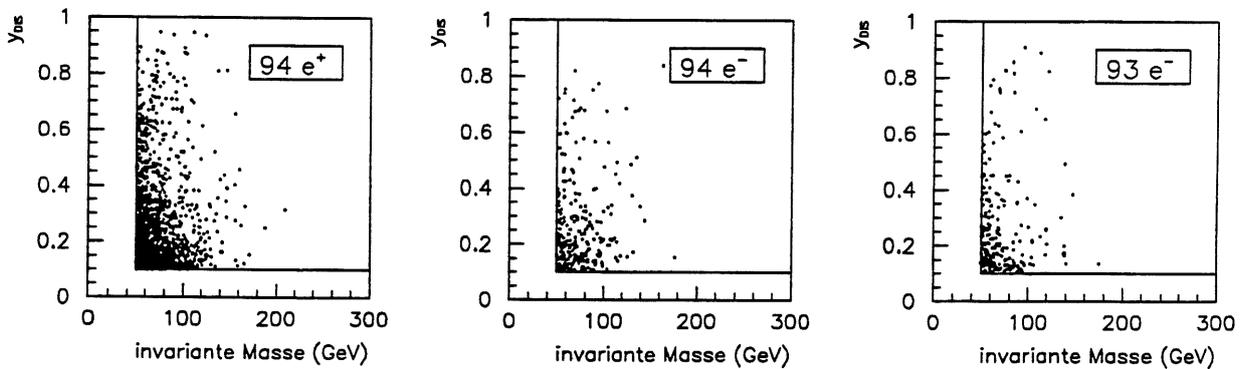


Abbildung 74: Ereignispopulation in der  $(M_{inv} - y_{DIS})$  - Ebene realer Daten. Die vertikalen und horizontalen Linien repräsentieren die Selektionsschnitte

Die Darstellungen für die realen Daten entsprechen den Erwartungen des SM für NC - Ereignisse.

Analog dem in Kapitel 6.6 beschriebenen Vorgehen werden als nächstes die Massenverteilungen der Figur 70 einer statistischen Prüfung unterzogen.

### Statistischer Vergleich der gemessenen und erwarteten Massenverteilungen

Tabelle 14 veranschaulicht die Anzahlen der gemessenen Ereignisse der Abbildung 70 in Massenbins im Vergleich mit Monte Carlo - Erwartungen von NC Ereignissen:

Masse [GeV]	Zahl der Ereignisse					
	94 $e^+p$		94 $e^-p$		93 $e^-p$	
	gemessen	NC MC	gemessen	NC MC	gemessen	NC MC
50 - 60	486	513.1	80	91.8	87	94.9
60 - 70	350	383.4	55	64.7	57	57.7
70 - 80	252	231.9	35	33.6	28	28.0
80 - 90	159	147.4	27	28.4	18	19.7
90 - 100	113	115.5	18	18.6	14	17.8
100 - 110	63	63.8	16	12.4	10	13.3
110 - 120	47	51.9	8	9.9	6	8.5
120 - 130	19	21.7	3	3.5	2	4.3
130 - 140	17	18.1	3	3.5	3	2.9
140 - 150	9	12.1	2	1.8	5	2.8
150 - 160	5	7.2	0	1.8	0	0.9
160 - 170	4	4.3	1	0.0	0	0.0
170 - 180	1	3.0	1	0.0	1	0.9
180 - 190	1	0.9	0	0.0	0	0.9
190 - 200	0	0.6	0	0.0	0	0.0
200 - 210	1	0.9	0	1.8	0	0.0
210 - 220	0	0.0	0	0.0	0	0.0
	Gesamtzahl der Ereignisse					
50 - 220	1527	1575.8	249	271.8	231	252.6

Tabelle 14: Zahl der gemessenen und aus NC - Simulationen erwarteten Ereignisse in Massenbins von 10 GeV im Bereich 50 - 220 GeV.

Analog zu dem in Kapitel 6.6 erläuterten Verfahren wurde ein statistischer Signifikanztest ( $\chi^2$  - Test) durchgeführt. Dabei wurden gemäß Formeln (80), (77) die Wahrscheinlichkeiten in jedem Massenbin der Tabelle 14 berechnet, daß die Anzahlen der gemessenen Ereignisse mit der Erwartung des SM für NC - Prozesse verträglich sind. Das Ergebnis des Tests ist in Tabelle 15 zusammengefaßt:

Masse [GeV]	Wahrscheinlichkeit für Übereinstimmung [%]		
	94 $e^+p$	94 $e^-p$	93 $e^-p$
50 - 60	48.9	47.0	71.9
60 - 70	23.3	48.4	99.6
70 - 80	41.9	97.0	100.0
80 - 90	63.4	96.6	92.8
90 - 100	97.5	99.0	66.7
100 - 110	99.5	59.2	66.4
110 - 120	79.5	83.5	69.1
120 - 130	84.4	96.6	54.1
130 - 140	96.6	96.6	99.8
140 - 150	67.4	99.0	42.1
150 - 160	71.5	40.7	63.8
160 - 170	99.0	60.7	100.0
170 - 180	51.4	60.7	99.5
180 - 190	99.5	100.0	63.8
190 - 200	74.1	100.0	100.0
200 - 210	99.5	40.7	100.0
210 - 220	100.0	100.0	100.0
	Wahrscheinlichkeit für Gesamtverteilung [%]		
50 - 220	47.0	38.5	39.7

Tabelle 15: *Wahrscheinlichkeiten für die Übereinstimmung der gemessenen und für NC - Ereignisse erwarteten Massenverteilungen*

Wie bei den Massenspektren der Leptoquark - Analyse (Tabelle 10) kann auch hier in keinem der Massenbins eine Anreicherung beobachtet werden, die nicht als statistische Fluktuation interpretiert werden kann. Im Rahmen dieser Analyse gelang somit kein direkter Nachweis einer Squarkresonanz.

In Kapitel 7.5 werden daher Ausschlußgrenzen für R - Paritäts - verletzende Kopplungen  $\lambda'$  in Abhängigkeit der Squarkmassen ermittelt.

## 7.5 Bestimmung von Ausschlußgrenzen für Squarks

Die Ausschlußgrenzen für die  $R_P$ -verletzende Kopplung  $\lambda'_{111}$  in Abhängigkeit der Squarkmasse  $m_{\tilde{q}}$  wurden aus den Massenspektren der Leptoquark-artigen und der Kaskadenzerfälle bestimmt. Für die Leptoquark-artigen Kanäle (92) wurden die Massenspektren aus Kapitel 6.6 verwendet (Abbildungen 45,48), für die Kaskadenzerfälle (93) diejenigen aus Kapitel 7.4 (Abbildung 70).

Für Squarks  $\tilde{d}$  sind die Zerfälle  $\tilde{d} \rightarrow eu, \nu d, d\tilde{\gamma}$  möglich. Daher müssen für diesen Fall drei Kanäle berücksichtigt werden: Ein NC-artiger, ein CC-artiger und ein Kaskadenzerfall. Für jeden der Kanäle wurden die Poisson-Wahrscheinlichkeiten (81) nach dem in Kapitel 6.7 geschilderten Verfahren bestimmt. Dabei wurden für den NC- und CC-artigen Kanal die gemessenen und erwarteten Ereignisse der Abbildungen 45 und 48 bzw. der Tabelle 9 benutzt und für den Photinokanal (Kaskadenzerfall) diejenigen aus Abbildung 70 bzw. Tabelle 14. Aus der Lagrangedichte (91) geht hervor, daß es für Squarks  $\tilde{u}$  keinen CC-artigen Kanal gibt. Daher verbleiben in diesem Fall nur zwei mögliche Zerfälle  $\tilde{u} \rightarrow ed, u\tilde{\gamma}$ .

Bei der Selektion der Ereigniskandidaten für Kaskadenzerfälle (Kapitel 7.2) wurde ein geladenes Lepton (Elektron oder Positron) im Endzustand gefordert. Dadurch wurden die möglichen Photinozerfälle eingeschränkt (siehe (96)) und es verbleiben nur die Endzustände  $eud$  des Photinos. Dies wird in Form eines Verzweigungsverhältnisses bei der Kombination aller Squarkzerfälle berücksichtigt. In der Literatur [78] wurden die Zerfallsraten des Photinos berechnet und das Verzweigungsverhältnis  $BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e^+(\text{oder } e^-) + 2 \text{ jets})$  bestimmt. Dabei zeigte sich nur eine geringe Abhängigkeit dieses Verhältnisses von den Massen des Squarks und des Photinos: Für  $M_{\tilde{\gamma}} = 50 \text{ GeV}$  und  $m_{\tilde{q}} = 150 \text{ GeV}$  wird für dieses Verzweigungsverhältnis 0.4378 angegeben, für  $M_{\tilde{\gamma}} = 150 \text{ GeV}$  und  $m_{\tilde{q}} = 240 \text{ GeV}$  0.4384. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher vereinfachend ein massenunabhängiges Verzweigungsverhältnis für ein geladenes Lepton im Endzustand von

$$BR(\tilde{\gamma} \rightarrow e + 2 \text{ jets}) = 0.88 \quad (104)$$

angenommen.

In jedem Massenbin der oben angegebenen Tabellen wurden schließlich analog zum Vorgehen der Leptoquark-Analyse (Kapitel 6.7) die Poisson-Wahrscheinlichkeiten  $P(\Sigma_k, \epsilon_k S + b_k)$  für die  $k$  Zerfallskanäle der Squarks berechnet.  $\epsilon_k$  sind die in Abbildung 67 gezeigten Effizienzen. Durch numerische Auswertung des Integrals (82) wird bei vorgegebenem  $\alpha = 95\%$  die obere Grenze  $S$  der statistisch möglichen Signalereignisse berechnet. Diese Anzahl der Ereignisse entspricht (bei gegebener Luminosität) der oberen Grenze des möglichen Wirkungsquerschnitts für  $s$ -Kanal Squarkerzeugung in  $ep$ -Streuung. Aus Beziehung (59) für den  $s$ -Kanal Wirkungsquerschnitt der Resonanzzerzeugung wird daraus die obere Grenze für die Kopplung  $\lambda'$  berechnet:

$$(\lambda')^2 = \frac{4s}{\pi} \sum_k \left( \frac{1}{q_k} \cdot \sigma_k \cdot BR_k \right) \quad (105)$$

Die Summe erstreckt sich über die  $k$  möglichen Zerfallskanäle der Squarks,  $q_k$  ist die Dichtefunktion des jeweils beitragenden Quarks im Zentrum des untersuchten Massenbins,  $\sigma_k$

die berechnete Grenze des Wirkungsquerschnitts und  $BR_k$  das Verzweigungsverhältnis des Kanals. Letzteres wurde wie in Kapitel 7.1 beschrieben unter Berücksichtigung von (104) ermittelt (Formeln (102),(103) und Abbildung 61).

Bevor die Ergebnisse der ermittelten Ausschlußgrenzen gezeigt werden, sollen zunächst systematische Unsicherheiten diskutiert werden, welche in Form globaler Fehler in den Grenzkurven enthalten sind.

### 7.5.1 Systematische Unsicherheiten

Die Bestimmung der statistischen und systematischen Unsicherheiten der für die Berechnung der Ausschlußgrenzen relevanten Effizienzen  $\epsilon_k$  und des Untergrundes  $b_k$  folgt derjenigen der Leptoquarkanalyse (Kapitel 6.7.1). Unsicherheiten der Luminositätsmessung, absolute Energiekalibration für Elektronen und Hadronen, sowie Trigger - und Vertexeffizienzen entsprechen den bereits dort erhaltenen Werten.

Analog zum Vorgehen in Kapitel 6.7.1 wurden weiterhin systematische Effekte bei Verwendung verschiedener Parametrisierungen der Partondichtefunktionen untersucht. Diese wurden zusammen mit den eben genannten Unsicherheiten zu globalen Fehlern zusammengefaßt.

Wie bei der Leptoquarkanalyse wurde der Berechnung der Grenzen für  $\lambda'$  (105) die Parametrisierung MRSH zugrunde gelegt und die relativen Änderungen dieser Grenzen bei Verwendung anderer Parametrisierungen bestimmt. Der Verlauf der untersuchten Quarkdichteverteilungen in Abhängigkeit der Resonanzmasse wurde in Abbildung 51 gezeigt. Diese Untersuchungen wurden für die Erzeugung von  $\tilde{u}$  - und  $\tilde{d}$  - Squarks jeweils in  $e^-p$  - und  $e^+p$  - Streuung getrennt durchgeführt, da jeweils unterschiedliche Quark - bzw. Antiquark - Flavors zur Resonanzerzeugung beitragen (siehe (84)). Die folgende Abbildung 75 zeigt die erhaltenen relativen Abweichungen  $\Delta\lambda'/\lambda' = (\lambda'(MRSH) - \lambda'(pdf'))/\lambda'(MRSH)$  der Kopplung  $\lambda'$  als Funktion der Squarkmasse.  $pdf$  ist dabei eine der untersuchten Parametrisierungen MRSD0, MRSD-', MT B1, GRVHO der Quarkdichteverteilung.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Unsicherheiten aufgrund der verwendeten Partondichtefunktion die systematischen Effekte dominieren. Für Squarks, die in Resonanz aus Valenzquarks erzeugt werden, wurden daher systematische Fehler aufgrund der Quarkdichtefunktion von 10 % und für solche, die aus Seequarks erzeugt werden, von 20 % angenommen.

Unter Hinzunahme der eingangs erwähnten systematischen Unsicherheiten wurden zur Berechnung der Ausschlußgrenzen der Kopplung  $\lambda'$  globale Fehler von 12 % (Daten 1994) bzw. 13 % (Daten 1993) für Squarks aus Valenzquarks und 21 % (Daten 1994) bzw. 22 % (Daten 1993) für Squarks aus Seequarks angenommen.

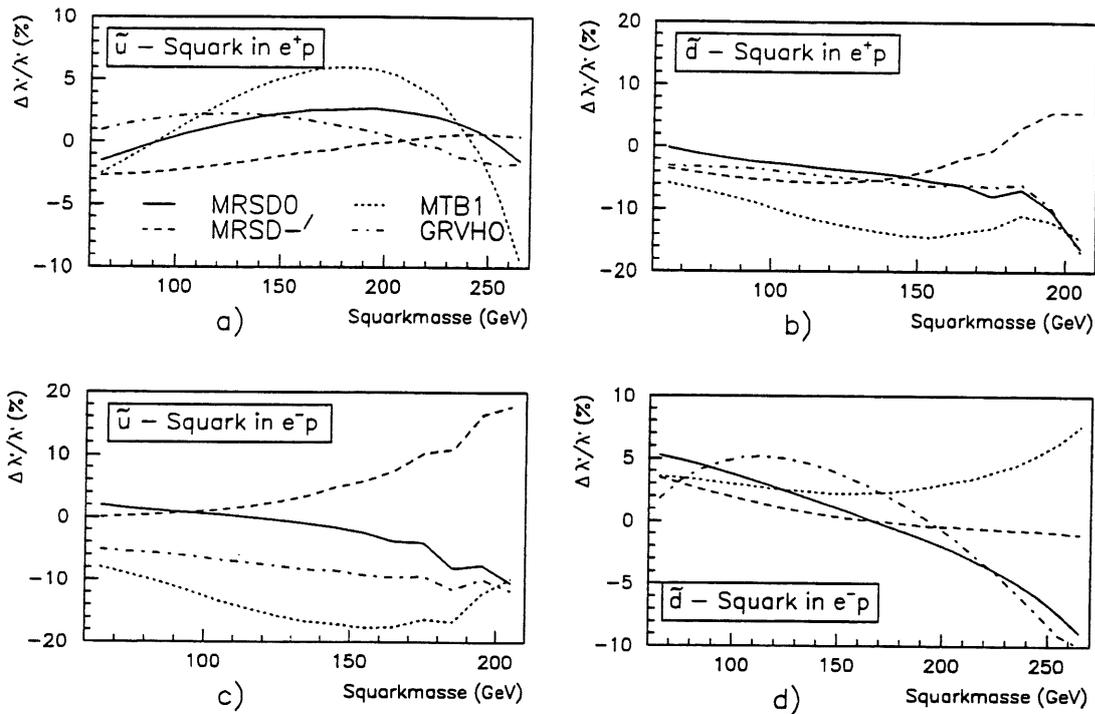


Abbildung 75: Unterschiede in Prozent in den Grenzen für die Kopplungskonstante  $\lambda'$  von Squarks bei Verwendung verschiedener Quarkdichtefunktionen relativ zur Parametrisierung MRSH. a) Erzeugung von  $\tilde{u}$  - Squarks in  $e^+p$  - Streuung, b) Erzeugung von  $\tilde{d}$  - Squarks in  $e^+p$  - Streuung, c) Erzeugung von  $\tilde{u}$  - Squarks in  $e^-p$  - Streuung, d) Erzeugung von  $\tilde{d}$  - Squarks in  $e^-p$  - Streuung.

### 7.5.2 Ausschlußgrenzen für Squarks

Abbildungen 76,77 zeigen schließlich die resultierenden Grenzkurven der erlaubten Kopplungskonstanten  $\lambda'_{111}$  in Abhängigkeit der Squarkmasse für jeweils drei verschiedene angenommene Photinomassen (in GeV). Die Bereiche oberhalb der Kurven wurden somit im Rahmen dieser Analyse ausgeschlossen. Die  $e^-p$  - Daten der Jahre 1993 und 1994 wurden wie bei der Leptoquarkanalyse kombiniert. Dadurch gewinnt man etwa einen Faktor  $\sqrt{2}$  in den Grenzen gegenüber der getrennten Betrachtung dieser Datensätze aufgrund deren annähernd gleichen Luminositäten.

$\tilde{u}$  - Squarks können in  $e^+p$  - Streuung aus Valenzquarks erzeugt werden. Daher konnten aus den  $e^+p$  - Daten für diese kleinere Grenzen der Kopplungskonstanten erreicht werden als für  $\tilde{d}$  - Squarks, welche dort nur aus Seequarks produziert werden können. Im Falle der  $e^-p$  - Daten gilt der umgekehrte Sachverhalt.

Die Strukturen der Grenzkurven spiegeln diejenigen der gemessenen Massenspektren (Abbildung 70) wieder (siehe auch Diskussion in Kapitel 6.7.2).

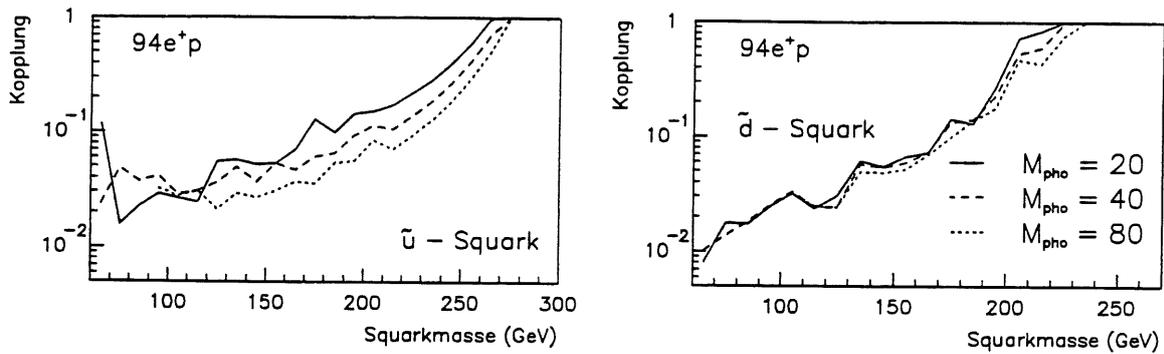


Abbildung 76: Ausschlussgrenzen für die  $R_P$ -Kopplung  $\lambda'_{111}$  in Abhängigkeit der Squarkmasse für drei verschiedene Photinmassen - Hypothesen (in GeV) in  $e^+p$ -Streuung. Das Konfidenzniveau beträgt 95 %.

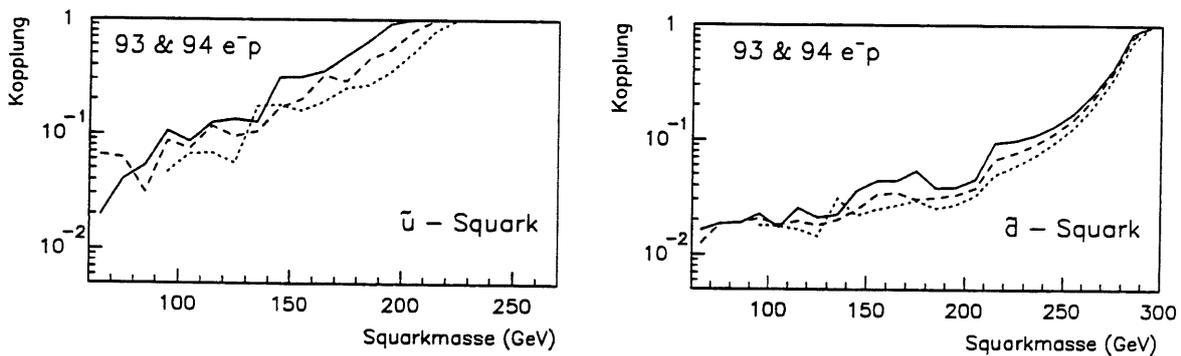


Abbildung 77: Ausschlussgrenzen für die  $R_P$ -Kopplung  $\lambda'_{111}$  in Abhängigkeit der Squarkmasse für drei verschiedene Photinmassen - Hypothesen (in GeV) in  $e^-p$ -Streuung. Das Konfidenzniveau beträgt 95 %.

Zusammenfassend können für  $\tilde{u}$ -Squarks unterhalb einer Masse von etwa 200 GeV Kopplungen einiger  $10^{-2}$  ausgeschlossen werden. In diesem Bereich dominiert der Kaskadenzerfall der Squarks (Abbildung 61). Werte von  $\lambda'_{111}$  bei eins werden im Bereich von  $\tilde{u}$ -Massen um 260 GeV erreicht. Für  $\tilde{d}$ -Squarks liegen ähnliche Verhältnisse vor. Kopplungen um eins werden für diese bei Massen nahe der kinematischen Grenze bei etwa 290 GeV erreicht. Die Unterschiede der Grenzkurven für verschiedene Photinmassen sind bei  $\tilde{u}$ -Squarks stärker ausgeprägt als für  $\tilde{d}$ -Squarks. Dies erklärt sich aus den unterschiedlichen Verzweungsverhältnissen dieser Squarkzerfälle.  $\tilde{d}$ -Squarks besitzen zwei Leptoquark-artige Kanäle (NC, CC),  $\tilde{u}$ -Squarks nur einen (NC). Daher ist der Einfluß der Photinmasse bei ersteren geringer. Die Grenzkurven für die Squarkkopplung stimmen qualitativ mit denjenigen für Leptoquarks überein (vgl. Abbildungen 54, 55). Dies entspricht der Erwartung, da die Produktionsmechanismen beider identisch sind: Beide werden im  $s$ -Kanal mittels der untersuchten Kopplungen produziert. Daß sie dennoch nicht exakt übereinstimmen erklärt sich aus dem Umstand, daß die zu ihrer Bestimmung selektierten Datensätze an Ereigniskandidaten nicht identisch sind, was eine Folge der unterschiedlichen Selektions- und Rekonstruktionsmethoden ist und sich die experimen-

tellen Auflösungen dieser Verfahren unterscheiden.

Neue Resultate anderer Beschleunigerexperimente lassen sich mit den hier vorgestellten nicht direkt vergleichen. Bei LEP wurde eine Suche nach supersymmetrischen Teilchen unter Annahme der  $R_P$  - Verletzung durchgeführt [127]. Diese erfolgte jedoch, entsprechend dem Anfangszustand  $e^+e^-$ , unter der Voraussetzung einer dominierenden  $H_P$  Kopplung  $\lambda$  (siehe (46),(47) und Abbildung 13 in Kapitel 5.2). Andere Analysen bei LEP [128] und am Tevatron [129] setzen die Gültigkeit des MSSM voraus und fordern daher die Erhaltung der R - Parität.

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine Suche nach Leptoquarks, Leptogluonen und Squarks der  $R$ -Paritäts-verletzenden Supersymmetrie mit dem H1 - Detektor am Elektron - Proton Speicherring HERA vorgestellt. Diese Teilchen könnten dort als Resonanzzustände in  $s$ -Kanal - Reaktionen aus den Anfangszuständen Elektron (bzw. Positron) und Quark bzw. Gluon produziert werden.

Die durchgeführten Analysen umfaßten die in den Jahren 1993 und 1994 am H1 Experiment gewonnenen Daten entsprechend den integrierten Luminositäten der  $e^-p$ - und  $e^+p$ -Runperioden von ca.  $1 \text{ pb}^{-1}$  ( $e^-p$ ) bzw.  $3.1 \text{ pb}^{-1}$  ( $e^+p$ ).

Die hauptsächliche Motivation zur Suche nach solchen neuen, im Standardmodell nicht enthaltenen Teilchenklassen, ergibt sich aus offenen bzw. in mancher Hinsicht nicht befriedigend erklärten Fragen in diesem Modell. Die wichtigsten Theorien, die Lösungsvorschläge hierzu bieten wurden in ihren wesentlichen Konzeptionen kurz umrissen. Die Existenz von Leptoquarks wird vor allem in Theorien der *Vereinigung der fundamentalen Wechselwirkungen* und in *Technicolor - Modellen* der dynamischen Symmetriebrechung postuliert. Bei *supersymmetrischen Modelle* besteht die Möglichkeit der Verletzung der  $R$ -Parität, wodurch die Produktion einzelner supersymmetrischer Teilchen möglich wird.

*Leptoquarks* mit Baryon - oder Leptonzahl - verletzenden Kopplungen, d.h. mit solchen an Quark - oder Leptonpaare, müssen sehr schwer ( $O(10^{15} \text{ GeV})$ ) sein, um schnellen Protonzerfall bzw. hohe Neutrinomassen auszuschließen. Existieren jedoch  $B$ - und  $L$ -erhaltende Kopplungen an Lepton - Quark Paare von der Ordnung der elektroschwachen Kopplung, dann ist die Existenz leichter Leptoquarks ( $O(100 \text{ GeV})$ ) möglich.

Der Analyse wurde daher ein von Buchmüller, Rückl und Wyler angegebener modellunabhängiger Ansatz zugrunde gelegt, welcher die Symmetrien des Standardmodells respektiert und Baryon - sowie Leptonzahl erhält. Existierende strenge Grenzen für erlaubte Massen und Kopplungskonstanten der Leptoquarks, insbesondere aus niederenergetischen Messungen, führen zu restriktiven Annahmen hinsichtlich ihrer Erzeugungs - und Zerfallsmechanismen. Insbesondere wurde vorausgesetzt, daß keine Generationsmischungen existieren, d.h. Leptoquarks, die bei HERA in  $eq$ -Streuung produziert werden, zerfallen wieder ausschließlich in Fermionen der ersten Generation. Weiterhin wurde angenommen, daß ihre Yukawa - Kopplungen an Fermionen ähnlich wie im Falle der entsprechenden Kopplungen des Standardmodells einer starken Hierarchie unterliegen und daß somit eine der Kopplungen dominiert. Es wurden daher für jede einzelne dieser Kopplungen Abschlußgrenzen aus den gemessenen Massenspektren bestimmt.

*Leptogluonen* werden in Substrukturmodellen für Quarks und Leptonen postuliert. Bei HERA wäre die Erzeugung des  $e_8$ -Leptogluons durch Elektron - Gluon - Fusion im  $s$ -Kanal möglich. Die Kopplungskonstante dieses Leptogluons ist dabei als inverse Substrukturkonstante interpretierbar, für welche Grenzen in Abhängigkeit der Leptogluonmasse ermittelt werden konnten.

Die Zerfallsprodukte von Leptoquark - und Leptogluonereignissen unterscheiden sich experimentiell nicht von denen tiefinelastischer NC - bzw. CC - Ereignisse. Die Existenz solcher Resonanzzustände würde sich allerdings als statistische Anhäufung in der  $x$ -Ver-

teilung dieser Ereignisklasse manifestieren. Die grundsätzliche Strategie beruhte daher auf der Selektion solcher tiefinelastische Ereignisse und der genauen Bestimmung ihrer kinematischen Variablen. Diese ließen sich durch verschiedene Methoden aus den gemessenen Endzuständen erhalten, welche hinsichtlich ihrer systematischen Eigenschaften eingehend untersucht und miteinander verglichen wurden. Als Ergebnis zeigte sich, daß für NC - Ereignisse die kalorimetrische Information über das gestreute Elektron die beste Bestimmung der Ereigniskinematik erlaubte. In diesem Zusammenhang wurde auch die Kalibration des elektromagnetischen Teils des LAr Kalorimeters sowohl mit Simulationsdaten als auch durch Vergleich der Rekonstruktionsverfahren mit realen Daten geprüft. CC - Ereignisse wurden aus der hadronischen Messung mit Hilfe des Verfahrens von Jacquet und Blondel rekonstruiert.

Der nach Anwendung der Selektionsalgorithmen und weiterer kinematischer Schnitte verbleibende Anteil an Untergrundereignissen aus Photoproduktionsprozessen wurde mittels Monte Carlo - Daten als vernachlässigbar eingestuft. Weitere Untergrundklassen, wie Strahlgasereignisse und kosmische Myonereignisse konnten ebenfalls eliminiert werden.

Die Selektionseffizienzen für Leptoquark - und Leptogluonereignisse wurden mit Hilfe von Monte Carlo - Daten für diese Prozesse bestimmt. Sie bewegen sich im Bereich von etwa 70 % für die leichtesten untersuchten Massen (50 GeV) und 40 % für schwere Massen (250 GeV).

Die Verteilungen globaler Ereignisgrößen – wie deponierte Energien und Winkelverteilungen – sowie die Verteilungen der kinematischen Variablen der selektierten Ereignisse entsprachen denjenigen von simulierten tiefinelastischen NC - und CC - Ereignissen. Die gemessenen Resonanzmassenspektren wurden daraufhin einer statistischen Signifikanzprüfung unterworfen, um zu entscheiden, ob sie mit den erwarteten Spektren tiefinelastischer Prozesse verträglich waren. Im betrachteten Massenbereich zwischen 50 und 200 GeV konnte an keiner Stelle eine signifikante Anreicherung von Ereignissen gegenüber der Erwartung beobachtet werden. Es gelang daher im Rahmen dieser Arbeit kein direkter Nachweis einer Leptoquark - oder Leptogluon - Resonanz.

Unter der Annahme, daß die gemessenen Massenspektren die Summe aus tiefinelastischen Ereignissen und Leptoquark - bzw. Leptogluonereignissen repräsentieren und die Massenverteilungen der simulierten tiefinelastischen Ereignisse den erwarteten DIS - Untergrund korrekt beschreiben, konnten durch Vergleich beider Verteilungen obere Grenzen für die möglichen Wirkungsquerschnitte von Leptoquarks bzw. Leptogluonen bestimmt werden. Diese Berechnungen wurden für jede in Frage kommende Leptoquark - Spezies angestellt, wobei ggf. entsprechend den jeweils beitragenden Zerfallskanälen die Massenspektren der NC - und CC - Ereigniskandidaten kombiniert wurden. Aus den so erhaltenen oberen Grenzen der Wirkungsquerschnitte konnten schließlich obere Grenzen für die verschiedenen Yukawa - Kopplungen der Leptoquarks bestimmt werden. Entsprechend den unterschiedlichen Anfangszuständen wurden diese Berechnungen für die Datenmengen der  $e^+p$  - und  $e^-p$  - Perioden getrennt durchgeführt.

Als Ergebnis konnten aus den  $e^+p$  - Daten Kopplungskonstanten im Intervall von  $10^{-2}$  bis etwa 0.3 für Leptoquarks, die aus Valenzquarks produziert werden können, ausgeschlossen werden. Für Leptoquarks, welche aus Seequarks erzeugt werden können, sind die Grenzen aufgrund der verminderten Partondichtefunktionen höher. Bei Massen kleiner als etwa 180 GeV sind Kopplungen von weniger als 0.1 möglich. Werte um eins werden

im Massenbereich bei etwa  $230 \text{ GeV}$  erreicht. Die erhaltenen Grenzkurven aus der Analyse der  $e^-p$ -Daten sind aufgrund der geringeren Luminosität um Faktoren zwei bis drei erhöht. Gegenüber Experimenten bei LEP und Tevatron konnte im Rahmen dieser Arbeit der Ausschlußbereich der Leptoquarkmassen erheblich erweitert werden. Darüber hinaus war die Ableitung direkter und modellunabhängiger Grenzen für die Elektron - Quark - Kopplungen möglich.

Aus der Analyse des Wirkungsquerschnitts für Leptogluon - Erzeugung wurden Grenzen für die Substrukturkonstante  $\Lambda$  in Abhängigkeit der Leptogluonmasse ermittelt. Leptogluonen unterhalb etwa  $150 \text{ GeV}$  wurden für  $\Lambda$  kleiner als etwa  $10 \text{ TeV}$  ausgeschlossen.  $1 \text{ TeV}$  wurde für Massen um  $230 \text{ GeV}$  erreicht.

Die systematischen Unsicherheiten waren durch die Unterschiede der verschiedenen Parametrisierungen der Partondichtefunktionen dominiert. Durch Vergleich verschiedener Darstellungen ergaben sich relative Unterschiede in den Grenzkurven der Kopplungen für Leptoquarks von typischerweise 5 % bei leichten Massen und bis zu 10 % bei schweren Massen. Die Unsicherheit in der Gluondichtefunktion führte zu Unterschieden in den Grenzen der Substrukturkonstanten bei Leptogluonen von 10 – 20 %.

Die innerhalb dieser Arbeit durchgeführte zweite Analyse umfaßte die Suche nach supersymmetrischen Squarks. Aus den HERA - Anfangszuständen  $e + q$  ist die Erzeugung einzelner supersymmetrischer Teilchen in  $s$  - Kanal - Reaktionen analog zur Produktion von Leptoquarks möglich, wenn  $R$  - Paritäts - und Leptonzahl - verletzende Kopplungen  $\lambda'$  im allgemeinen Superpotential zugelassen werden. Strenge Grenzen aus Prozessen der schwachen Wechselwirkung bei niedrigen Energien sowie aus Asymmetriemessungen in  $e^+e^-$  - und  $ed$  - Reaktionen erforderten einschränkende Annahmen hinsichtlich der Erzeugungs - und Zerfallsmechanismen dieser Teilchen: So wurde vorausgesetzt, daß nur eine  $H_P$  - Kopplung an Fermionen der ersten Generation existiert und Squarkzerfälle entweder über dieselbe Yukawa - Kopplung in Fermionen erfolgen, oder über Eichkopplungen in ein Quark und das LSP, welches vereinfachend als Photino angenommen wurde. Bei Verletzung der  $R$  - Parität ist das Photino nicht stabil, sondern unterliegt Kaskadenzerfällen in Fermionen mittels der betrachteten Kopplung  $\lambda'$ . Der direkte Squarkzerfall in Fermionen entspricht hinsichtlich der Kinematik und Ereignistopologie der Situation, die bei der Leptoquarkanalyse gegeben war. Somit konnten die dort erhaltenen Resultate, insbesondere die Untersuchung der Massenspektren, auf diese Zerfallskanäle übertragen werden.

Das Studium der Kaskadenzerfälle der Squarks über das Photino erforderte dagegen neue Selektions - und Rekonstruktionsmethoden. Die Endzustände der betrachteten Kanäle unterliegen nicht der Kinematik tiefinelastischer Ereignisse. So konnte die Squarkmasse nur als invariante Masse des Endzustandes rekonstruiert werden. Zur Rekonstruktion der Photinomasse wäre die Trennung des aus dem Squarkzerfall stammenden Jets von allen übrigen Energiedepositionen erforderlich. An Hand von Monte Carlo - Daten zeigte sich jedoch, daß die dabei erforderliche Verwendung eines Jetalgorithmus aufgrund der spezifischen Ereignistopologie mit stark überlappenden Jets bei kleinen Polarwinkeln i.a. keine verlässliche Bestimmung der Jetraten bzw. -energien im gesamten kinematischen Bereich erlaubt. Es wurde daher darauf verzichtet, die Photinomasse zu rekonstruieren.

Die aus Simulationsdaten ermittelten Signaleffizienzen für Kaskadenereignisse in Abhängigkeit der Squarkmasse betragen für leichte Photinomassen ( $20$  und  $40 \text{ GeV}$ ) zwischen 30 und 40 %, für schwere Photinomassen ( $80 \text{ GeV}$ ) 50 – 60 %.

Der statistische Signifikanztest ergab auch hier in keiner Massenregion eine Anreicherung, die nicht als statistische Fluktuation interpretiert werden konnte. Somit wurden Ausschlußgrenzen für die  $\tilde{H}_P$ -Kopplung in Abhängigkeit der Squarkmasse für verschiedene Photinomassen - Hypothesen (20, 40, 80 GeV) ermittelt. Dies geschah wiederum durch Kombination der verschiedenen Zerfallskanäle der Squarks, wobei für die direkten  $R_P$ -verletzenden Zerfälle in ein Lepton und ein Quark die Ergebnisse der Leptoquarkanalyse verwendet wurden. Als Ergebnis konnten Kopplungen von etwa  $3 \cdot 10^{-2}$  für Squarkmassen unterhalb etwa 200 GeV ausgeschlossen werden. Für  $\tilde{u}$ -Squarks wurden Werte der Kopplung bei eins im Bereich um 260 GeV ausgeschlossen, für  $\tilde{d}$ -Squarks bei etwa 290 GeV, nahe der kinematischen Grenze.

Die systematischen Unsicherheiten waren wie bei der Leptoquarkanalyse durch die unterschiedlichen Parametrisierungen der Partondichtefunktion dominiert. Sie betragen für Erzeugungskanäle aus Valenzquarks etwa 10 %, für solche aus Seequarks 20 %.

Die erhaltenen Grenzkurven stimmten qualitativ mit denjenigen der Leptoquarkanalyse überein. Beide Analysen können somit als konsistent angesehen werden, da jeweils identische Produktionsmechanismen vorliegen. Für die hier untersuchten  $\tilde{H}_P$ -Kopplungen  $\lambda'$  existieren keine direkten Resultate derzeitiger Beschleunigerexperimente mit denen die innerhalb dieser Arbeit erzielten Ergebnisse verglichen werden können.

Die zu erwartende weiter steigende Luminosität bei HERA und damit verbunden die starke Zunahme der zu analysierenden Datenmengen werden in Zukunft noch deutliche Verbesserungen der bisher erhaltenen Grenzen für die Kopplungskonstanten erlauben oder könnten sogar noch zur Entdeckung einer neuen Klasse von Teilchen führen, die zur Klärung mancher der offenen Fragen des Standardmodells beitragen würden.

# Anhang

## A QCD - Modelle und Monte Carlo - Generatoren

Es werden die wichtigsten QCD - Modelle und deren Implementierung in Monte Carlo - Generatoren für  $ep$  - Streuung kurz erläutert.

### A.1 QCD - Modelle

Das beim tiefinelastischen Stoßprozeß getroffene Quark ist als solches nicht beobachtbar, sondern fragmentiert zusammen mit dem Protonrest in nachweisbare farblose Hadronen. Wird ein Parton des Protons von einem harten Boson getroffen, so kann es zunächst Gluonen abstrahlen, die wiederum Gluonen oder weitere Quarks erzeugen können. In dieser Phase sind die Impulsüberträge so hoch, daß sich die Prozesse mit perturbativer QCD beschreiben lassen.

Der darauf folgende Fragmentationsprozeß läßt sich nur noch modellmäßig beschreiben, weil hierbei auch niedrige Impulsüberträge auftreten, für die die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$  groß wird und eine störungstheoretische Entwicklung somit nicht mehr möglich ist. Schließlich zerfallen die bei der Fragmentation entstandenen primären Hadronen in stabile Teilchen.

Der perturbative Sektor läßt sich entweder durch ein exaktes Berechnen der QCD - Matrixelemente bis zu einer bestimmten Ordnung <sup>16</sup> ('Matrix - Element - Modell', ME), oder aber durch Näherungen bis zu einer beliebigen Ordnung ('Partonschauer - Modell', PS) behandeln. In der Parton - Schauer - Methode wird das getroffene Parton in einen Schauer von Gluonen und (Anti -) Quarks entwickelt.

Einen anderen Ansatz gegenüber der bremsstrahlungsartigen Partonschauererkaskade verfolgt das Farbdipolmodell: Dipole mit Farbladung, ausgebildet zwischen dem punktförmigen gestreuten Quark und den restlichen Partonen des Protonrestes, emittieren Gluonen oder Quarks.

### Matrix - Element - Methode

Die Matrixelemente des QPM, inklusive seiner Korrekturen erster Ordnung, wie Gluonabstrahlung und Boson - Gluon - Fusion, können vollständig berechnet werden [130-132]. Sie sind Funktionen der relativen Energieanteile der streuenden Partonen, ihrer Öffnungswinkel und des azimuthalen Winkels bzgl. der Richtung des gestreuten Leptons. Sie divergieren, wenn die Energie des ausgesandten Partons oder der Öffnungswinkel gegen Null gehen ('weiche' und 'kollineare' Divergenzen). In den Monte - Carlo - Generatoren werden

---

<sup>16</sup>Diese Rechnungen wurden bisher bis zur Ordnung  $O(\alpha_s^2)$  durchgeführt.

diese Singularitäten durch entsprechende Abschneideparameter vermieden. Ereignisse unterhalb dieser Schwellen werden dann ohne QCD - Korrekturen gerechnet.

### Parton - Schauer - Modell

Ein Quark des Protons sendet ständig virtuelle Partonen aus, die wieder rekombinieren. Wird ein solches Parton von einem Boson getroffen, so geht die Kohärenz verloren und es tritt keine Rekombination mit dem getroffenen Parton mehr auf. Dieses hat seine Virtualität verloren und kann nur durch weiteres Aussenden von Partonen auf seine Massenschale zurückgelangen. In der Kaskade dieser Endzustandsabstrahlung ('final state parton shower', FSPS) erzeugen die Partonen Schauer von weiteren Teilchen, die sich wiederum verzweigen können, bis eine untere Grenze des Impulsübertrages von ca.  $Q^2 = 1\text{GeV}^2$  erreicht ist [133]. Hier endet der störungstheoretisch zugängliche Bereich, es folgt nun die Fragmentation der Partonen in einzelne Hadronen.

Für eine korrekte QCD - Schauersimulation muß das Modell in der Endzustandsabstrahlung durch zusätzliche Kohärenzeffekte erweitert werden, die zu einer Verminderung der Abstrahlung weicher Gluonen führen. Sie werden durch eine Ordnung der Emissionswinkel zwischen den auslaufenden Teilchen berücksichtigt.

Die Entwicklung des Partonschauers vor dem eigentlichen harten Streuprozeß ('initial state parton shower', ISPS) ist wesentlich komplexer [134]. Ein Parton des einlaufenden Protons kann seinerseits Partonen emittieren. Dabei hängt die Größe der Emission von der Grenze der maximalen Virtualität ab, die dem harten Streuprozeß zugrunde liegt. Bei diesem Prozeß nimmt der Impulsanteil  $x$  nach jeder neuen Verzweigung ab, die Virtualität  $Q^2$  nimmt dagegen vom minimalen zum maximalen Wert zu. In den meisten Modellen wird der Partonschauer in Rückwärtsrichtung, d.h. ausgehend vom harten Streuprozeß zum Proton hin entwickelt. Auch dieses Bild läßt sich durch Hinzunahme von Kohärenzeffekten erweitern, sie sind jedoch weit weniger verstanden und überprüft als im Falle der FSPS - Entwicklung. Die Einschränkung des Phasenraumes erfolgt auch hier über eine Winkelordnung der emittierten Partonen.

### Das Farbdipolmodell

Hier emittieren farbgeladene Dipole, ausgebildet zwischen dem punktförmigen gestreuten Quark und den Partonen des Protonrestes, Gluonen oder Quarks. Diese wiederum formieren neue (Farb -) Dipolantennen mit Farbe und Antifarbe, nämlich  $\bar{q}q$ ,  $qg$ ,  $\bar{q}g$  und  $gg$ . Dabei wird die Gluonemission in Richtung des einlaufenden Protons durch dessen Ausdehnung unterdrückt. Die Behandlung von Rückstoßeffekten der emittierenden Dipole entspricht dabei dem ISPS - Modell. Auch sind die oben beschriebenen Kohärenzeffekte der Winkelordnung im Schauer in natürlicher Weise in diesem Modell umgesetzt.

## Fragmentationsmodelle

In allen Simulationsprogrammen schließt sich nach der störungstheoretisch behandelbaren QCD die Fragmentation der Partonen in Hadronen an. Es gibt hierbei zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze:

Das **LUND - Modell** [135] beruht auf der Idee des 'confinement' in der QCD: Ein  $q\bar{q}$  - Paar wird durch ein lineares Farbpotential zusammengehalten ('String'). Entfernen sich die beiden Quarks voneinander, so steigt die potentielle Energie des Strings. Reicht sie zur Bildung eines weiteren  $q\bar{q}$  - Paares aus, dann bricht der String auf und es existieren nun zwei Quark - Antiquark - Paare. Dieser Prozeß wird solange fortgeführt, bis alle  $q\bar{q}$  - Paare auf der Massenschale liegen. Diese sind dann die beobachtbaren Mesonen. Die Erzeugung von Baryonen ist durch Betrachtung von Diquark - Antidiquark - Paaren möglich.

Im **Cluster - Modell** [136, 137] werden nach der perturbativen Phase zunächst alle Gluonen in  $q\bar{q}$  - Paare aufgespalten. Dann nutzt man die Prä - Confinement - Eigenschaft der QCD: Nach dem perturbativen Prozeß des Partonschauers ist es sehr wahrscheinlich, daß jeweils zwei benachbarte Partonen einen farbneutralen Zustand einnehmen. Aus den Quarks und Antiquarks werden farblose Zweier - und Dreiergruppen gebildet ('Cluster'). Die Cluster zerfallen isotrop je nach Masse in ein oder zwei Hadronen. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall ist dabei proportional zum jeweiligen Phasenraum des hadronischen Endzustandes. Beim Zerfall eines Clusters in nur ein Teilchen wird der Rest des Viererimpulses des Clusters einem anderen Cluster zugeteilt. Sehr schwere Cluster werden zunächst in zwei leichtere Cluster aufgeteilt.

## A.2 Monte Carlo - Generatoren

Ein Standardgenerator zur Simulation tiefinelastischer  $ep$  - Prozesse ist das Programm LEPTO [104]. Es erlaubt, QCD - Effekte mit verschiedenen Modellen zu berücksichtigen. In der Option ME+PS wird neben den Matrixelementen erster Ordnung ein Partonschauer - Modell zur Beschreibung von QCD - Effekten höherer Ordnung verwendet. Die Hadronisierung und Fragmentation des gestreuten Quarks und des Protonrestes wird durch das Lund - Stringmodell mit Hilfe des Programms JETSET [116] realisiert.

DJANGO [108] ist ein Programm, um tiefinelastische Ereignisse mit Strahlungskorrekturen der Ordnung  $O(\alpha)$  zu generieren. Dabei wurden die drei Programmpakete HERACLES, LEPTO und JETSET miteinander kombiniert. In HERACLES [139] wird nur der elektroschwache Anteil der Wechselwirkung mit den QED - Strahlungskorrekturen berechnet. ARIADNE behandelt den Partonschauer nach dem vorher beschriebenen Farbdipolmodell. Die korrekte Behandlung der Gluon - Fusion wird wie bei LEPTO durchgeführt. Das Programm PYTHIA [105] stellt einen Generator für Teilchenerzeugung in  $e^+e^-$ ,  $pp$  - und  $ep$  - Wechselwirkungen dar. Die Fragmentation der Endzustände erfolgt mittels JETSET. Insbesondere ermöglicht PYTHIA bei HERA nicht nur die Simulation tiefinelastischer  $eq$  - Prozesse, sondern auch verschiedene Photoproduktionsprozesse, in denen das Photon entweder als punktförmig betrachtet wird ('unresolved  $\gamma$ '), oder als ein Ob-

jekt mit hadronischer Struktur ('resolved  $\gamma$ '). Das Programm behandelt FSPS und ISPS gemäß dem Partonschauer - Modell.

Der eigenständige Generator HERWIG [138] verwendet ein Leading - Log Partonschauermodell, das QCD - Kohärenzeffekte sowohl in der Anfangs -, als auch Endabstrahlung implementiert hat. Statt des Lund - String - Ansatzes zur Behandlung der Fragmentation unterscheidet sich HERWIG von den anderen Generatoren durch die Verwendung des Cluster - Fragmentationsmodells.

## Literatur

- [1] R. P. Feynman, Very High - Energy Collisions of Hadrons, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- [2] M. Breidenbach et al., Observed Behaviour Of Highly Inelastic Electron - Proton Scattering, Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 935
- [3] N. Schmitz, Hadron Production In High - Energy Lepton And Lepton Nucleus Collisions, Int. J. Mod. Phys. A, Vol. 3 No. 9 (1988) 1997
- [4] Proceedings of the workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991), W. Buchmüller, G. Ingelman (Editors), DESY, Hamburg (1992), Vol. I.
- [5] Proceedings of the workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991), W. Buchmüller, G. Ingelman (Editors), DESY, Hamburg (1992), Vol. II.
- [6] H1 Collaboration, A measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$ , Nucl. Phys. B 439 (1995) 471-502
- [7] H1 Collaboration, Measurement of the proton structure function  $F_2(x, Q^2)$  in the low  $-x$  region at HERA, Nucl. Phys. B407 (1993) 515-535
- [8] H1 Collaboration, Scaling violations of the proton structure function  $F_2$  at small  $x$ , Phys. Lett. B 321 (1994) 161-167
- [9] H1 Collaboration, Measurement of the hadronic final state in deep inelastic scattering at HERA, Phys. Lett. B 298 (1993) 469-478
- [10] H1 Collaboration, Energy flow and charged particle spectra in deep inelastic scattering at HERA, Z. Phys. C 63, 377-389 (1994)
- [11] H1 Collaboration, A measurement of multi - jet rates in deep - inelastic scattering at HERA, Z. Phys. C 61, 59-66 (1994)
- [12] H1 Collaboration, Observation of deep inelastic scattering at low  $x$ , Phys. Lett. B 298 (1993)
- [13] H1 Collaboration, First measurement of the deep - inelastic structure of proton diffraction, Phys. Lett. B 348 (1995) 681-696
- [14] H1 Collaboration, Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA, Nucl. Phys. B 429 (1994) 477-502
- [15] H1 Collaboration, Total photoproduction cross section measurement at HERA energies, Phys. Lett. B 299 (1993) 374-384
- [16] H1 Collaboration, Inclusive charged particle cross - sections in photoproduction at HERA, Phys. Lett. B 328 (1994) 176-186

- [17] H1 Collaboration, Measurement of inclusive jet cross - sections in photoproduction at HERA, Phys. Lett. B 314 (1993) 436-444
- [18] H1 Collaboration, Experimental study of hard photon radiation processes at HERA, Z. Phys. C 66, 529-542 (1995)
- [19] H1 Collaboration, Hard scattering in  $\gamma p$  interactions, Phys. Lett. B 297 (1992) 205-213
- [20] H1 Collaboration, Observation of hard processes in rapidity gap events in  $\gamma p$  interactions at HERA, Nucl. Phys. B 435 (1995) 3-20
- [21] H1 Collaboration, Photoproduction of  $J/\Psi$  - Mesons at HERA, Phys. Lett. B 338 (1994) 507-518
- [22] H1 Collaboration, First measurement of the CC cross section at HERA, Phys. Lett. B 324 (1994) 241-248
- [23] H1 Collaboration, A search for leptoquarks and squarks at HERA, Z. Phys. C 64, 545-558 (1994)
- [24] H1 Collaboration, A search for leptoquarks, leptogluons and excited leptons in H1 at HERA, Nucl. Phys. B 396 (1993), 3-23
- [25] H1 Collaboration, A search for heavy leptons at HERA, Phys. Lett. B 340 (1994) 205-216
- [26] N. Gogitidze, H1 Luminosity System Status Report, 1995
- [27] H1 Collaboration, The H1 Detector at HERA, DESY 93-103, July 1993.
- [28] J. Bürger et al., The Central Jet Chamber Of The H1 Experiment, Nucl. Inst. and Meth. A279 (1989) 217.
- [29] H. Drumm et al., Experience With The JADE Jet - Chamber at PETRA And Pattern Recognition Programs For The JADE Jet - Chamber, Nucl. Inst. and Meth. A176 (1980) 333.
- [30] V. Blobel, Track reconstruction in the central trackers, interne Notitz, Februar 1993
- [31] S. Egli et al., The Central Inner Z Chamber Of The H1 Experiment, Nucl. Inst. and Meth. A283 (1989) 487.
- [32] K. Müller et al., Construction And Performance Of A Thin Cylindrical Multiwire Proportional Chamber With Cathode Pad Readout For The H1 Experiment, Nucl. Inst. and Meth. A312 (1992) 457.
- [33] H. Lohmander, Selecting Forward Tracks in the H1 Detector, H1 internal report, H1-03/94-347

- [34] S. Burke et al., Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector, H1 internal report, H1-03/95-434
- [35] H1 Calorimeter Group, The H1 liquid argon calorimeter system, Nucl. Inst. and Meth. A336 (1993) 460-498
- [36] V. Brisson, Tower and pad segmentation of the H1 liquid argon calorimeter, H1 internal report, H1-TR-114, Dezember 1987
- [37] R. Bernier et al., H1 calorimeter electronics, H1 internal report, H1-07/92-237
- [38] F. Descamps, C. Vallee, Data Acquisition For The H1 Calorimeters, H1 internal report, H1-10/92-256
- [39] H. Greif, Untersuchungen zur kalorimetrischen Messung von Jeteigenschaften in hochenergetischen Elektron - Proton Speicherring - Experimenten, Dissertation, Technische Universität München, 1990
- [40] D. Brenton et al., H1 Calorimeter Calibration Electronics, H1 internal report
- [41] A. Jacholkowska, C. Pascaud, Electronic calibration results, H1 internal report, H1-02/92-209
- [42] H1 calorimeter group, Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations, Nucl. Inst. and Meth. A336 (1993) 499-509
- [43] B. Delcourt et al., Comparison of pion calorimeter test data with simulation for CB2/CB3 period, H1 internal report, H1-04/92-220
- [44] E. Sanchez, Comparison of the calorimeter calibration data with simulations for the FB1 / FB2 period, H1 internal report, H1-07/92-232
- [45] M. Flieser, Untersuchungen zur Energieauflösung eines Flüssig - Argon - Kalorimeters für Elektronen und Pionen im Energiebereich von 3.7 - 170 GeV, H1 internal report, H1-07/92-231, Diplomarbeit, Techn. Universität München (1992)
- [46] M. Goldberg, Energy calibration and resolution in BEMC, H1 internal report, H1-5/93-292
- [47] M. Ruffer, Implementierung des siliziuminstrumentierten PLUG - Kalorimeters in den H1 - Detektor, Dissertation, Universität Hamburg, 1992
- [48] R. J. Ellison (Editor), The H1 Trigger, H1 internal report, H1-11/90-157
- [49] F. Sefkow et al., Experience With The First Level Trigger Of H1, H1 internal report, H1-11/94-407
- [50] J. Ban et al., The BEMC single electron trigger, H1 internal report, H1-07/92-235

- [51] J. Tutas, A level 1 trigger from the limited streamer tube system, H1 internal report, H1-07/91-185
- [52] T. Ahmed et al., A pipelined first level forward muon drift chamber trigger for H1, H1 internal report, H1-10/92-251
- [53] J. Fent et al., A Neural Network Second Level Trigger For The H1 - Experiment At HERA H1 internal report, H1-10/95-457 und H1-04/91-172
- [54] J.C. Bizot et al., Hardware study for a topological level 2 trigger, H1 internal report, H1-09/92-212
- [55] E. Barrelet et al., The hardware implementation of L3 triggers in H1, H1 internal report, H1-12/88-100
- [56] E. Elsen, The H1 Trigger And Data Acquisition System, H1 internal report, H1-01/93-262
- [57] W. Haynes, Experiences at HERA with the H1 Data Acquisition System, DESY 92-129
- [58] F. Descamps, C. Vallee, Data Acquisition For The H1 Calorimeters, H1 internal report, H1-10/92-256
- [59] A. Campbell, A RISC multiprocessor event trigger for the data acquisition system of the H1 experiment at HERA, Int. Conf. Real Time '91, Jülich, FRG (1991)
- [60] A. Blondel, F. Jacquet, Proceedings of the study of an  $ep$  facility for Europe, Editor U. Amaldi, DESY 79/48 (1979) 391
- [61] S.L. Glashow, Partial Symmetries Of Weak Interactions, Nucl. Phys. 22 (1961) 579  
S. Weinberg, A Model Of Leptons, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264
- [62] G. Altarelli, The Standard Electroweak Theory And Its Experimental Tests, CERN - TH.6305/91
- [63] CDF Collaboration, Evidence for Top Quark Production in  $\bar{p}p$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, Fermilab-Pub-95/022-E
- [64] D0 Collaboration, Observation of the Top Quark, Fermilab-Pub-95/028-E
- [65] J.E. Kim, The Standard Model And Beyond, SNUTP 90/28
- [66] K. Hikasa, Higgs Physics, KEK-TH-257, 1990
- [67] J.A. Bagger, Physics Beyond The Standard Model, Dep. of Physics and Astronomy, The John Hopkins University, Baltimore, MD 21218
- [68] K.S. Babu, The Fermion Mass Problem, BA-92-69

- [69] H.E. Haber, G.L.Kane, The Search For Supersymmetry: Probing Physics Beyond The Standard Model, Phys. Rep. 117 (1985) 75
- [70] R.J. Cashmore et al., Exotic Phenomena In High Energy  $ep$  Collisions, Phys. Rep., 122 (1985) 275
- [71] H.P. Nilles, Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics, Phys. Rep. 110 (1984) 1
- [72] D.P. Roy, Squark and gluino mass limits in  $R$  - parity violating SUSY models from the Tevatron dilepton data, CERN-TH.6339/91
- [73] H. Dreiner, R.J.N. Phillips, Top Searches and  $R$  - Parity Violation At Hadron Colliders, Nucl. Phys. B 367 (1991) 591
- [74] S. Lola, J. McCurry, Rare  $Z^0$  decays as a probe of  $R$  - parity broken supersymmetric models, Dept. of Physics, Theoretical Physics, Oxford, England, October 1991
- [75] L.J. Hall, M. Suzuki, Explizit  $R$  - Parity Breaking In Supersymmetric Models, Nucl. Phys. B 231 (1984) 419
- [76] V. Barger et al., Some new aspects of supersymmetry  $R$  - parity violating interactions, Phys. Rev. D 40 (1989) 2987
- [77] L. Ibanez, C. Lopez,  $N=1$  Supergravity, The Weak Scale And The Low - Energy Particle Spectrum, Nucl. Phys. B233 (1984), 511  
J. Ellis, F. Zwirner, Experimental Predictions From A Minimal Version Of The Supersymmetric Standard Model, Nucl. Phys. B338 (1990), 317
- [78] J. Butterworth, H. Dreiner,  $R$  - Parity Violation At HERA, OUNP-92-15
- [79] J.C. Pati, A. Salam, Lepton number as the fourth "color", Phys. Rev. D 10-1 (1974) 275
- [80] H. Georgi, S.L. Glashow, Unity of all elementary - particle forces, Phys. Rev. Lett. 32-8 (1974) 438
- [81] J.L. Hewett, T.G. Rizzo, Low - energy phenomenology of superstring - inspired  $E_6$  models, Phys. Rep. 183 (1989) 193
- [82] Y. Nambu, Dynamical symmetry breaking: An overview, EFI 92-03
- [83] M.B. Einhorn, The Reincarnation of Technicolor Models For Electroweak Symmetry Breaking, UM-TH-91-16
- [84] E. Farhi, L. Susskind, Technicolor, Phys. Rep. 74 (1981) 277
- [85] S. Dimopoulos, L. Susskind, Mass without scalars, Nucl. Phys. B155 (1979) 237
- [86] S. Samuel, An introduction to bosonic technicolor, CCNY-HEP-90/22

- [87] A. Kagan, S. Samuel, Bosonic Technicolor And The Flavor Problem, CCNY-HEP-90/21
- [88] W. Buchmüller, D. Wyler, Constraints On SU(5) - Type Leptoquarks, Phys. Lett. B177 (1986)
- [89] A. Dobado et al., Production Of Leptoquarks From Superstring Models In  $e - p$  Colliders, Phys. Lett. B191 (1987)
- [90] J. Wudka, Composite Leptoquarks, Phys. Lett. B167 (1986)
- [91] H. Fritzsch, G. Mandelbaum, Weak interactions as manifestations of the substructure of leptons and quarks, Phys. Lett. B102 (1981) 319
- [92] B. Schrempp, Leptoquarks and Leptogluons at HERA - Theoretical Perspectives -, in [5] 1034
- [93] P. Schleper, Leptoquarks and Leptogluons in the H1 detector, in [5] 1043
- [94] B. Andrieu et al., Leptoquarks in H1 at HERA, in [5] 1059
- [95] J.L. Hewett et al., Vector Leptoquark Production at Hadron Colliders, ANL-HEP-CP-93-52
- [96] W. Buchmüller, R. Rückl, D. Wyler, Leptoquarks In Lepton - Quark Collisions, Phys. Lett. B191 (1987) 442
- [97] Proceedings of the workshop on Physics at HERA, Hamburg (1991), W. Buchmüller, G. Ingelman (Editors), DESY, Hamburg (1992), Vol. III.
- [98] T. Köhler, Exotic Processes at HERA: The Event Generator COMPOS, in [97]
- [99] B.A. Campbell et al., Superstring Models Challenged By Rare Processes, Int. J. Mod. Phys., A2 (1987), 831
- [100] K.H. Streng, Signals for Compositeness at  $ep$  Colliders: 'Leptogluons' and Exotic Colored Vectorbosons, Z. Phys. C 33, 247 - 254 (1986)
- [101] U. Baur, K.H. Streng, Phenomenology of Composite Colored Weak Bosons, Z. Phys. C 30, 325 - 340 (1986)
- [102] J.A. Bagger, M.E. Peskin, Exotic processes in high - energy  $e - p$  collisions, Phys. Rev. D31, 2211, (1985)
- [103] H1 Calorimeter Group, Electron identification in H1 lar calorimeters, H1 internal report, H1-01/93-266
- [104] G. Ingelman, LEPTO version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton - Nucleon Scattering, in [97], 1366
- [105] T. Sjöstrand, PYTHIA at HERA, in [97], 1405

- [106] H1 Collaboration, Guide to Simulation program H1SIM, Ed.: J. Meyer, 1991
- [107] V. Shekelyan, Simulation And Reconstruction In H1 Liquid Argon Calorimetry, H1 internal report, H1-04/93-288
- [108] G.A. Schuler, H. Spiesberger, DJANGO: the interface for the event generators HERACLES and LEPTO, in [97], 1419
- [109] JADE Collaboration, Experimental Studies On Multi - Jet Production In  $e^+e^-$  - Annihilation At PETRA Energies, Z. Phys. C33 (1986) 23
- [110] L. Lönnblad, Ariadne version 4, in [97]
- [111] H. Albrecht, M. Erdmann, P. Schleper, H1PHAN Version 2.03/00, August 14, 1995
- [112] S. Kermiche, J. Marks, LAr electromagnetic energy scale studies using NC DIS (1 + 1) jet and QED Compton events for the  $e^+p$  1994 H1 data, H1 internal report, H1-12/95-466
- [113] M. Flieser, Reconstruction of kinematic quantities for Charged Current Events at high  $P_t$ , MPI München, May 16, 1995
- [114] K. Rosenbauer, LEGO 0.02, Diplomarbeit RWTH Aachen.
- [115] H1 Collaboration, Leptoquarks and compositeness scales from a contact interaction analysis of deep inelastic  $e^\pm p$  scattering at HERA, Phys. Lett. B353 (1995) 578
- [116] T. Sjöstrand, JETSET 7.3, CERN TH-6488-92 (1992)
- [117] A. Linder, Statistische Methoden, Birkhäuser Verlag Basel u. Stuttgart, 1964
- [118] Particle Data Group, Particles And Fields Part I, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D50, 1994
- [119] H. Plochow - Besch, PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and  $\alpha_s$  Calculations, CERN-PPE (1994)
- [120] D0 Collaboration, First Generation Leptoquark Search in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ , Phys. Rev. Lett (72) 965 (1994)  
CDF Collaboration, A Search For First Generation Leptoquarks In  $\bar{p}p$  Collisions At  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ , Phys. Rev. D48 (1993), 3939
- [121] DELPHI Collaboration, Limits on the production of scalar leptoquarks from  $Z^0$  decays at LEP, Phys. Lett. B316, 620 - 630, 1993  
L3 Collaboration, Search for leptoquarks in  $Z^0$  decays, Phys. Lett. B261 (1991), 169  
OPAL Collaboration, A search for scalar leptoquarks in  $Z^0$  decays, Phys. Lett. B263 (1991), 123 - 134
- [122] C.Y. Prescott et al., Further Measurements Of Parity Non - Conservation In Inelastic Electron Scattering, Phys. Lett. 84B (1979), 524

- [123] G. Costa et al., Neutral Currents Within And Beyond The Standard Model, Nucl. Phys. B297 (1988), 244
- [124] U. Amaldi et al., Comprehensive analysis of data pertaining to the weak neutral current and the intermediate - vector - boson masses, Phys. Rev. D 36 (1987), 1385
- [125] J.M. Butterworth, Monte Carlo Generator for R - Parity Violating SUSY Processes in Electron - Proton Collisions, ZEUS-91-113
- [126] H1 Collaboration, Determination of the Strong Coupling Constant from Jet Rates in Deep Inelastic Scattering, DESY 94-220, November 1994
- [127] ALEPH Collaboration, Search for supersymmetric particles with R - parity violation in Z decays, Phys. Lett. B349, 238 - 252, 1995
- [128] ALEPH Collaboration, Search for supersymmetric particles in  $e^+e^-$  collisions at centre - of - mass energies of 130 and 136 GeV, CERN-PPE/96-10, January 1996  
L3 Collaboration, Search for Supersymmetric Particles at  $130 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 140 \text{ GeV}$  at LEP, CERN-PPE/96-29, February 1996
- [129] D0 Collaboration, Search for Squarks and Gluinos in  $p\bar{p}$  collisions at the D0 Detector, International Europhysics Conference on High Energy Physics (HEP 95), Brussels, Belgium, 27 July - 2 August 1995  
Search for Squarks and Gluinos in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ , Phys. Rev. Lett 75, 618 - 623, 1995  
CDF Collaboration, Search for Gluino and Squark Cascade Decays at the Fermilab Tevatron Collider, Phys. Rev. Lett 76, 2006 - 2010, 1996
- [130] G. Altarelli, G. Martinelli, Transverse Momentum of Jets in Electroproduction from Quantum Chromodynamics, Phys. Lett. 76 B (1978) 89
- [131] R. Peccei, R. Rückl, Energy Flow and Energy Correlations in Deep Inelastic Scattering, Nucl. Phys. B 162 (1980) 125
- [132] A. Mendez, QCD Predictions for Semiinclusive and Inclusive Leptoproduction, Nucl. Phys. B 145 (1978) 199
- [133] B. R. Webber, Monte Carlo Simulation of Hard Hadronic Processes, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 435
- [134] M. Ciafaloni, Coherence Effects in Initial Jets at Small  $Q^2/s$ , Nucl. Phys. B296 (1988) 49
- [135] B. Andersson et. al., Parton Fragmentation and String Dynamics, Phys. Rep. 97, 33 (1983)
- [136] G. Marchesini, B.R. Webber, Simulation of QCD Jets Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 1

- [137] B.R. Webber, A QCD Model For Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference, Nucl. Phys. B238 (1984) 492
- [138] B.R. Webber, HERWIG at HERA, in [97]
- [139] A. Kwiatowski et. al., HERACLES. An Event Generator for  $ep$  Interactions at HERA Including Radiative Processes, in [97]

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr. C. Kiesling, der mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte und mich stets zur Eigeninitiative ermunterte. Er war bei anstehenden Fragen ein allzeit bereiter Ansprechpartner und förderte durchweg mein Interesse, an technischen Aspekten des Experimentes mitzuwirken. Die daraus gewonnenen Kenntnisse werden mir auf meinem weiteren Weg sicher von großem Nutzen sein.

Weiterhin möchte ich vor allem Herrn Prof. Dr. Buschhorn für die Bereitstellung des Promotions - Stipendiums, die ausgezeichneten Arbeitsbedingungen am Institut, sowie für sein Interesse danken, welches er meiner Arbeit entgegenbrachte.

Mein Dank richtet sich vor allem auch an die BSM - Gruppe der H1 - Kollaboration, deren Mitglieder bei der Koordinierung der Analysen und Diskussion der Ergebnisse unentbehrliche Partner waren, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonders möchte ich in diesem Zusammenhang die Herren Dr. Y. Sirois, Dr. C. Thiebaut, Dr. P. Schleper, Dr. T. Carli und K. Rosenbauer hervorheben.

Auch meine Kollegen M. Flieser und K. Rüter möchte ich nicht unerwähnt lassen. Zahlreiche Diskussionen mit ihnen verhalfen mir immer wieder zu nützlichen Denkanstößen und wertvollen Informationen.

Weiterhin verdienen alle übrigen Mitglieder und ehemaligen Kollegen der H1 - Gruppe des Max - Planck - Instituts meinen höchsten Dank für ihre jahrelange unermüdliche Unterstützung und ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre. Ihnen und allen anderen wünsche ich für die Zukunft alles Gute.

Auf keinen Fall darf ich vergessen, den zahlreichen Kollegen und Technikern des H1 Experimentes und der HERA - Crew zu danken, ohne deren ständigen Einsatz die Voraussetzungen für diese Arbeit nicht geschaffen worden wären. Ihnen wünsche ich weiterhin viel Erfolg und Luminosität.

# Curriculum Vitae

## Persönliche Daten:

Name: Schuhmann  
Vorname: Eric  
Geburtsdatum: 05.12.64  
Geburtsort: München

## Schulischer Werdegang:

1971 - 1975: Grund - und Hauptschule a.d. Kirchenstraße, Germering  
1976 - 1984: Max - Born - Gymnasium Germering,  
Abschluß: Allgemeine Hochschulreife

## Wehrdienst:

07/84 - 09/85: Wehrdienst beim Pionierbataillon 210, München

## Hochschulstudium:

1985 - 1992: Ludwig - Maximilians - Universität München  
Studiengang: Physik - Diplom  
Diplomarbeit am Max - Planck - Institut für Physik, München,  
über eine Methode zur Kalibration des Flüssig - Argon - Kalorimeters  
des H1 - Detektors am Elektron - Proton Beschleuniger HERA.  
Abschluß: Diplom - Physiker (Univ.)  
10/92 - 10/95: Promotions - Stipendium der Max - Planck - Gesellschaft.