



Michael Clemens Herbst

---

Suche nach Squarks in supersymmetrischen  
Modellen mit R-Paritäts-Verletzung bei  
HERA

Diplom

HD-KIP-08-16



Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

**Diplomarbeit**

**im Studiengang Physik**

**vorgelegt von**

Michael Clemens Herbst

**aus** Hildesheim

**2008**



# **Suche nach Squarks in supersymmetrischen Modellen mit R-Paritäts-Verletzung bei HERA**

**Die Diplomarbeit wurde von Michael Clemens Herbst ausgeführt am  
Kirchhoff-Institut für Physik Heidelberg  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Hans-Christian Schultz-Coulon**



## Abstract

A search for squarks in R-parity violating supersymmetry in ep collisions at HERA at centre-of-mass energies  $\sqrt{s} = 320$  GeV for an integrated luminosity of  $184 \text{ pb}^{-1}$  in  $e^-p$  data and  $250 \text{ pb}^{-1}$  in  $e^+p$  data is performed. The resonant production of squarks in the framework of the Minimal Supersymmetric Standard Model via a non-vanishing R-parity violating Yukawa coupling  $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$  is considered. Two points in the parameter space at  $\mu = -200$  GeV,  $\tan \beta = 2$ ,  $M_2 = 80$  GeV and  $150$  GeV are investigated where the lightest neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  is dominated by its photino  $\tilde{\gamma}$  component. The squarks decay directly via neutralino radiation and subsequent decay of the neutralino dominantly leading to a signature with an electron or positron and multiple jets in the final state for squark masses up to  $260$  GeV. In this topology no excess over the Standard Model expectation is observed in the data. Limits on the coupling  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) are derived using the  $e^-p$  data. In this parameter region a coupling of strength  $\lambda'_{11k} > 0.01$  can be excluded for squark masses up to  $200$  GeV at the 95% confidence level exploring a domain uncovered by previous analyses.

## Kurzfassung

Eine Suche nach Squarks in supersymmetrischen Modellen mit Verletzung der R-Parität in ep-Kollisionen bei HERA bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320$  GeV für eine integrierte Luminosität von  $184 \text{ pb}^{-1}$   $e^-p$ -Daten und  $250 \text{ pb}^{-1}$   $e^+p$ -Daten wurde durchgeführt. Die resonante Produktion von Squarks in ep-Streuung im Rahmen des Minimal Supersymmetrischen Standardmodells wird über eine nicht verschwindende R-Paritäts-verletzende Yukawa-Kopplung  $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$  möglich. Zwei Punkte im Parameterraum ( $\mu = -200$  GeV,  $\tan \beta = 2$ ,  $M_2 = 80$  GeV,  $150$  GeV) werden untersucht. Die Zusammensetzung des leichtesten Neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  ist an diesen Punkten dominiert durch das Photino  $\tilde{\gamma}$ . Die Zerfälle der Squarks via Neutralino-Abstrahlung und anschließendem Zerfall des Neutralinos führen für Squarkmassen bis  $260$  GeV dominant zu Endzuständen mit Elektronen bzw. Positronen und Multijets. Es wurde in der untersuchten Topologie kein signifikanter Überschuss in Daten gegenüber den Standardmodellerwartungen beobachtet. Ausschlusslimits auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) wurden für die  $e^-p$ -Daten bestimmt. In diesem Parameterbereich kann eine Kopplung der Stärke  $\lambda'_{11k} > 0.01$  für Squarkmassen bis zu  $200$  GeV bei einem Konfidenzlevel von 95% ausgeschlossen werden, damit wurde ein bisher nicht in vorherigen Analysen abgedeckter Bereich untersucht.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Einführung</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Physikalische Prozesse in Elektron-Proton-Streuung . . . . .	5
2.2.1	Kinematik der ep-Streuung . . . . .	5
2.2.2	Prozesse in ep-Streuung . . . . .	7
2.3	Motivation für eine Erweiterung des Standardmodells . . . . .	9
2.4	Das Minimal-Supersymmetrische-Standardmodell . . . . .	12
2.4.1	R-Parität und $\tilde{R}_p$ Superpotential . . . . .	13
2.4.2	Produktion von Squarks bei HERA . . . . .	16
2.4.3	Massenspektrum im MSSM . . . . .	19
2.4.4	Erwartete Endzustände für $\tilde{R}_p$ Supersymmetrie . . . . .	20
2.5	Vorgehensweise bei der Suche nach Supersymmetrie . . . . .	25
2.5.1	Generation von Signal und Untergrund . . . . .	25
2.5.2	Verwendete Monte-Carlo Generatoren . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Das Experiment H1 am HERA-Speicherring bei DESY</b>	<b>27</b>
3.1	Der HERA-Speicherring . . . . .	27
3.2	Das Experiment H1 . . . . .	28
3.2.1	Das Koordinatensystem im H1-Detektor . . . . .	28
3.2.2	Aufbau des H1-Detektors . . . . .	29
3.2.3	Kalorimeter . . . . .	31
3.2.4	Spurkammersystem . . . . .	32
3.2.5	Myon-System . . . . .	35
3.2.6	Luminositäts-Messung . . . . .	35
3.2.7	Triggersystem . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Vorbereitungen zur Datenanalyse</b>	<b>41</b>
4.1	Datenqualität . . . . .	41
4.2	Teilchen Identifikation . . . . .	42
4.2.1	Identifikation elektromagnetischer Teilchen . . . . .	42
4.2.2	Identifikation von Myonen . . . . .	44
4.2.3	Identifikation des hadronischen Endzustandes . . . . .	45
4.3	Rekonstruierte Ereignisgrößen . . . . .	45
4.4	Systematische Unsicherheiten . . . . .	46

<b>5</b>	<b>Daten Selektion im Elektron und Multijets Kanal</b>	<b>47</b>
5.1	Selektion von Elektron und Jet . . . . .	47
5.2	Selektion von Elektron und Multijets . . . . .	50
5.3	Trennung von Signal und Untergrund . . . . .	52
5.4	Selektion der SUSY Ereignisse . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Bestimmung eines Limits auf die Kopplung an Squarks</b>	<b>63</b>
6.1	Poisson-Verteilung und Konfidenzniveau . . . . .	63
6.2	Optimierung von oberen Limits im gleitenden Massenfenster . . . . .	64
6.3	Modifizierte Frequentist-Methode . . . . .	66
6.4	Berechnung des Limits auf die Kopplung $\lambda'_{11k}$ . . . . .	68
<b>7</b>	<b>Limits auf die Kopplung <math>\lambda'_{11k}</math></b>	<b>71</b>
7.1	Indirekte experimentelle Limits auf $\lambda'_{11k}$ . . . . .	73
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>75</b>
<b>9</b>	<b>Danksagung</b>	<b>77</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>
	<b>Anhang 1: SUSY-Modell für isolierte Leptonen bei H1</b>	<b>83</b>
	<b>Anhang 2: Schnittfluss für Signalereignisse</b>	<b>85</b>

# 1 Einleitung

In vorherigen Suchen nach Supersymmetrie mit Verletzung der R-Parität bei dem H1-Experiment wurden in einem weiten Parameterbereich des Minimal Supersymmetrischen Standardmodells Limits auf die R-Paritäts-verletzenden Yukawa-Kopplungen  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda'_{1j1}$  bestimmt. Die Suchen sind motiviert durch die hohe zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320$  GeV in ep-Kollisionen am HERA-Speicherring. Im Gegensatz zu Beschleunigern mit Proton-Proton- bzw. Elektron-Elektron-Kollisionen ist die Elektron-Proton-Streuung direkt sensitiv auf die Kopplungen  $\lambda'_{ijk} L_i Q_j \bar{D}_k$  im R-Paritäts-verletzenden Superpotential und ermöglicht die resonante Produktion von einzelnen Squarks in diesem Modell.

In der Analyse der HERA-I Daten aus den Jahren 1994-97 [1] wurde in  $e^+p$ -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 300$  GeV mit einer integrierten Luminosität von  $37 \text{ pb}^{-1}$  für eine Stärke der Yukawa-Kopplung in der Größenordnung der elektromagnetischen Kopplung die Existenz von Squarks bis zu einer Masse von 260 GeV mit einem Konfidenzniveau von 95% ausgeschlossen. Für eine 100 mal kleinere Kopplungsstärke konnten Squarks bis zu einer Masse von 182 GeV ausgeschlossen werden.

In einer weitergehenden Analyse der Daten aus den Jahren 1998-2000 [2] wurde die Suche bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320$  GeV auf eine integrierte Luminosität von  $64.3 \text{ pb}^{-1}$  in  $e^+p$ -Kollisionen und  $13.5 \text{ pb}^{-1}$  in  $e^-p$ -Kollisionen erweitert. Mit einem Konfidenzlevel von 95% konnten in dieser Analyse Squarkmassen bis zu 275 GeV für die R-Paritäts-verletzenden Kopplungen  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda'_{1j1}$  ausgeschlossen werden und für eine 100 mal kleinere Kopplungsstärke Squarkmassen bis 220 GeV.

Mit den endgültigen HERA-Daten für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320$  GeV, steht nun etwa die 4-fache Luminosität für  $e^+p$ -Daten ( $250 \text{ pb}^{-1}$ ) und die etwa 14-fache Luminosität für  $e^-p$ -Daten ( $184 \text{ pb}^{-1}$ ) zur Verfügung. Dies ermöglicht eine wesentliche Erweiterung der bisherigen Limits auf einen Bereich, der in vorherigen Analysen noch nicht erforscht werden konnte.

## Zielsetzung dieser Arbeit

In dieser Arbeit sollen die gesamten HERA-Daten des H1-Experimentes mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320$  GeV auf Anzeichen von Squark-Produktion hin untersucht werden. In Endzuständen mit Elektronen bzw. Positronen und mehreren Jets wird nach einer Abweichung zu den Vorhersagen des Standardmodells gesucht. Die untersuchten Zerfälle der Squarks geschehen über Neutralino-Abstrahlung und den weiteren Zerfall des Neutralinos. Die Untersuchung allein dieses Endzustandes kann an Punkten im Parameterraum  $(\mu, \tan \beta, M_2)$ , die zu einem hohen Verzweigungsverhältnis von Squarkzerfällen über Neutralinos führen, die existierenden Limits erweitern und stärkere Ausschlussli-

mits bestimmen. In der Diplomarbeit wurden die Datensätze der vorherigen Analyse[2] mit der aktuellen Software und den aktuellen Kalibrationen wiederholt, um die Analyse dann auf die kompletten Datensätze in HERA-II anzuwenden.

Der Aufbau der Arbeit gliedert sich wie folgt:

- In Kapitel 2 wird das Standardmodell der Teilchenphysik eingeführt und die in Elektron-Proton-Streuung auftretenden Prozesse behandelt. In der weiteren Diskussion wird das Minimal Supersymmetrische Standardmodell motiviert und das in dieser Arbeit untersuchte Modell vorgestellt. Abschließend werden die erwarteten Endzustände aus dem Zerfall supersymmetrischer Teilchen klassifiziert.
- In Kapitel 3 wird der Beschleuniger HERA und das Experiment H1 vorgestellt. Das Prinzip der Datennahme in hochenergetischen Teilchenkollisionen wird durch eine Erläuterung der einzelnen Komponenten des H1-Experimentes dargestellt.
- In Kapitel 4 werden Aspekte der Datenanalyse, wie die Sicherung der Datenqualität, die Identifikation von Teilchen aus Detektorinformationen und die Kalibration ihrer Energien behandelt. Den Abschluss bildet eine Vorstellung der systematischen Unsicherheiten.
- In Kapitel 5 wird die Suche nach supersymmetrischen Teilchen in dem Elektron und Multijets Kanal vorgestellt. Dafür werden ausgehend von einer Selektion von Ereignissen des neutralen Stromes weitere Schnitte zur Selektion der Signalereignisse diskutiert. Aus Ereignissen der finalen Selektion wird eine invariante Masse rekonstruiert, die auf Abweichungen zum Standardmodell hin untersucht wird.
- In Kapitel 6 werden obere Limits aus Poissonstatistik motiviert und eine Optimierung der Limits im optimalen Massenfenster beschrieben. Weiterhin wird ein Verfahren vorgestellt, wie Limits auf die R-Paritätsverletzende Kopplung  $\lambda'_{11k}$  bestimmt werden können.
- In Kapitel 7 werden die Ausschlusslimits auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  vorgestellt und die Verzweungsverhältnisse in die Elektron und Multijets Kanäle gezeigt.
- In Kapitel 8 werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und im Ausblick eine Verbesserung der Resultate diskutiert.

## 2 Theoretische Einführung

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Heutzutage werden praktisch die gesamten Daten, die in Hochenergiephysik-Experimenten gemessen werden, mit hoher Präzision vom Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschrieben. Die Materie ist in diesem Modell aus punktförmigen Elementarteilchen mit halbzahligem Spin aufgebaut (sogenannten Fermionen), die als fundamental angenommen werden. Die zwölf fundamentalen Fermionen lassen sich nach ihrer elektrischen Ladung  $q_{em}$  in vier Gruppen einteilen: Die Gruppe der *up-type* Quarks ( $q_{em} = +\frac{2}{3}$ ), der *down-type* Quarks ( $q_{em} = -\frac{1}{3}$ ) sowie der geladenen Leptonen ( $q_{em} = -1$ ) und der elektrisch neutralen Leptonen, den Neutrinos ( $q_{em} = 0$ ). Jede Gruppe enthält weiterhin drei Generationen von Teilchen, die nach aufsteigenden Massen angeordnet werden. Die Materie um uns herum ist aus Fermionen der ersten Generation aufgebaut, während Fermionen der zweiten und dritten Generation nur in Hochenergie-Experimenten oder der kosmischen Höhenstrahlung erzeugt werden. Die einzigen stabilen Teilchen sind das Elektron und das aus Quarks zusammengesetzte Proton. Alle anderen Teilchen zerfallen nach ihren charakteristischen Lebensdauern in die Elementarteilchen. Im Falle der Neutrinos treten Oszillationen zwischen den verschiedenen Generationen auf. Zu jedem Fermion im SM (Tab. 2.1) gibt es ein Anti-Teilchen mit denselben Eigenschaften, nur mit umgekehrten Ladungsvorzeichen[3].

Die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden durch den Austausch von Teilchen mit ganzzahligem Spin, den Bosonen, beschrieben. Es sind vier fundamentale Wechselwirkungen bekannt: die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft sowie die Gravitation. Im SM sind nur die ersten drei Kräfte relevant, da die Stärke der Gravitation um viele Größenordnungen kleiner als die anderen Kräfte ist. Vernachlässigt man

Fermionen	Generationen			Ladung	Wechselwirkung
Quarks	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	stark, schwach, elektromagnetisch
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	stark, schwach, elektromagnetisch
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	schwach
	$e^-$	$\mu^-$	$\tau^-$	-1	schwach, elektromagnetisch

Tabelle 2.1: Fermionen des Standardmodells. Zu jedem Teilchen existiert ein Anti-Teilchen, Quarks treten in drei Farbzuständen auf.

die Gravitation, so werden alle fundamentalen Wechselwirkungen durch den Austausch von Spin 1 Bosonen beschrieben. Mathematisch wird dies in relativistischen Quantenfeldtheorien beschrieben, in denen Kräfte zwischen Fermionfeldern durch Kopplungen an Eichfelder übertragen werden. Die Eigenschaften der Austauschteilchen bestimmen dabei die Reichweite und Art der Wechselwirkungen, was zu äußerst unterschiedlichem Verhalten führt. Das masselose Photon  $\gamma$  vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch die Quanten-Elektro-Dynamik (QED) beschrieben wird. Auf Grund des masselosen Austauschteilchens hat sie eine unendliche Reichweite. Die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung ist bei niedrigen Energien gegeben durch die Feinstrukturkonstante<sup>1</sup>  $\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ . Ausser den (Anti-)Neutrinos können alle Fermionen und Anti-Fermionen elektromagnetisch wechselwirken.

Die schwache Wechselwirkung wird durch den Austausch der massiven Bosonen  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$  beschrieben, die auch als geladene bzw. ungeladene schwache Ströme bezeichnet werden. Dabei führt der Austausch massiver Bosonen in der schwachen Wechselwirkung zu einer sehr kurzen Reichweite ( $\sim 10^{-18}m$ ). Nur linkshändige Fermionen bzw. rechtshändige Anti-Fermionen tragen eine schwache Ladung. Die Kopplung der schwachen Wechselwirkung  $\alpha_w$  ist mit der elektromagnetischen Kopplung  $\alpha_{em}$  über den Weinbergwinkel ( $\theta_W \approx 28.74^\circ$ ) verknüpft ( $\alpha_{em} = \alpha_w \cdot \sin \theta_W \approx 0.5 \cdot \alpha_w$ ). Die W- und Z-Bosonen koppeln mit unterschiedlichen Kopplungsstärken an Fermionen und Quarks. Die schwache Wechselwirkung wird mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zu der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht. Diese beschreibt beide Kräfte als Zweige einer Wechselwirkung, die durch elektroschwache Symmetriebrechung (EWSB) zu elektromagnetischer und schwacher Kraft aufspaltet. Hierfür wird im Standardmodell ein weiteres Teilchen benötigt, das skalare Higgs-Boson. Es verleiht den Fermionen ihre Massen, stellt Unitarität bei der  $WW$ -Streuung her und erzeugt die großen Massen von W- und Z-Bosonen ( $m_W = 80.4 \text{ GeV}$ ,  $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$ ) in der EWSB.

In der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) wird die starke Wechselwirkung über den Austausch von 8 masselosen Gluonen  $g_i$  beschrieben. Die Gluonen koppeln an die sogenannte Farbladung, die nur Quarks und die Gluonen selbst besitzen. Quarks treten in 3 Farbzuständen auf, die Gluonen tauschen die Farbladungen zwischen den Quarks aus. Die Reichweite der starken Wechselwirkung ist ebenfalls sehr beschränkt ( $\sim 10^{-15}m$ ), obwohl ihre Austauschteilchen, die Gluonen, masselos sind. Dies liegt an der Selbstwechselwirkung unter den Gluonen, die zum *confinement* der Quarks in gebundenen Systemen führt. Dabei können nur farbneutrale Zustände gebildet werden. Aus diesem Grund können einzelne Quarks nicht als freie Teilchen beobachtet werden, da sich entweder Quark  $q$  und Anti-Quark  $\bar{q}$  zu einem Meson ( $q\bar{q}$ ) zusammenschliessen oder aber drei Quarks ein Baryon ( $qqq$ ) bilden. Werden zwei Quarks voneinander getrennt, so wird das Potential zwischen ihnen so groß, dass die Energie zur Bildung von  $q\bar{q}$ -Paaren aus dem Vakuum ausreicht, um farbneutrale Zustände mit den voneinander getrennten Quarks zu bilden. Quarks werden in Experimenten als gebündelte Teilchenjets beobachtet.

Die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung  $\alpha_s$  hat bei niedrigen Energien den Wert 1, ist also vergleichsweise stark. Sie geht im Grenzfall hoher Energien (gleichbe-

---

<sup>1</sup>In dieser Arbeit werden natürliche Einheiten benutzt, d.h.  $\hbar = c = 1$ .

deutend mit kurzen Distanzen) jedoch asymptotisch gegen Null. Dieses Phänomen, dass sich Quarks bei hohen Energien wie quasi-freie Teilchen verhalten, wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Die erwähnten Stärken der fundamentalen Wechselwirkungen beziehen sich auf die Energieskala, bei der sie gemessen werden. Zu höheren Energien hin verändern sich die Stärken der Wechselwirkungen mit der betrachteten Skala (“Laufende Kopplungen”).

Alle Teilchen des SM wurden bislang experimentell nachgewiesen, bis auf das Higgs, weshalb momentan große Anstrengungen in der Hochenergiephysik auf die Entdeckung dieses Teilchens verwendet werden.

## 2.2 Physikalische Prozesse in Elektron-Proton-Streuung

Die vorliegende Analyse untersucht physikalische Prozesse, die in der Streuung von Elektronen<sup>2</sup> an Protonen auftreten. Die Elektronen können im Streuprozess als punktförmige Sonde betrachtet werden, die es ermöglicht die Struktur des Protons auszumessen. Dabei ist die Wechselwirkungsdauer extrem kurz, sodass eine “Momentaufnahme” des Protons gemacht wird.

### 2.2.1 Kinematik der ep-Streuung

Die Ereigniskinematik des tiefinelastischen Streuprozesses kann durch die Lorentz-Skalare  $Q^2$ ,  $y$  und  $x$  beschrieben werden. In Abb. 2.1 ist ein Diagramm des generischen Prozesses  $ep \rightarrow eX$  und die Bezeichnung der Viererimpulse der am Streuprozess beteiligten Teilchen gezeigt. Dabei wird folgende Notation verwendet:

$\mathbf{e}$  = Vierervektor des einlaufenden Elektrons (Positrons)

$\mathbf{e}'$  = Vierervektor des gestreuten Elektrons (Positrons, Neutrino)

$\mathbf{P}$  = Vierervektor des einlaufenden Protons

$\mathbf{X}$  = Vierervektor des hadronischen Endzustandes (alle Teilchen im Endzustand ausschließlich des gestreuten Elektrons)

$\mathbf{q}$  = Vierervektor des Austauschteilchens ( $\gamma$ ,  $W^\pm$  bzw.  $Z^0$ )

Die auslaufenden Teilchen bilden den Endzustand der ep-Streuung. Der Endzustand enthält das gestreute Lepton und den hadronischen Endzustand. Im hadronischen Endzustand sind der Protonrest und die Teilchen, die in der Wechselwirkung entstanden sind, enthalten. Das gestreute Lepton kann ein Elektron oder ein Elektron-Neutrino sein, je nachdem ob ein ungeladenes oder ein geladenes Boson zwischen den einlaufenden Teilchen ausgetauscht wurde. Die Variable

---

<sup>2</sup>Der Begriff des Elektrons bezeichnet hier auch Positronen. Wenn eine explizite Unterscheidung notwendig ist, werden im Folgenden die Symbole  $e^-$ ,  $e^+$  benutzt.

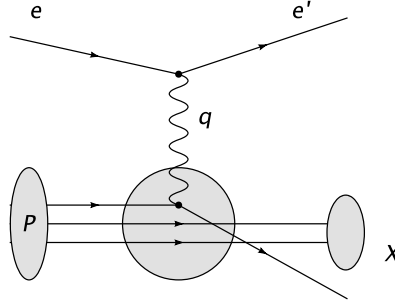


Abbildung 2.1: Ereigniskinematik des generischen Prozesses  $ep \rightarrow eX$ . Dargestellt sind die Vierervektoren von einlaufendem Elektron  $\mathbf{e}$  und Proton  $\mathbf{P}$ , des gestreuten Elektrons  $\mathbf{e}'$  und des ausgetauschten Bosons  $\mathbf{q}$ . Der Protonrest und das gestreute Quark werden zusammen mit  $\mathbf{X}$  bezeichnet.

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{e} - \mathbf{e}')^2 \quad (2.1)$$

beschreibt die Virtualität des ausgetauschten Bosons bzw. den Viererimpulsübertrag des Elektrons auf das Protonsystm. Nach der Heisenberg'schen Unschärferelation bestimmt  $Q^2$  das räumliche Auflösungsvermögen in der Wechselwirkung. Um ein Objekt von der Größenordnung des Protons ( $\sim 10^{-15}\text{m}$ ) aufzulösen wird ein  $Q^2 \gtrsim 200 \text{ MeV}$  benötigt. Der maximal mögliche Vierimpulsübertrag wird über die Energien der einlaufenden Teilchen begrenzt.

Die Inelastizität  $y$  eines Prozesses wird durch den relativen Energieübertrag des Elektrons auf das Protonsystm bestimmt. Dieser kann mit den Vierervektoren der einlaufenden Teilchen und des ausgetauschten Bosons ausgedrückt werden als

$$y = \frac{\mathbf{P}\mathbf{q}}{\mathbf{P}\mathbf{e}} \quad (2.2)$$

Mit der Größe  $x$  (Bjorken'sche SkalenvARIABLE) wird der Impulsbruchteil des gestreuten Quarks am Protonsystm im Quark-Parton-Modell ausgedrückt:

$$x = \frac{-\mathbf{q}^2}{2\mathbf{P}\mathbf{q}} \quad (2.3)$$

Beides sind dimensionslose Größen und können Werte zwischen  $0 \leq x, y \leq 1$  annehmen.

Eine weitere Größe im Streuprozess ist die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$ , bei der die Kollisionen stattfinden. Sie lässt sich für zwei kollidierende Teilchen aus deren Viererimpulsen bestimmen. Für relativistische Elektronen und Protonen mit Energien  $E_e$  und  $E_P$  lässt sie sich nähern zu:

$$\sqrt{s} = \sqrt{(\mathbf{e} + \mathbf{P})^2} \approx \sqrt{4E_e E_P} . \quad (2.4)$$

Bei fester Schwerpunktsenergie sind nur zwei der Lorentz-Skalare unabhängig voneinander und es gilt



$$Q^2 \approx xys . \quad (2.5)$$

**Rekonstruktion der kinematischen Größen** Für die Rekonstruktion von  $Q^2$  und  $y$  gibt es unterschiedliche Rekonstruktionsmethoden, je nachdem welcher Endzustand im Ereignis vorliegt. Wenn ein gestreutes Elektron im Endzustand gemessen wird kann die Elektron-Methode benutzt werden. Hierbei geht lediglich die Messung von Energie  $E'_e$  und Winkel  $\theta_e$  des gestreuten Elektrons und die Energie des einlaufenden Elektrons  $E_e$  in die Rekonstruktion ein. Damit berechnen sich  $Q_e^2$  und  $y_e$  zu:

$$Q_e^2 = 4E_e E'_e \cos^2(\theta_e/2) \quad (2.6)$$

$$y_e = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2(\theta_e/2) \quad (2.7)$$

Die Größe  $x$  kann indirekt über die Formel 2.5 bestimmt werden.

### 2.2.2 Prozesse in ep-Streuung

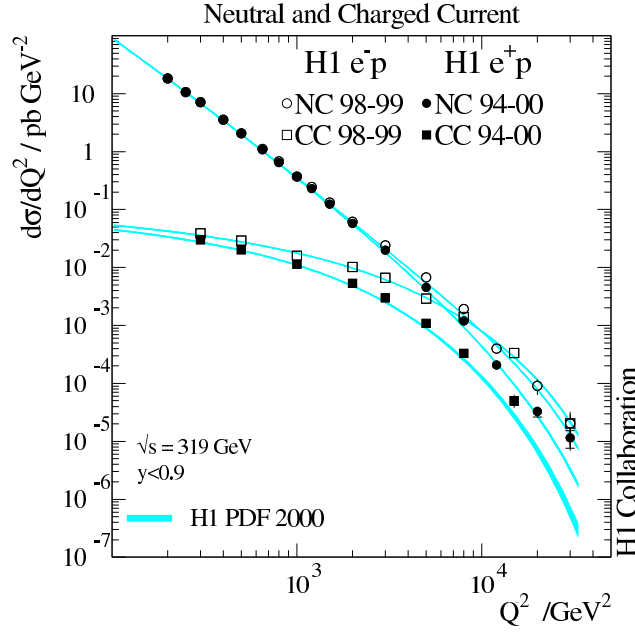
Die Reaktionsrate für einen Prozess in ep-Streuung wird durch seinen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  beschrieben. Die Berechnung eines theoretischen Wirkungsquerschnitts für einen beliebigen Prozess erfolgt durch die Anwendung der Feynman-Regeln auf die Feynman-Diagramme, über welche ein Prozess ablaufen kann. Dafür wird über alle zu einem bestimmten Prozess beitragenden Feynman-Diagramme summiert und das Matrixelement  $M_{fi}$  gebildet, das den Übergang zwischen Anfangs- und Endzustand beschreibt und die Stärke der Wechselwirkung berücksichtigt. Außerdem geht in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts auch der für die Teilchen im Endzustand zur Verfügung stehende Phasenraum  $\rho_f$  ein. Damit lässt sich die Abhängigkeit eines totalen Wirkungsquerschnitts angeben zu

$$\sigma \sim |M_{fi}|^2 \cdot \rho_f . \quad (2.8)$$

Nach den kinematischen Variablen  $Q^2$  und  $y$  lassen sich differentielle Wirkungsquerschnitte für unterschiedliche kinematische Bereiche angeben. Die Einteilung der Prozesse in die unterschiedlichen kinematischen Bereiche erfolgt über die Bestimmung des Impulsübertrags  $Q^2$ .

- $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$  elastische Streuung (Photoproduktion  $\gamma P$ )
- $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$  tiefinelastische Streuung (DIS)

Prozesse mit einem  $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$  werden in dieser Analyse wegen der geometrischen Akzeptanz des H1-Detektors (siehe Abschnitt 3.2.3) bereits als Photoproduktionsprozesse aufgefasst. Im Grenzfall  $Q^2 \rightarrow 0$  findet der Austausch von reellen Photonen zwischen Elektron und Proton statt. In diesem Fall finden sogenannte Hadron-Hadron-Wechselwirkungen zwischen der hadronischen Struktur des Photons und einem Parton



Abbildungung 2.2: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte in  $Q^2$  für NC-DIS und CC-DIS Ereignisse bei HERA[4]. CC-DIS Ereignisse sind bei kleinen Impulsüberträgen gegenüber NC-DIS Ereignissen unterdrückt.

des Protons statt und führen zu mehreren Jets mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand. Für  $Q^2 > 0 \text{ GeV}^2$  nehmen die Wirkungsquerschnitte proportional zu  $\frac{1}{Q^4}$  ab, weswegen die Rate von Photoproduktionsprozessen bei kleinen  $Q^2$  weitaus größer ist, als die von tiefinelastischen Streuprozessen.

Die dominanten Prozesse in tiefinelastischer ep-Streuung sind neutrale und geladene Ströme. In [4] werden differentielle Wirkungsquerschnitte für neutrale und geladene Ströme in ep-Streuung bei HERA gemessen. Abbildung 2.2 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von  $Q^2$ . Die Wirkungsquerschnitte von Prozessen in denen massive W- und Z-Bosonen ausgetauscht werden, sind gegenüber Prozessen mit Photon-Austausch wegen der hohen Massen von W- und Z-Boson bei kleinen  $Q^2$  unterdrückt:

$$\frac{\sigma(Z^0, W^\pm)}{\sigma(\gamma)} \sim \left( \frac{Q^2}{Q^2 + M_{Z^0, W^\pm}^2} \right)^2 \quad (2.9)$$

In tiefinelastischen Streuprozessen bei hohen  $Q^2 \gg M_{Z^0, W^\pm}^2$  wird dieser Effekt durch die hohe Virtualität der Austauschteilchen aufgehoben und die Wirkungsquerschnitte von Prozessen des neutralen Stromes und des geladenen Stromes werden gleich groß. Dies ist ebenfalls eine Bestätigung für die Vereinheitlichung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung bei hohen Energien.

In Ereignissen der neutralen Ströme in tiefinelastischer ep-Streuung (NC-DIS) wird zwischen dem einlaufenden Elektron und einem Quark des Protons ein virtuelles Photon bzw. ein neutrales  $Z^0$ -Boson ausgetauscht. Im Endzustand befinden sich das gestreute Elektron und in der Regel ein Jet. Der Prozess ( $ep \rightarrow eXq$ ) ist einer der wichtigsten in der ep-Streuung bei HERA, da der komplette Endzustand im Detektor rekonstruiert werden kann und Aufschluss über die Protonstruktur gibt. Abbildung 2.3a zeigt den Prozess in niedrigster Ordnung. Da alle Teilchen identifiziert werden können, muss die Energiebilanz in longitudinaler und transversaler Richtung für NC-DIS Ereignisse ausgeglichen sein.

In Ereignissen der geladenen Ströme in tiefinelastischer ep-Streuung (CC-DIS) werden die geladenen  $W^\pm$ -Bosonen zwischen einlaufendem Elektron und einem Quark des Protons ausgetauscht. Dies führt dazu, dass anstelle des gestreuten Elektrons ein Neutrino im Streuprozess entsteht, welches nicht direkt durch eine Messung im Detektor beobachtet werden kann. In Abb. 2.3b ist das Feynman-Diagramm für diesen Prozess ( $ep \rightarrow \nu Xq$ ) dargestellt. Die Rekonstruktion des Endzustandes liefert eine unausgeglichene Energie-Bilanz in longitudinaler und transversaler Richtung, da Energie und Impuls des Neutrinos nicht gemessen werden.

Zusätzlich zu den dargestellten Feynman-Diagrammen können Strahlungskorrekturen durch Abstrahlung eines Photons oder Gluons im Endzustand auftreten. Diese Prozesse höherer Ordnung führen zu einer höheren Multiplizität von Teilchen im Endzustand. Abbildung 2.3c zeigt einen Prozess höherer Ordnung, der Boson-Gluon-Fusion genannt wird. In diesen Prozessen treten Multijets mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand auf.

Lepton-Paar-Produktion [5] und die Erzeugung von reellen W-Bosonen [6] sind Prozesse mit kleinen Wirkungsquerschnitten in tiefinelastischer ep-Streuung. Ereignisse aus diesen Prozessen treten daher nur selten auf.

## 2.3 Motivation für eine Erweiterung des Standardmodells

Trotz der experimentellen Bestätigung vieler Vorhersagen des Standardmodells, treten an einigen Stellen noch ungeklärte Fragen auf. Einige der Fragestellungen sollen hier kurz reflektiert werden.

- Warum besteht eine Symmetrie zwischen dem Quark- und dem Leptonsektor im SM, d.h. warum gibt es jeweils zwei Familien und 3 Generationen von Fermionen? Handelt es sich wirklich um fundamentale Teilchen, oder sind sie aus kleineren, bisher unentdeckten Teilchen zusammengesetzt?
- Die Einführung des Higgs-Mechanismus erklärt die Massen der Fermionen und der W- und Z-Bosonen. Jedoch treten durch radiative Korrekturen zur Higgs-Masse quadratisch divergente Beiträge auf, die viel größer sind als die Higgs-Masse selbst und die sich exakt kompensieren müssen. Die exakte Kompensation solch großer Korrekturen erscheint aber eher unnatürlich („Natürlichkeitsproblem“, *fine-tuning*).
- Lässt sich die starke Wechselwirkung ab einer gewissen Skala mit der elektroschwachen Wechselwirkung vereinigen? Gelingt es die Gravitation auf dem Weg zu einer

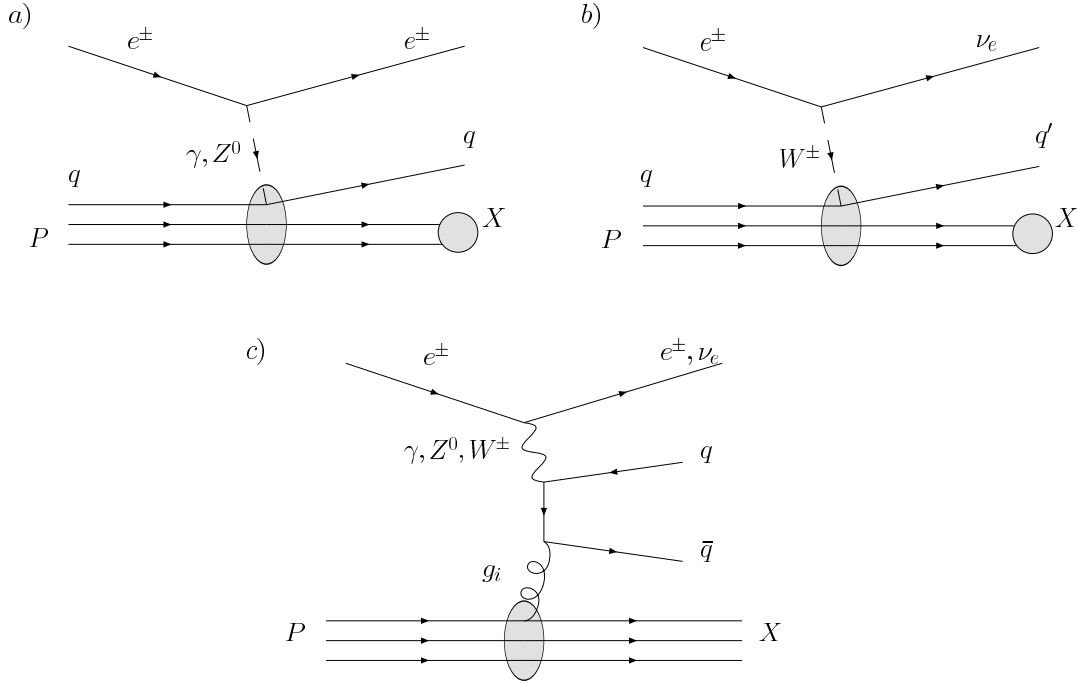


Abbildung 2.3: Dominante Prozesse in tiefinelastischer ep-Streuung: (a) neutraler Strom, (b) geladener Strom und (c) Boson-Gluon-Fusion.

“Großen Vereinheitlichten Theorie” (GUT) ebenfalls in das Fundament der Teilchenphysik zu integrieren?

- Es ist auch nicht klar welche Auswirkungen die Gravitation auf das SM hat, wenn man den Energiebereich betrachtet, ab dem die Gravitation gegenüber den anderen Kräften nicht mehr zu vernachlässigen ist. Dies ist der Fall für Energien in der Größenordnung der Planckskala ( $\sim 10^{19} \text{ GeV}$ ), die eine Grenze für die Anwendbarkeit der physikalischen Gesetzmäßigkeiten darstellt.
- In der Kosmologie treten in letzter Zeit neue Fragestellungen auf. 2003 wurde mit WMAP die Kosmische-Mikrowellen-Hintergrundstrahlung gemessen. Daraus schließen Kosmologen auf die Energiedichte des Universums und deren Zusammensetzung. Dabei wurde festgestellt, dass die uns bekannte Materie nur ungefähr 4% der Energiedichte ausmacht. Der Rest wird von dunkler Energie ( $\approx 74\%$ ) und dunkler Materie ( $\approx 22\%$ ) ausgefüllt. Die Beobachtung der schwach wechselwirkenden dunklen Materie stellt das Standardmodell vor neue Herausforderungen. Diese wird für die Strukturbildung im Universum verantwortlich gemacht. Jedoch können die Neutrinos, welche im SM als einzige Kandidaten in Frage kommen, nicht mit der dunklen Materie identifiziert werden. Sie bewegen sich auf Grund ihrer geringen Massen zu schnell, um die beobachteten Strukturen zu erklären. Welche Art von Teilchen sind also für die dunkle Materie verantwortlich?

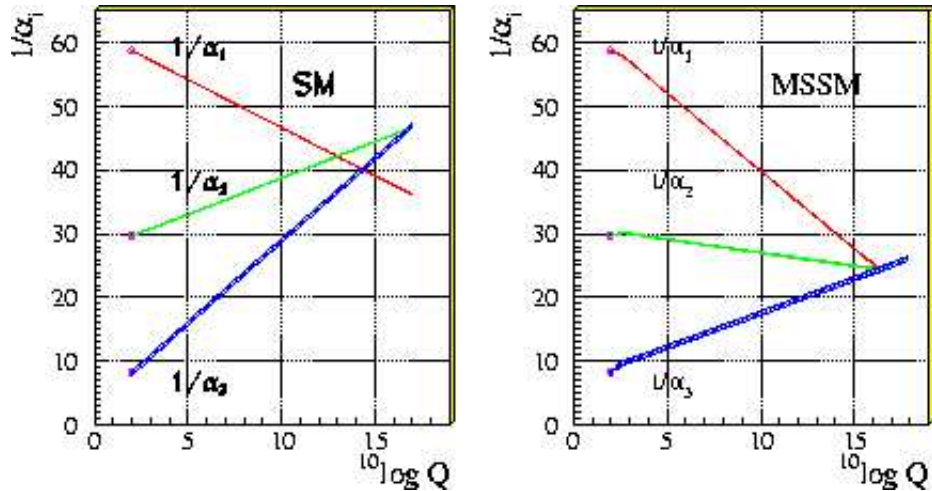


Abbildung 2.4: Evolution der Kopplungskonstanten im SM (links) und im MSSM (rechts). Aufgetragen sind die Inversen der starken, schwachen und elektromagnetischen Kopplung ( $\alpha_1^{-1}, \alpha_2^{-1}, \alpha_3^{-1}$ ) als Funktion der Energieskala  $Q$  [7].

- Im minimalen Standardmodell besitzen Neutrinos keine Massen, jedoch wurden in den letzten Jahren Neutrinooszillationen beobachtet. Dies ist aber nur möglich, wenn Neutrinos eine Masse besitzen. Unbeantwortet bleibt auch die Frage, warum diese Neutrinomasse soviel kleiner als die Masse der geladenen Leptonen ist?

Antworten auf diese Fragen bietet z.B. eine supersymmetrische Erweiterung des SM. Im folgenden Abschnitt wird näher darauf eingegangen.

## Supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells

Supersymmetrie ist eine Erweiterung des Standardmodells, die den SM-Teilchen Superpartner zuordnet. Eine interessante Eigenschaft von SUSY-Modellen ist, dass die starke, schwache und elektromagnetische Kopplungskonstante bei einer Energieskala  $Q \sim 10^{16}$  GeV die gleiche Stärke erreichen können. Im SM ist dies nicht möglich. Die Vereinigung der Kopplungskonstanten ist notwendig für eine vereinheitlichte Beschreibung aller bekannten Kräfte durch eine Wechselwirkung. In Abbildung 2.4 ist die Evolution der Kopplungskonstanten zu höheren Energien für beide Modelle dargestellt. Die Vereinigung der Kopplungskonstanten wird durch Einführen einer Skala erreicht, ab der Beiträge durch neue Teilchen die Entwicklung der Kopplungskonstanten beeinflussen. Die Vereinigung ist nicht trivial, da die Kopplungskonstanten über sogenannte Renormalisierungsgruppengleichungen (RGE) voneinander abhängen und Änderungen in der Steigung einer Kopplung sich auch auf die anderen auswirken [8, 9]. Interessant ist auch die Größe der Skala, ab der die Superpartner in die Rechnung eingehen. Nur wenn diese Skala im Energiebereich  $\sim 1$  TeV liegt, kann Vereinigung erreicht werden. Dies deutet

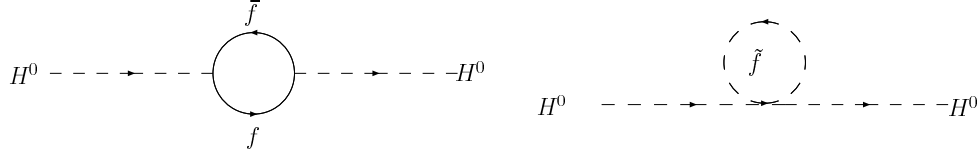


Abbildung 2.5: Beiträge zur Higgsmasse durch Kopplung an Fermionen und Bosonen auf dem Level der Ein-Schleifen-Korrektur.

darauf hin, dass die neue Physik ebenfalls ab dieser Energie in Experimenten sichtbar wird.

Eine weitere Eigenschaft supersymmetrischer Modelle “löst” das Problem der divergenten Beiträge zur Higgsmasse, die durch die in Abb. 2.5 gezeigten Fermion- und Boson-1-Schleifen-Korrekturen auftreten. Eine supersymmetrische Theorie hat die Eigenschaft, dass die quadratischen Korrekturen zur Higgsmasse durch die Beiträge der Superpartner aufgehoben und damit auf natürliche Weise kompensiert werden. Die Superpartner der SM-Fermionen gehen mit umgedrehten Vorzeichen in die Berechnungen ein, da es sich bei ihnen um Bosonen handelt.

Im Hinblick auf die Kosmologie könnte eine supersymmetrische Theorie auch eine Erklärung für die Beobachtung der schwach wechselwirkenden dunklen Materie im Universum liefern. Supersymmetrische Modelle können derart beschaffen sein, dass das leichteste SUSY-Teilchen (LSP) stabil ist. Dann kann es nicht weiter in SM-Teilchen zerfallen und bildet als kosmisches Relikt die schwach wechselwirkende dunkle Materie. Wann auch immer SUSY-Teilchen entstehen, enden ihre Zerfallsketten in diesem Teilchen. Häufig bildet der leichteste Neutralino-Zustand das LSP des Modells und wird als Kandidat für die dunkle Materie betrachtet. Manchmal treten aber auch geladene Teilchen als LSP einer supersymmetrischen Theorie auf, im Widerspruch zu der Beobachtung schwach wechselwirkender dunkler Materie. Dieser Aspekt supersymmetrischer Theorien gilt nur bei Erhaltung der R-Parität (siehe Abschnitt 2.4.1). In Modellen mit Verletzung der R-Parität ist auch das LSP nicht stabil und zerfällt in SM-Teilchen.

## 2.4 Das Minimal-Supersymmetrische-Standardmodell

Die supersymmetrische Erweiterung zum SM ordnet jedem Teilchen einen Superpartner zu. Superpartner gehen aus den SM-Teilchen durch eine Transformation mit Generatoren  $Q_i$  ( $i = 1..N$ ) hervor, welche den Spin des betreffenden Teilchens um  $1/2$  ändern. Dadurch wird eine neue Symmetrie zwischen Bosonen und Fermionen gebildet, in der diese durch Anwendung der  $Q_i$  ineinander überführt werden können.

$$Q_i|Fermion\rangle = |Boson\rangle$$

$$Q_i|Boson\rangle = |Fermion\rangle$$

Im einfachsten Fall (für  $N=1$  Supersymmetrie) gibt es einen Generator  $Q$ . Dieser erzeugt genau einen Superpartner zu jedem SM-Teilchen. Dies kennzeichnet das Minimal-Supersymmetrische-Standardmodell (MSSM), da es den minimalen neuen Teilcheninhalt zum SM hinzufügt. Die Superpartner haben durch die Supersymmetrie die selben Massen und Ladungen wie die SM-Teilchen, jedoch unterscheiden sie sich in ihrem Spin. Eine vollständige Beschreibung des MSSM und weitergehender Konzepte findet sich in [8].

Die SM-Teilchen und ihre Superpartner können nun in sogenannten Supermultipletts angeordnet werden. In Tab. 2.2 sind die SM-Teilchen und ihre Superpartner in den Supermultipletts dargestellt. Quarks werden bosonische Superpartner zugeordnet, diese werden Squarks genannt. Leptonen besitzen ebenfalls bosonische Superpartner, die Sleptonen genannt werden. Bosonen bekommen fermionische Superpartner, die Bosinos. Dem Photon wird das Photino, dem W und Z werden Wino und Zino und den Gluonen werden Gluinos zugeordnet.

Da jedoch bisher keine Superpartner in Experimenten beobachtet wurden, wird angenommen, dass SUSY eine gebrochene Symmetrie ist. Die Superpartner haben auf Grund der Brechung viel höhere Massen als die SM-Teilchen. Erst bei genügend hohen Energien können die Superpartner in Beschleunigerexperimenten erzeugt werden. Die Brechung wird durch sogenannte "Softe Brechungsterme" in der Lagrangefunktion erreicht. In SUSY-Modellen treten damit neue Parameter gegenüber dem SM auf, insgesamt 105 im MSSM für Phasen, Massen und Mischungswinkel. Es existieren verschiedene Brechungsmechanismen, die zu unterschiedlichen Phänomenologien in den Modellen führen. Der Ansatz für die Brechung ist aber grundsätzlich ähnlich. Die Brechung findet in einem nicht sichtbaren Sektor statt und wird durch ein Mediatorteilchen in den sichtbaren Sektor übertragen. Die Eigenschaften des Mediatorteilchens legen dabei weitgehend die Phänomenologie der Modelle fest [8, 10] (siehe Abschnitt 2.4.3).

In dieser Analyse wird ein phänomenologisches Modell benutzt, in dem die Massen der Squarks degeneriert sind und frei gewählt werden. Die Massen der Sleptonen sind ebenfalls degeneriert und werden auf die Masse der Squarks gesetzt. Die Massen der Bosinos können durch 3 Parameter beschrieben werden. Die Phänomenologie des verwendeten Modells wird im Folgenden vorgestellt.

### 2.4.1 R-Parität und $\hat{H}_p$ Superpotential

Um die Lagrangefunktion von supersymmetrischen Theorien zu beschreiben, wird die Notation des Superraums [11, 8] benutzt. In diesem repräsentieren Superfelder die bosonischen und fermionischen Teilchen aus den vorherigen Kapiteln. Superpotentiale werden eingeführt, um die Wechselwirkungen zwischen den Superfeldern zu beschreiben. Die Superpotentiale werden durch das Prinzip der Eichinvarianz in ihrer Form eingeschränkt. Die allgemeinste Form eines Superpotentials, welches die Theorie eichinvariant und renormalisierbar lässt, beinhaltet Terme, welche Baryon- und Leptonzahlerhaltung verletzen. Dieser Teil des Superpotentials ist gegeben als

$$W_{\hat{H}_p} = \frac{1}{2}\lambda_{ijk}L_iL_j\bar{E}_k + \lambda'_{ijk}L_iQ_j\bar{D}_k + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}\bar{U}_i\bar{D}_j\bar{D}_k, \quad (2.10)$$

hierbei werden die Superfelder der chiralen Supermultipletts mit  $Q$  und  $L$  für die  $SU(2)_L$  Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung von Quarks und Leptonen bezeichnet, während  $U, D$  und  $E$  die Singulettzustände sind. Die Yukawa-Kopplungen  $\lambda_{ijk}, \lambda'_{ijk}$  und  $\lambda''_{ijk}$  sind dimensionslose Größen mit den Indizes  $ijk$  für die unterschiedlichen Generationen. Jeder dieser Terme verletzt Lepton- und/oder Baryonenzahl. Die neuen Wechselwirkungen, die aufgrund der Einführung dieser Terme im Superpotential entstehen, sind in Abbildung 2.6 dargestellt. Von besonderem Interesse für ep-Kollisionen bei HERA ist der mittlere Term (Abb. 2.6b), da dieser dafür sorgt, dass in ep-Kollisionen die Produktion einzelner Squarks möglich ist.

Da im SM keine Verletzung der Baryon- und Leptonzahlerhaltung beobachtet wird, können in supersymmetrischen Modellen diese Terme von vornherein verhindert werden, indem eine neue Symmetrie eingeführt wird. Die R-Parität wird mit der multiplikativen Quantenzahl  $R_P$  beschrieben, die folgendermaßen definiert ist:

$$R_P = (-1)^{3B+L+2S} \quad (2.11)$$

Dabei bezeichnen  $B$  und  $L$  die Baryon- bzw. Leptonzahl eines Teilchens, während  $S$  der Spin des Teilchens ist.  $R_P$  ist für alle SM-Teilchen  $+1$  und für alle neuen Superpartner  $-1$ . Wenn nun die Erhaltung der R-Parität an jedem Vertex gefordert wird, führt dies

chirale Supermultipletts		spin 0	spin $\frac{1}{2}$
Squarks, Quarks	$Q$	$(\tilde{u}_L^j, \tilde{d}_L^j)$	$(u_L^j, d_L^j)$
Up-Squark, Up-Quark	$U$	$\tilde{u}_R^j$	$u_R^j$
Down-Squark, Down-Quark	$D$	$\tilde{d}_R^j$	$d_R^j$
Sleptonen, Leptonen	$L$	$(\tilde{\nu}_L^j, \tilde{e}_L^j)$	$(\nu_L^j, e_L^j)$
Sneutrino, Neutrino	$N$	$\tilde{\nu}_R^j$	$\nu_R^j$
Selektron, Elektron	$E$	$\tilde{e}_R^j$	$e_R^j$
Higgs, Higgsinos	$H_u$	$(H_u^+, H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$
	$H_d$	$(H_d^-, H_d^0)$	$(\tilde{H}_d^-, \tilde{H}_d^0)$
Vektor-Supermultipletts		spin $\frac{1}{2}$	spin 1
Bino, $B_\mu$ -Boson	$V'$	$\tilde{B}$	$B_\mu$
Wino, $W_\mu^\alpha$ -Boson	$V^\alpha$	$\tilde{W}^\alpha$	$W_\mu^\alpha$
Gluinos, Gluonen	$V_s^\alpha$	$\tilde{g}^\alpha$	$g_\mu^\alpha$

Tabelle 2.2: Teilchen-Supermultipletts im MSSM: SM-Teilchen und ihre Superpartner. Superpartner werden fortan mit einer Tilde gekennzeichnet.



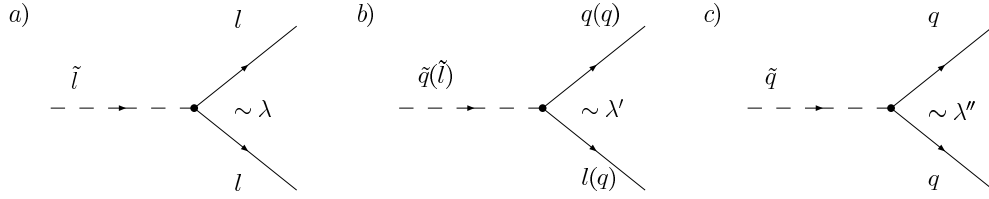


Abbildung 2.6: Diagramme zu den Wechselwirkungstermen in dem  $R_p$ -Superpotential  
a) Slepton-Lepton-Lepton Vertex; b) Squark-Quark-Lepton Vertex; c)  
Squark-Quark-Quark Vertex.

dazu, dass die Terme aus Formel 2.10 aus dem Superpotential verschwinden. Dies hat starke Auswirkungen auf die Phänomenologie der supersymmetrischen Modelle, weswegen generell zwischen Erhaltung der R-Parität ( $R_p$ ) und Verletzung der R-Parität ( $\tilde{R}_p$ ) in SUSY-Modellen unterschieden werden muss [8, 12].

Bei Erhaltung der R-Parität können SUSY-Teilchen nur paarweise erzeugt werden, deswegen müssen zur Entdeckung dieser Teilchen Schwerpunktsenergien von mindestens der doppelten Masse des zu erzeugenden SUSY-Teilchens zur Verfügung stehen. Beim R-Paritäts-erhaltenden Zerfall eines SUSY-Teilchens muss wieder eine ungerade Anzahl von SUSY-Teilchen entstehen. Dies hat zur Folge, dass das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil ist und nicht weiter zerfallen kann. Aufgrund seiner schwachen Wechselwirkung entkommt es in der Regel der Messung im Detektor und führt zu fehlender Energie in der Rekonstruktion der Endzustände.

Hingegen können bei Verletzung der R-Parität in Supersymmetrie SUSY-Teilchen auch einzeln resonant erzeugt werden. Daher reicht bereits eine Schwerpunktsenergie in Höhe der Masse eines SUSY-Teilchens aus, um dies zu produzieren. Es ergeben sich darüberhinaus vollkommen andere Produktionsmechanismen, wie etwa der bei HERA in dieser Arbeit untersuchte (Abb. 2.9). In  $\tilde{R}_p$ -SUSY ist auch das leichteste supersymmetrische Teilchen nicht stabil, weswegen es in SM-Teilchen zerfallen kann. SUSY-Ereignisse werden nicht mehr nur durch Signaturen mit fehlender Energie im Endzustand gekennzeichnet.

Es gibt keine theoretische Begründung dafür, warum die R-Parität in der Natur erhalten oder verletzt sein sollte. Auch experimentell gibt es keinen Beweis für die Verletzung oder Erhaltung der R-Parität, falls die Kopplungen  $\lambda, \lambda'$  und  $\lambda''$  klein genug sind. Die stärkste Einschränkung auf die Kopplungen stammt dabei aus der Nicht-Beobachtung des Protonzerfalls, dessen Lebensdauer derzeit zu  $\tau > 10^{32}$  Jahren gemessen wird, da falls  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda''_{11k}$  als von Null verschieden angenommen werden, das Proton über den in Abbildung 2.7 dargestellten Prozess in ein Positron und ein neutrales Pion zerfallen kann ( $p \rightarrow e^+ \pi^0$ ). Das untere Limit auf die Protonlebensdauer setzt somit ein oberes Limit auf das Produkt der Kopplungen  $\lambda'_{11k} \lambda''_{11k} < 2 \cdot 10^{-27} (\frac{m_{\tilde{d}_k}}{100 \text{ GeV}})$ , abhängig von der Masse des ausgetauschten Squarks  $\tilde{d}_k$ .

Für Suchen in  $R_p$  Supersymmetrie wird daher meistens nur eine der Kopplungen  $\lambda, \lambda', \lambda''$  aus Formel 2.10 als von Null verschieden angenommen, während die anderen Kopplungen alle Null gesetzt werden, wodurch die Stabilität des Protons gewährleistet

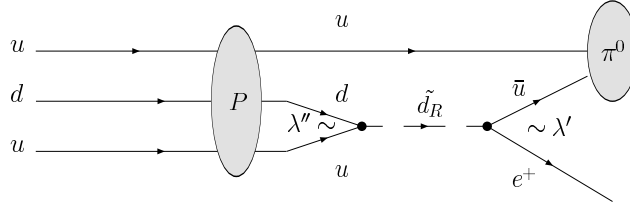


Abbildung 2.7: Protonzerfall über  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda''_{11k}$  Kopplung

wird. Diese Analyse untersucht die resonante Produktion und den Zerfall von Squarks in  $R_p$  Supersymmetrie über eine nicht-verschwindende Kopplung  $\lambda'_{ijk}$ . Dabei wird angenommen, dass nur eine der Kopplungen  $\lambda'_{ijk} \neq 0$  ist, während die übrigen Kopplungen  $\lambda_{ijk}$  und  $\lambda''_{ijk}$  alle auf Null gesetzt werden, um den Protonzerfall nicht zu ermöglichen. Es gibt jedoch auch Modelle in denen mehrere Kopplungen ungleich Null angenommen werden, um spezielle Endzustände zu erklären. So auch in einer möglichen Erklärung des beobachteten Überschusses an isolierten Leptonen [13, 14] bei dem H1-Experiment durch ein  $R_p$  SUSY-Modell [15]. Im Anhang findet sich eine Studie zu exotischen Endzuständen in diesem Modell, die am Anfang dieser Diplomarbeit erstellt wurde.

#### 2.4.2 Produktion von Squarks bei HERA

Der Elektron-Proton-Beschleuniger HERA ist ideal ausgestattet, um nach resonant produzierten Squarks in  $R_p$  SUSY zu suchen. Die frontale Kollision von Elektron und Proton bei hohen Schwerpunktsenergien ist direkt sensitiv auf die resonante Produktion von Squarks über den Term  $\mathcal{L}_{LiQ_j\bar{D}_k}$  im Superpotential. Die Produktion erfolgt über die Kopplungen  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda'_{1j1}$ , die entsprechende Terme im Superpotential lassen sich schreiben als

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{LiQ_j\bar{D}_k} = & \lambda'_{ijk} [-\bar{e}_L^i u_L^j \bar{d}_R^k - e_L^i \bar{u}_L^j \bar{d}_R^k - (\bar{e}_L^i)^c u_L^j \bar{d}_R^{k*} \\ & + \nu_L^i \bar{d}_L^j \bar{d}_R^k + (\bar{\nu}_L^i)^c d_L^j \bar{d}_R^k + \bar{\nu}_L^i d_L^j \bar{d}_R^k] + c.c., \end{aligned} \quad (2.12)$$

wobei die Abkürzung  $+c.c.$  für die ladungskonjugierten Terme steht. Jeder Term stellt einen bestimmten Prozess dar. Die entsprechenden Prozesse sind durch Feynman-Diagramme in Abb. 2.10 dargestellt. Die Feynman Diagramme für Squark-Produktion bei HERA mit anschliessendem Zerfall über dieselbe Kopplung sind dargestellt in Abb. 2.9. Die Produktion erfolgt über Prozesse, in denen ein Elektron bzw. Positron mit einem  $u$ - bzw.  $d$ -Quark aus dem Proton wechselwirkt und ein Squark bildet. Die Quarks in der Wechselwirkung tragen jedoch nicht den gesamten Impuls des einlaufenden Protons, sondern nur einen Impulsbruchteil  $x$ . Die Partondichteverteilungen  $u_v(x)$  und  $d_v(x)$  beschreiben den Anteil der  $u_v$ - bzw.  $d_v$ -Valenzquarks im Proton, die einen bestimmten Impulsbruchteil tragen. Der intrinsische Anteil schwerer Quarks im Proton ist bei hohen  $x$  vernachlässigbar klein, daher erwartet man dass  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda'_{1j1}$  die dominanten Kopplungen sind, auf welche die Elektron- bzw. Positron-Proton-Streuung sensitiv ist. Die Produktionswirkungsquerschnitte  $\sigma(e^\pm p \rightarrow \tilde{q})$  sind im Wesentlichen abhängig von der Größe der

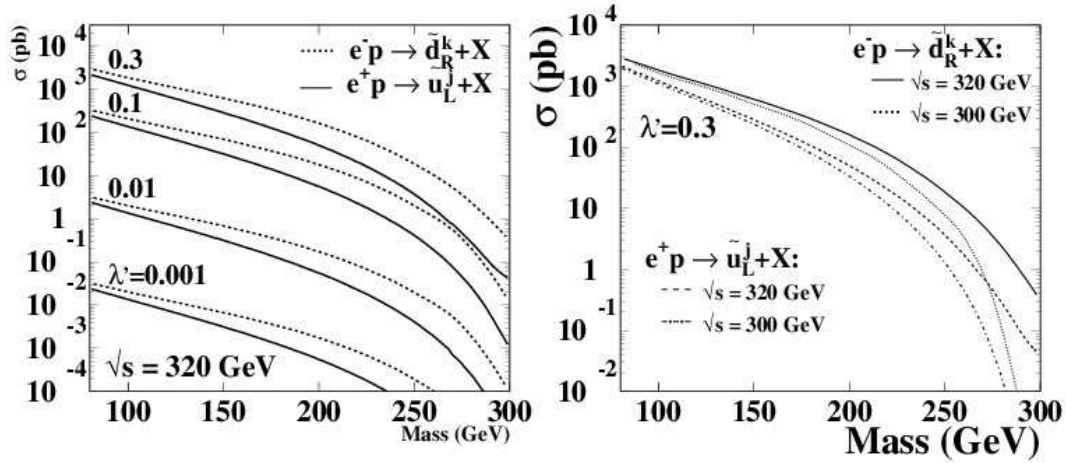


Abbildung 2.8: Produktionswirkungsquerschnitte der resonanten Erzeugung von  $\tilde{u}_L^j$  ( $\tilde{d}_R^k$ ) in  $e^+p$  ( $e^-p$ ) Streuung für verschiedene Werte von  $\lambda'$  und Abhängigkeit von  $\sqrt{s}$  [2]. Abhängig vom Wert der Kopplung  $\lambda'$  können sie sich um Größenordnungen unterscheiden.

Kopplung  $\lambda'_{ijk}$ , der Masse des erzeugten Squarks  $M_{\tilde{d},\tilde{u}}$  und den Partondichteverteilungen für  $u$ - und  $d$ -Quark [2].

$$\sigma(e^-p \rightarrow \tilde{d}_R^k) \sim |\lambda'_{11k}|^2 \cdot u_v(x = \frac{M_{\tilde{d}}^2}{s}) \quad (2.13)$$

$$\sigma(e^+p \rightarrow \tilde{u}_L^j) \sim |\lambda'_{1j1}|^2 \cdot d_v(x = \frac{M_{\tilde{u}}^2}{s}) \quad (2.14)$$

Die Wirkungsquerschnitte von  $\tilde{u}_L^j$  und  $\tilde{d}_R^k$  Produktion für unterschiedliche Werte der  $R_p$  Kopplung  $\lambda'$  sind in Abb. 2.8 dargestellt. Die Partondichteverteilung  $u_v(x)$  im Proton ist im gesamten Bereich von  $0.1 < x < 0.9$  größer als  $d_v(x)$ , d.h. es ist wahrscheinlicher, dass ein  $u$ -Quark an der Wechselwirkung teilnimmt. Daher sind die Wirkungsquerschnitte bei gleicher Kopplung in  $e^-p$  Streuung größer als in  $e^+p$  Streuung. Im rechten Teil der Abb. 2.8 sind die Produktionswirkungsquerschnitte für die beiden Schwerpunktsenergien von HERA ( $\sqrt{s} = 300$  GeV,  $\sqrt{s} = 320$  GeV) gezeigt. Diese Analyse betrachtet nur Daten, die bei  $\sqrt{s} = 320$  GeV genommen wurden, da sich die Produktionswirkungsquerschnitte um ein bis zwei Größenordnungen, gerade bei hohen Squarkmassen, unterscheiden. Die Kopplungen sind unterschiedlich sensitiv auf die in den Kollisionen verwendete Leptonart. In  $e^-p$ -Streuung würden Effekte der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  auftreten, während in  $e^+p$ -Streuung  $\lambda'_{1j1}$  die dominante Kopplung ist. Auch die erwarteten Endzustände hängen von der verwendeten Leptonart ab.

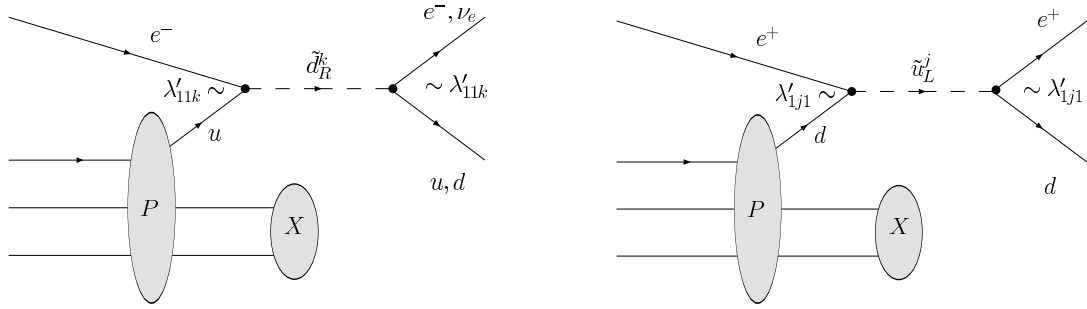


Abbildung 2.9:  $\tilde{R}_p$  Produktion von  $\tilde{d}_R^k$  und  $\tilde{u}_L^j$  in  $e^-p$  und  $e^+p$  Streuung bei HERA. Das Elektron fusioniert im Streuprozess mit einem Quark aus dem Proton zu dem Squark. Der Zerfall erfolgt hier wieder über die  $\tilde{R}_p$ -Kopplung. Das  $\tilde{u}_L^j$  zerfällt in Elektron und Quark, das  $\tilde{d}_R^k$  kann zusätzlich in Neutrino und Quark zerfallen.

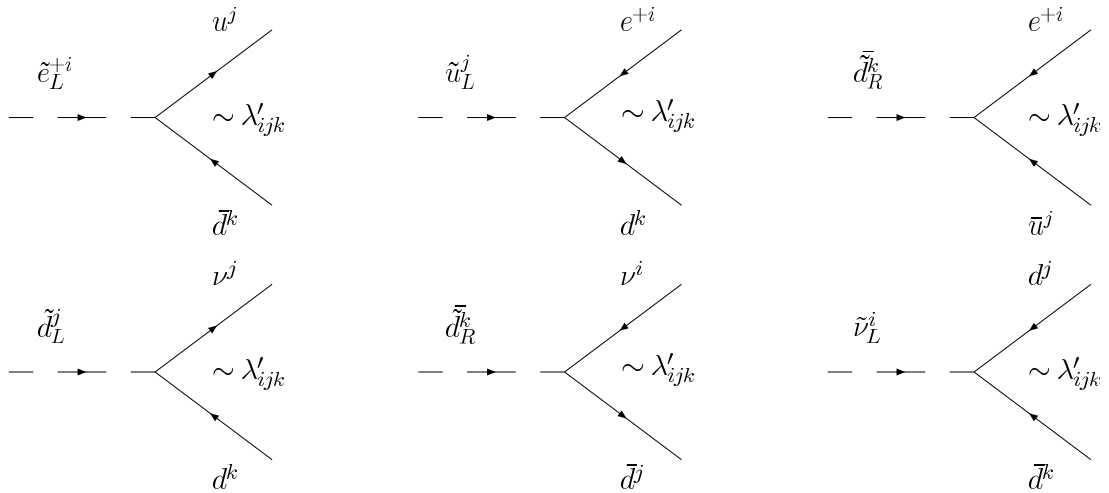


Abbildung 2.10:  $\tilde{R}_p$  Prozesse für  $\lambda'_{ijk} \neq 0$  entsprechend den Termen im  $\tilde{R}_p$  Superpotential (siehe Formel 2.12).

### 2.4.3 Massenspektrum im MSSM

In dem hier verwendeten Modell kann die Squarkmasse frei gewählt werden. Es wird angenommen, dass die Massen der Squarks degeneriert sind. Es wird ein Modell betrachtet, in dem die Squarkmasse zwischen 100 GeV und 290 GeV variiert wird.

Die Sleptonen können in diesem Modell in den Zerfällen der Squarks als virtuelle Teilchen auftreten. Es wird hier angenommen, dass ihre Massen den Squarkmassen entsprechen ( $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{l}}$ ).

In den Zerfällen der Squarks können auch die Superpartner der elektroschwachen Bosonen erzeugt werden. Mit den Parametern  $M_1, M_2, M_3$  werden in diesem Modell die Massen der Bosinos beschrieben. Durch Annahme der Vereinigung der Kopplungskonstanten (siehe Abb. 2.4) können sie über die folgende Relation verknüpft werden:

$$M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha} \sin^2 \theta_W \cdot M_2 = \frac{3\alpha_s}{5\alpha} \cos^2 \theta_W \cdot M_1 \quad (2.15)$$

Der Parameter  $M_3$  kann mit der Gluinomasse identifiziert werden. In dem hier betrachteten Modell sind die Gluinomassen größer als die Squarkmassen, daher ist der Beitrag durch Zerfälle über Gluinos in den Zerfallsketten von Squarks vernachlässigbar. Die Parameter  $M_1$  und  $M_2$  beschreiben die Massen der Superpartner der elektroschwachen Bosonen ( $\tilde{B}^0, \tilde{W}^{0,1,2}$ ). Die Superpartner der elektroschwachen Bosonen werden nicht direkt als Masseneigenzustände der Theorie erwartet, sondern mischen in der elektroschwachen Symmetriebrechung zu den Zuständen Photino ( $\tilde{\gamma}$ ), Wino ( $\tilde{W}^\pm$ ) und Zino ( $\tilde{Z}^0$ ). Die Superpartner der Higgs-Bosonen, die Higgsinos, besitzen die gleichen Quantenzahlen wie die elektroschwachen Bosinos, wodurch Mischungen zwischen diesen Zuständen auftreten.

In supersymmetrischen Theorien muss der Higgs-Mechanismus etwas modifiziert werden. Anstelle eines einzelnen skalaren Higgs-Bosons benötigt diese Theorie zwei Higgs-Supermultipletts, eines um den *up-type* Quarks Masse zu geben und eines für *down-type* Quarks und die geladenen Leptonen. Die Supermultipletts werden mit  $H_u = (H_u^+, H_u^0)$  und  $H_d = (H_d^0, H_d^-)$  bezeichnet.

Die beiden Supermultipletts nehmen Vakuumerwartungswerte  $\langle H_u \rangle = v_u$  und  $\langle H_d \rangle = v_d$  an, wodurch die elektroschwache Symmetrie gebrochen wird. Das Verhältnis der beiden Vakuumerwartungswerte  $\tan \beta$  ist ein freier Parameter in supersymmetrischen Modellen:

$$\tan \beta = \frac{v_u}{v_d} \quad (2.16)$$

Die Auswirkungen von  $\tan \beta$  auf die Top-Yukawa-Kopplungen [7] setzen eine untere Grenze auf  $\tan \beta \geq 1.2$ . Für große Werte von  $\tan \beta$  ( $\sim 10$ ) werden starke Mischungen unter den fermionischen Eigenzuständen erwartet. Das hier betrachtete Modell ist für  $\tan \beta = 2$ .

Der Massen der Higgs-Bosonen im MSSM werden durch den Higgs-Massenparameter  $\mu$  in der Lagrangefunktion charakterisiert. Durch diesen Parameter wird auch der Einfluss der Higgsmasse auf die bi- und trilinearen Kopplungen im MSSM beschrieben.

Durch Mischung der beiden neutralen Bosino-Zustände ( $\tilde{\gamma}^0, \tilde{Z}^0$ ) und der neutralen Higgsino-Zustände ( $\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$ ) werden vier neutrale Masseneigenzustände geformt, die als

Neutralinos ( $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ ) bezeichnet werden. Ebenso werden zwei geladene Masseneigenzustände durch Mischung der geladenen Winos ( $\tilde{W}^+, \tilde{W}^-$ ) und der geladenen Higgsinos ( $\tilde{H}^+, \tilde{H}^-$ ) gebildet und Charginos ( $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ ) genannt. Die Benennung der  $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$  und der  $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$  erfolgt nach ihren Massen geordnet. Die Massen von Neutralinos und Charginos und deren Zusammensetzung werden vollständig über die Parameter  $M_2, \mu$  und  $\tan\beta$  charakterisiert.

Abbildung 2.11 zeigt die dominanten Komponenten des leichtesten Neutralinos in der  $\mu M_2$ -Ebene bei festem Wert von  $\tan\beta = 2$ . Im Bereich  $\mu < -100$  GeV ist das  $\tilde{\chi}_1^0$  von seiner Photino-Komponente ( $\tilde{\gamma}$ ) dominiert, während im Bereich großer positiver  $\mu$  die Zino-Komponente ( $\tilde{Z}$ ) die Eigenschaften des  $\tilde{\chi}_1^0$  bestimmt. Die dominanten Komponenten bestimmen die Kopplungsstärke des Neutralinos. In Abb. 2.11 sind die Diagramme für die Kopplungen der einzelnen Neutralino-Komponenten dargestellt. Während ein Photino-dominiertes  $\tilde{\chi}_1^0$  mit der elektromagnetischen Kopplung koppelt, ist die Kopplung eines Zino-dominierten  $\tilde{\chi}_1^0$  proportional zur schwachen Kopplung  $g$ . In einem kleinen Bereich des Parameterraumes ist das leichteste Chargino leichter als das leichteste Neutralino, somit ist das LSP in diesem Bereich nicht neutral, sondern elektrisch geladen. Die analytischen Ausdrücke für die Neutralino- und Charginomassenmatrix finden sich in [7].

Abbildung 2.12 zeigt für den Parameterpunkt  $\tan\beta = 2$  und  $M_2 = 150$  GeV in Abhängigkeit von  $\mu$  die Massenspektren von Neutralinos und Charginos. Für einen kleinen Bereich von  $\mu$  bildet hier das Chargino und nicht das Neutralino das LSP. Die Masse des leichtesten Neutralinos bei  $\tan\beta = 2$  und  $\mu < -100$  GeV ist ungefähr  $\frac{M_2}{2}$ . Die Masse des nächstschwereren Neutralinos und des leichtesten Charginos entspricht in diesem Bereich ungefähr  $M_2$ .

Für die Parameterpunkte  $\tan\beta = 2$ ,  $\mu = -200$  GeV und  $M_2 = 80$  und  $150$  GeV wird in dieser Analyse ein Photino-dominiertes Neutralino erwartet. Die dominanten Zerfälle der Squarks werden über dieses Neutralino erwartet, abhängig vom Wert der Kopplung  $\lambda'_{ijk}$ . Die Squarkzerfälle über ein Photino-dominiertes Neutralino in diesem Modell sollen dominant zu Elektron und Multijet Signaturen im Endzustand führen. Eine Übersicht der weiteren zugänglichen Endzustände soll im Folgenden gegeben werden.

#### 2.4.4 Erwartete Endzustände für $R_p$ Supersymmetrie

Die dominanten Zerfälle von Squarks in  $R_p$  Supersymmetrie werden durch den Wert der jeweiligen Kopplung  $\lambda'_{ijk}$  im Vergleich zur elektromagnetischen, schwachen oder starken Kopplung und die Zusammensetzung und Masse der Neutralinos und Charginos bestimmt.

Am Beispiel eines Photino-dominierten Neutralinos (Abb. 2.11) lässt sich das folgendermaßen darstellen. Das Squark zerfällt in diesem Modell dominant über seinen Produktionsmechanismus ( $\tilde{q} \rightarrow e^\pm q$ ), wenn die Kopplung  $\lambda'_{ijk}$  stärker als die elektromagnetische Kopplung ist, wie in Abb. 2.13a dargestellt. Im umgekehrten Fall, d.h. wenn die Kopplung  $\lambda'_{ijk}$  kleiner als die elektromagnetische Kopplungsstärke ist, zerfällt das Squark dominant in ein Quark und ein Neutralino  $\tilde{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 q$  mit anschließendem Zerfall des Neutralinos (Abb. 2.13b). Hierbei tritt der  $R_p$ -Zerfall erst nach dem Zerfall des Neutralinos in ein Squark-Quark- oder Slepton-Lepton-Paar ( $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{f} f$ ) auf, weshalb eine hohe Multiplizi-

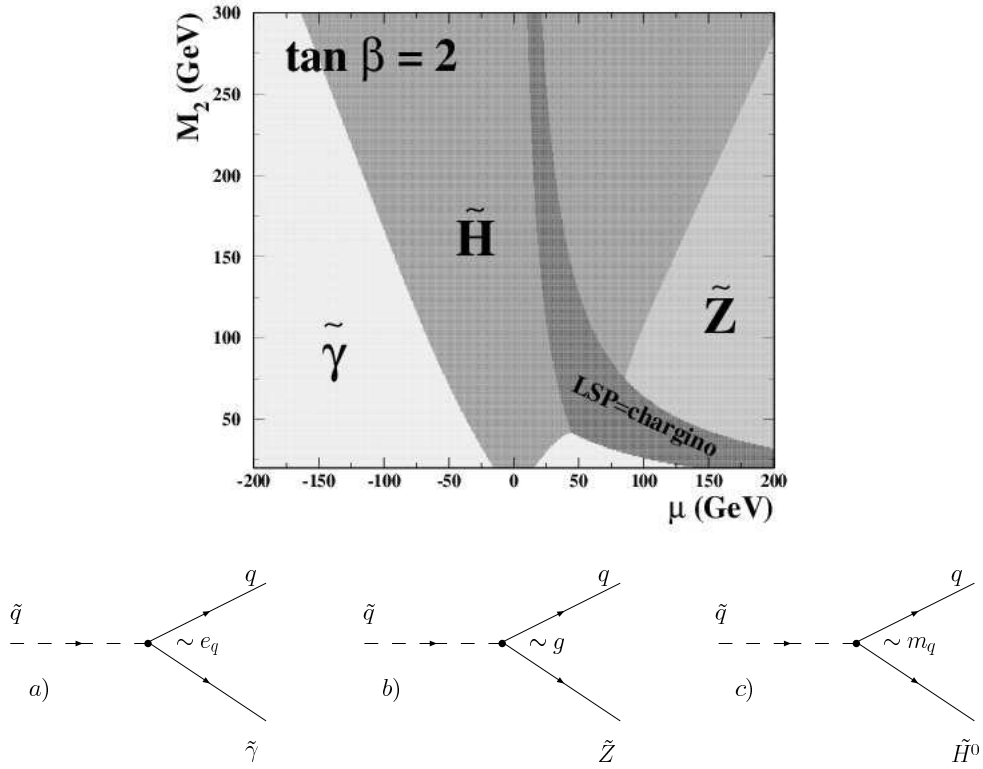


Abbildung 2.11: Dominante Beiträge zum leichtesten Neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  in der  $\mu M_2$  Ebene bei  $\tan \beta = 2$ . Die dominante Komponente bestimmt die Kopplungsstärke des Neutralinos. a) ( $\tilde{\gamma}$ ) Photino-dominiertes  $\tilde{\chi}_1^0$  koppelt elektromagnetisch, b) ( $\tilde{Z}^0$ ) Zino-dominiertes  $\tilde{\chi}_1^0$  koppelt schwach, c) ( $\tilde{H}^0$ ) Higgsino-dominiertes  $\tilde{\chi}_1^0$  koppelt proportional zu Massen [2]

tät von Elektronen und Jets in den Endzuständen zu erwarten ist. Diese Art von Zerfall wird im Folgenden als “direkter” Zerfall bezeichnet. Wenn darüberhinaus das Squark so schwer ist, dass es auch in schwerere Neutralinos bzw. Charginos zerfallen kann, entstehen Kaskadenzerfälle von Charginos und Neutralinos ( $\tilde{\chi}_i^{0,\pm} \rightarrow q \tilde{\chi}_j^{0,\pm}, l \tilde{\chi}_j^{0,\pm}$  mit  $i > j$ ), bevor das leichteste  $\tilde{\chi}_1^0$  über virtuelle Squarks oder Sleptonen in den  $R_p$  Zerfall geht. Kaskadenzerfälle führen sogar zu weitaus höheren Multiplizitäten von Leptonen und Jets im Endzustand, wie das Beispiel in Abbildung 2.13c zeigt.

**Topologische Einteilung in beobachtbare Kanäle** Die beschriebenen Prozesse lassen sich topologisch gemäß Tab. 2.3 in verschiedene beobachtbare Endzustände einteilen. Dabei werden Ereignisse in die Kanäle S1-S9 anhand von unterschiedlichen Multiplizitäten von Leptonen und Jets im Endzustand einsortiert. Beispiele zu den entsprechenden Prozessen sind durch Feynman Diagramme in Abb. 2.13 dargestellt. In Kanal S1 werden alle

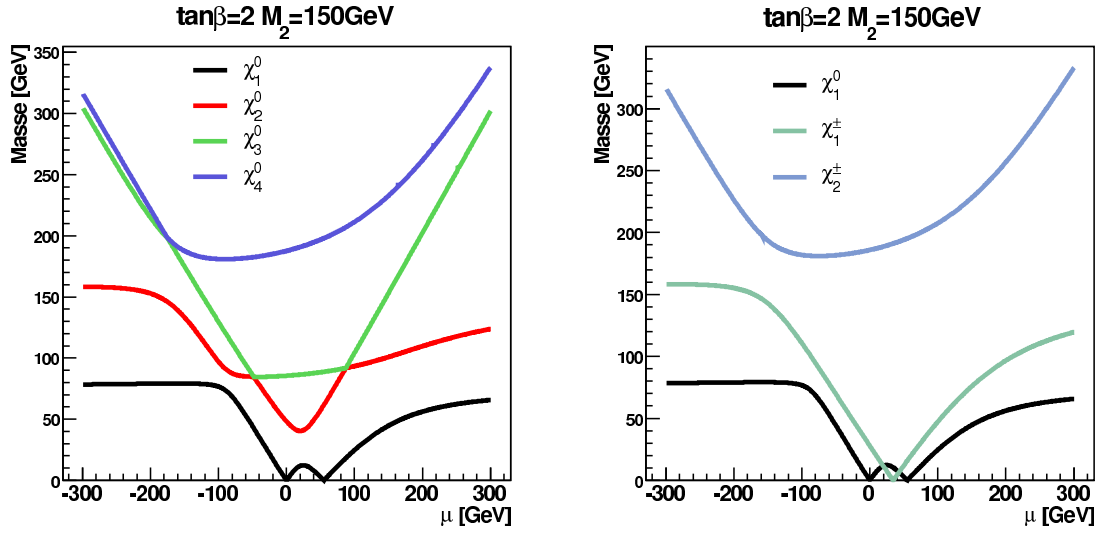


Abbildung 2.12: Massenspektren der Neutralinos (links) und Charginos (rechts) für  $\tan\beta = 2$  und  $M_2 = 150$  GeV in Abhängigkeit von  $\mu$ . In einem kleinen Bereich des Parameterraums ist das LSP elektrisch geladen.

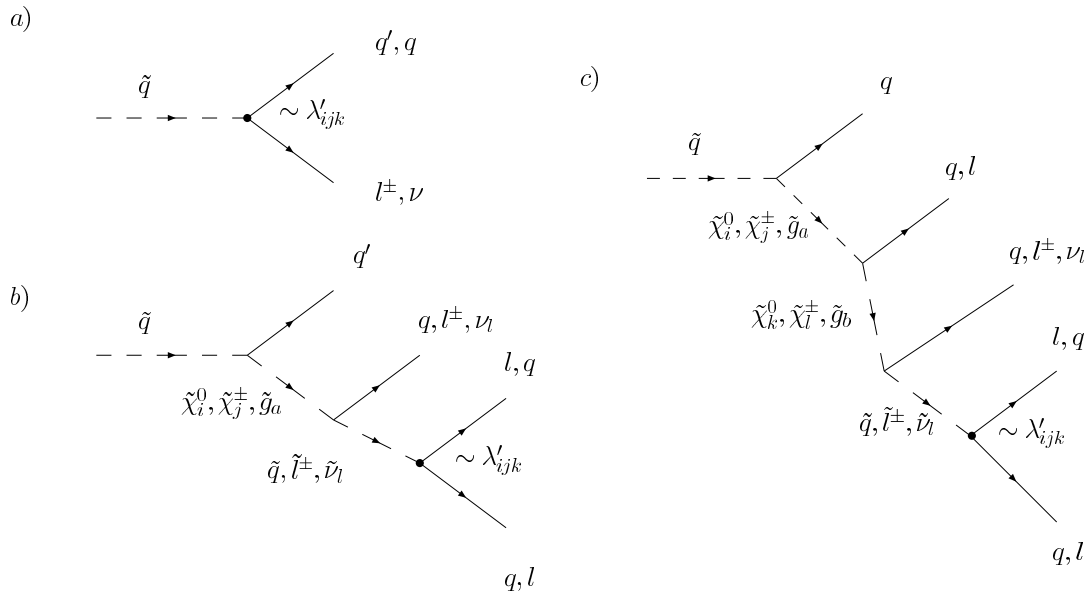


Abbildung 2.13: (a) Leptoquark ähnlicher Zerfall, (b) “direkter” Zerfall und (c) Kaskaden-Zerfall über Neutralinos, Charginos oder Gluinos



Ereignisse einsortiert, die genau ein Elektron mit hohem Transversalimpuls und genau einen hochenergetischen Jet enthalten. Der Endzustand Neutrino und Jet ist nur in  $e^-p$  Streuung möglich, da nur das dort gebildete  $\tilde{d}_R^k$  über die Terme im  $R_p$ -Superpotential (Gl. 2.10 bzw. Abb. 2.10) an Neutrinos koppeln kann, dieser Kanal wird S2 genannt. Die Kanäle S3 und S4 beinhalten genau ein Elektron und zwei oder mehr Jets, wobei unterschieden wird, ob einlaufendes und gemessenes Lepton dieselbe Ladung tragen. Der Kanal S3 enthält die richtig geladenen  $e^\pm MJ$  Ereignisse, der Kanal S4 enthält die falsch geladenen Ereignisse. Sollte zudem noch ein weiteres Lepton  $e$  bzw.  $\mu$  gemessen werden, so werden Ereignisse in den Kanal S6 bzw. S7 eingeordnet. Im Kanal S5 wird nach Ereignissen mit einem Neutrino und mehreren Jets gesucht, dies ist in  $e^-p$  und  $e^+p$  Streuung ein möglicher Endzustand. Sollte ein Neutrino, ein geladenes Lepton ( $e$  bzw.  $\mu$ ) und mehrere Jets gemessen werden, wird das Ereignis in den Kanal S8 bzw. S9 einsortiert. Damit sind alle möglichen Endzuständen abgedeckt, die im Detektor identifiziert werden können.

Die Anzahl der Zerfälle von Squarks in die einzelnen Kanäle im Verhältnis zu den Gesamtzerfällen ergibt das Verzweungsverhältnis in jeden Kanal. Die Summe der Verzweungsverhältnisse in alle Kanäle muss 100% ergeben. Daher muss auf Exklusivität der Ereignisse in den einzelnen Topologien geachtet werden, damit kein Ereignis doppelt gezählt wird.

Kanal	Zerfall	Endzustand
S1 $eq$	$\tilde{q} \xrightarrow{\lambda'} e^\pm q$	$e^\pm$ mit hohem $P_t$ und 1 Jet
S2 $\nu q$	$\tilde{q} \xrightarrow{\lambda'} \nu_e q$	$\nu$ und 1 Jet
S3, S4 $e^\pm MJ$	$\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\xrightarrow{\lambda'} e^\pm q \bar{q}}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow q \bar{q} Y} \xrightarrow{\lambda'} e^\pm q \bar{q}$	$e^-$ oder $e^+$ und mehrere Jets
S5 $\nu MJ$	$\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow q \bar{q} Y} \xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow \nu \bar{\nu} Y} \xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}$	$\nu$ und mehrere Jets
S6, S7 $elMJ$	$\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow l \bar{\nu}_l Y} \xrightarrow{\lambda'} e^\pm q \bar{q}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow l^+ l^- Y} \xrightarrow{\lambda'} e^\pm q \bar{q}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow e^+ e^- Y} \xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}$	$e^\pm$ und weiteres geladenes Lepton ( $e^\pm$ oder $\mu^\pm$ ) und mehrere Jets
S8, S9 $\nu l MJ$	$\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow l \nu_l Y} \xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow \nu \bar{\nu} Y} \xrightarrow{\lambda'} e q \bar{q}$ $\tilde{q} \rightarrow q \underbrace{X}_{\rightarrow \mu^+ \mu^- Y} \xrightarrow{\lambda'} \nu q \bar{q}$	geladenes Lepton ( $e^\pm$ oder $\mu^\pm$ ) und $\nu$ und mehrere Jets

Tabelle 2.3: Toplogien der Squarkzerfälle. X und Y bezeichnen Neutralinos bzw. Charginos, der  $\tilde{R}_p$ -Zerfall ist mit  $\xrightarrow{\lambda'}$  gekennzeichnet. In dieser Analyse werden die Elektron + Multijets Kanäle S3 und S4 betrachtet.

## 2.5 Vorgehensweise bei der Suche nach Supersymmetrie

In der Suche nach neuer Physik soll eine möglichst reine Stichprobe in den Daten ausgewählt werden, welche die neue Physik enthalten könnte. Die Endzustände in SUSY-Ereignissen entsprechen aber weitgehend den Endzuständen, die durch bekannte SM-Prozesse entstehen. Diese Prozesse stellen daher signalartigen SM-Untergrund zur Suche nach Supersymmetrie dar. Anhand einer Simulation der SM- und SUSY-Prozesse werden Schnitte auf die kinematischen Verteilungen bestimmt, die für ein hohes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis in der Selektion sorgen. Dies wurde bereits in [2] durchgeführt für den Zeitraum der Datennahme 1998-99 (1999-2000) für  $e^-p$  ( $e^+p$ )-Streuung. In dieser Analyse werden im Wesentlichen die Schnitte übernommen und der Einfluss auf die Effizienz des SUSY-Signals gezeigt. Neben Untergrundereignissen aus SM-Prozessen können auch Ereignisse aus Nicht-ep-Physik in die Selektion gelangen. In Kapitel 4.1 wird die Datenqualität besprochen und die Vorkehrungen gegen Nicht-ep-Untergrund behandelt. Dieses Kapitel soll Einblick in die verwendeten Monte-Carlo-Methoden liefern.

### 2.5.1 Generation von Signal und Untergrund

Der Vergleich der Daten mit den Theorie-Vorhersagen erfolgt durch sogenannte Monte-Carlo-Generatoren (MC). Die Erzeugung einer MC-Vorhersage geschieht in drei Schritten:

**Generation von Ereignissen** Die MC-Generatoren erzeugen anhand einer theoretischen Beschreibung der für einen Prozess relevanten Physik die Teilchen im Endzustand der ep-Streuung. Eine statistische Beschreibung wird durch die Verwendung von Monte-Carlo-Zufallszahlen erreicht. Für die Teilchen im Endzustand werden damit Vierervektoren erzeugt, welche die kinematischen Verteilungen der generierten Prozesse wiedergeben.

**Simulation von generierten Ereignissen** Die generierten Ereignisse werden dann in eine Detektor-Simulation gegeben, welche die gesamte Information über die Geometrie des Detektors enthält. Das gesamte Wissen über die Interaktion der Teilchen mit dem Material im Detektor wird benutzt, um die Rückantwort des Detektors auf die einfallenden Teilchen zu erhalten. Die Erzeugung von Teilchenspuren in den Spurkammern und die Deposition der Teilchenenergien im Kalorimeter, d.h. die Bildung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern beim Durchgang der Teilchen durch Materie bilden den Schwerpunkt der Simulation. Die Software H1SIM wird für die Simulation in dieser Analyse benutzt. Für die Simulation der Wechselwirkung von Teilchen mit Material im Detektor wird die GEANT3-Simulation [16] verwendet.

**Rekonstruktion der simulierten Ereignisse** Der letzte Schritte in der Erzeugung von MC-Vorhersagen besteht in der Rekonstruktion von Trajektorien, Impulsen und Energien

der Teilchen anhand der Detektorantwort in der Simulation. Die verwendeten Algorithmen sind identisch mit denen, die zur Rekonstruktion der gemessenen Daten benutzt werden. Das Programm H1REC leistet die Rekonstruktion von Daten und MC.

### 2.5.2 Verwendete Monte-Carlo Generatoren

Die folgenden Generatoren wurden in der Analyse verwendet, um Ereignisse für die unterschiedlichen Prozesse zu generieren:

PYTHIA[17] generiert Photoproduktionsereignisse für  $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$

RAPGAP[18] generiert neutrale Ströme in tiefinelastischer Streuung für  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$

DJANGO[19] generiert geladene Ströme in tiefinelastischer Streuung für  $Q^2 > 100 \text{ GeV}^2$

EPVEC[20] generiert die Produktion von reellen W-Bosonen im SM (Feynman-Diagramme erster Ordnung)

Die oben genannten Generatoren werden benutzt um eine SM-Erwartung zu berechnen, die mit den Daten verglichen werden kann. Auf diese Weise kann das Standardmodell der Teilchenphysik überprüft werden. Dazu werden Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität generiert, welche die Luminosität der Daten (siehe Tab. 3.1) um zwei bis drei Größenordnungen übersteigt. Dadurch kann der statistische Fehler auf die SM-Erwartung in der Selektion gering gehalten werden. Durch die Generation von MC-Ereignissen für verschiedene Datennahmeperioden können unterschiedliche Betriebskonditionen in Betracht gezogen werden.

Für die Suche in den Elektron und Multijets Kanäle S3 und S4 wird der dominante SM-Untergrund aus Ereignissen des neutralen Stromes erwartet. Photoproduktionsereignisse können einen kleinen Beitrag liefern, wenn in Multijet-Ereignissen ein hadronisches Teilchen als Elektron misidentifiziert wird. Aus den Prozessen des geladenen Stromes und der W-Produktion wird in diesen Kanälen nur ein geringfügiger Beitrag erwartet.

Der SUSYGEN3 [21] Generator wird in dieser Analyse benutzt, um Produktion und Zerfall supersymmetrischer Teilchen zu simulieren und Verzweigungsverhältnisse in Abhängigkeit von untersuchter Squarkmasse, den Neutralino- und Charginomassen und der  $\tilde{R}_p$ -Kopplung  $\lambda'$  zu berechnen. Die Massen der Squarks und Sleptonen werden in diesem Modell als degeneriert angenommen  $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{l}}$  und können frei gewählt werden.

## 3 Das Experiment H1 am HERA-Speicherring bei DESY

### 3.1 Der HERA-Speicherring

HERA (**H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage) ist ein Elektron-Proton-Speicherring, der es ermöglicht beide Teilchensorten bei hohen Energien frontal zur Kollision zu bringen. Durch Analyse der Streuprozesse kann die Struktur des Protons untersucht und die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik getestet werden. Die ringförmige Anlage hat einen Umfang von  $U = 6.3\text{ km}$  und befindet sich am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg. Sie besitzt zwei Strahlrohre für die separate Beschleunigung der beiden Teilchensorten. Abbildung 3.1 zeigt einen schematischen Plan der Vorbeschleuniger auf dem DESY-Gelände und die Lage der vier Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA-B am HERA-Ring.

Die Beschleunigung der Teilchen bis zu ihrer Maximal-Energie geschieht in mehreren Stufen. Für den Protonenstrahl werden negativ geladene Wasserstoffionen in einem Linearbeschleuniger (LINAC-III) auf 50 MeV vorbeschleunigt. Beim Übergang in DESY-III werden sie durch eine dünne Folie geleitet, wodurch sie ihre Elektronen verlieren. Übrig bleiben Protonen, die mit DESY-III und PETRA-II sukzessiv bis auf eine Energie von 40 GeV beschleunigt werden, bevor Sie dann über Kickermagneten in den HERA-Protonring injiziert werden. Hier werden sie dann auf ihre maximale Energie von  $E_p = 920\text{ GeV}$  beschleunigt<sup>1</sup>. Ebenso durchlaufen die Elektronen nach ihrer thermoelektrischen Erzeugung verschiedene Beschleunigungsphasen (LINAC-I/II, DESY-II, PETRA-II) vor der Injektion in den HERA-Elektronring bei einer Energie von 12 GeV und die darauf folgende Endbeschleunigung auf  $E_e = 27.5\text{ GeV}$ . Für Teilchenkollisionen steht dann eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 320\text{ GeV}$  zur Verfügung.

Die Teilchen werden in Paketen, den sogenannten *bunches*, mit je  $10^{10}$  Teilchen jeweils für Elektronen und Protonen in HERA angeordnet. Der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Paketen beträgt 96 ns und führt zu einer *bunch crossing* Rate von 10.4 MHz. Dies ist die Rate mit der sich die Elektron- und Protonpakete durchdringen. Die Rate der auftretenden ep-Streuprozesse ist wesentlich geringer.

Die maximal erreichbare Elektronenergie wird durch die mit der Strahlenergie anwachsende Synchrotronstrahlung beschränkt, während die Protonenergie durch die maximal erreichbaren Magnetfeldstärken eingeschränkt wird. Die Faustformel für die Beschleunigung von Protonen in Kreisbeschleunigern lautet  $P = 0.3 \cdot B \cdot R$ , wobei  $B$  die Magnetfeldstärke in Tesla,  $R$  der Radius des Synchrotron-Ringes in Metern und  $P$  der Impuls auf

---

<sup>1</sup>Bis zum Jahr 1998 betrug die maximale Energie der Protonen  $E_p = 820\text{ GeV}$ .

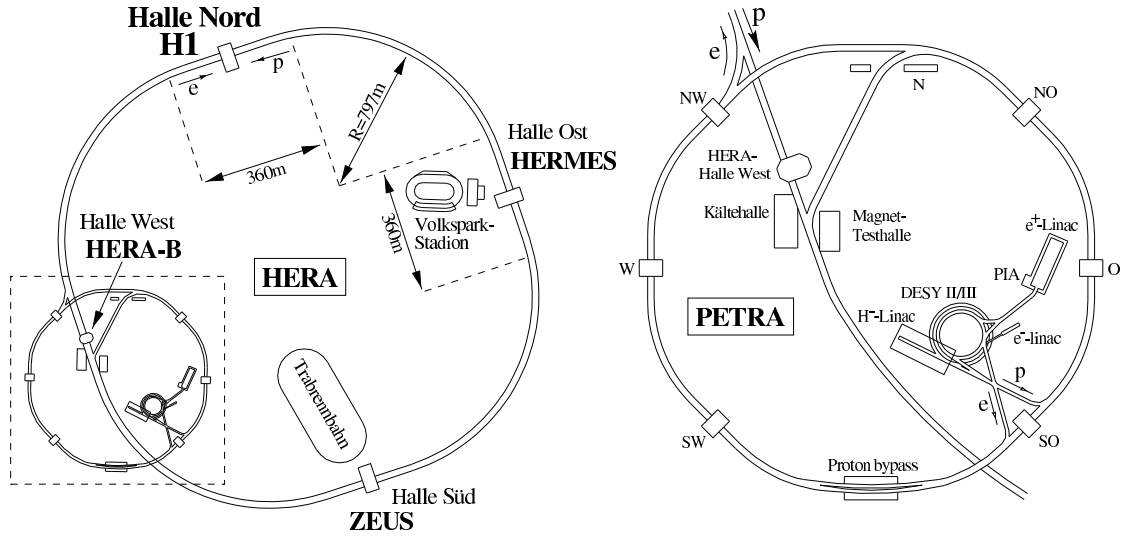


Abbildung 3.1: Im rechten Teil der Abbildung sind die Vorbeschleuniger auf dem DESY-Gelände schematisch dargestellt, links ist der HERA-Ring und die Lage der Experimente H1, ZEUS, HERMES und HERA-B an den vier Wechselwirkungspunkten gezeigt.

der Kreisbahn in GeV, bzw. für relativistische Teilchen die Energie ist. Die Synchrotronverluste dominieren für Elektronen, da die pro Umlauf abgestrahlte Energie pro Elektron  $\Delta E \sim \frac{E^4}{M^4}$  ist und somit  $\approx 10^{13}$  mal größer als für Protonen.

## 3.2 Das Experiment H1

Das H1-Experiment ist als Mehrzweckdetektor, zur Identifikation der Teilchen im Endzustand der ep-Streuung, gebaut worden. Bei der Planung des H1-Experimentes wurde besonderer Wert darauf gelegt, das gestreute Elektron mit hoher Präzision zu identifizieren. Auf Grund der Asymmetrie in den Energien der einlaufenden Teilchen besitzt der H1-Detektor einen asymmetrischen Aufbau. Fast der gesamte Raumwinkelbereich um den nominellen ep-Wechselwirkungspunkt wird abgedeckt. Im folgenden Teil wird das Koordinatensystem des Detektors eingeführt und ein Überblick über die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors gegeben.

### 3.2.1 Das Koordinatensystem im H1-Detektor

Für die Koordinaten im H1-Detektor wird ein kartesisches Koordinatensystem benutzt. Das Koordinatensystem wird so gewählt, das die  $z$ -Achse entlang der Protonenrichtung<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Im Folgenden wird die Richtung entlang des Protonenimpulses als Vorwärtsrichtung bezeichnet, die Richtung des Elektronenimpulses entsprechend als Rückwärtsrichtung.

verläuft, die  $x$ -Achse in die Mitte des HERA-Ringes zeigt und die  $y$ -Achse vom Erdmittelpunkt weg nach oben. Der nominelle Wechselwirkungspunkt (WWP) bildet den Ursprung des Koordinatensystems. Für die Beschreibung der Ereigniskinematik sind Polarkoordinaten zweckmäßig. Der Polarwinkel  $\theta$  wird vom WWP aus relativ zur Protonstrahlrichtung gemessen und der Azimuthalwinkel  $\phi$  verläuft von der  $x$ -Achse im Uhrzeigersinn aufwärts. Die  $r\phi$ -Ebene entspricht damit der  $xy$ -Ebene, also der Transversalebene, wobei  $r$  den radialen Abstand zur Symmetrieachse  $z$  des Detektors angibt.

Eine weitere praktische Größe ist die Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2) . \quad (3.1)$$

Der Vorteil in der Verwendung dieser Größe besteht darin, dass sich die Pseudorapidität unter Lorentztransformationen entlang der  $z$ -Achse linear transformiert. Pseudorapiditätsdifferenzen  $\Delta\eta$  sind damit invariant unter Lorentztransformationen entlang der  $z$ -Achse. Im Folgenden wird  $\eta$  daher auch verwendet, um Distanzen in der Pseudorapiditäts-Azimuthalwinkel-Ebene ( $\eta\phi$  Ebene) auszudrücken. Der invariante Abstand in der  $\eta\phi$ -Ebene ist definiert als

$$R_{\eta\phi} = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} . \quad (3.2)$$

### 3.2.2 Aufbau des H1-Detektors

Eine schematische Skizze des H1-Detektors ist in Abb. 3.2 dargestellt. Eine genaue Beschreibung des H1-Detektors findet sich in [22, 23]. Über die Strahlrohre (1) gelangen Protonstrahl (von rechts) und Elektronstrahl (von links) in den Detektor. Am Eintrittspunkt in den Detektor befinden sich zusätzliche Strahlfokussier- und supraleitende Kompensationsmagnete (7) mit Heliumkühlung (8). Um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum befindet sich das zentrale Spurkammersystem (2), das aus Jet-, Drift- und Proportionalkammern aufgebaut ist. Im vorderen Bereich befinden sich Vorwärts-Spurkammern (3). Die Spurkammersysteme werden von dem Flüssig-Argon-Kalorimeter umgeben, wobei zwischen elektromagnetischem (4) und einem hadronischen Teil (5) unterschieden wird. Das Kalorimeter wird von einer supraleitenden Spule (6) umgeben, die ein starkes homogenes Magnetfeld von  $B \approx 1.15$  T im Inneren des Detektors erzeugt. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter ist in einem Kryostaten (15) eingebettet. Außen wird das Magnetfeld über ein Eisenjoch zurückgeführt. Das Eisenjoch (10) selbst ist instrumentiert mit sogenannten Streamerröhren und bietet die Möglichkeit zur Identifikation von Myonen. Zum Nachweis von Myonen im Vorwärtsbereich befindet sich im Anschluss an das Vorwärtskalorimeter (13) ein Toroid-Magnet (11) mit zwei Myon-Kammern (9). Im Rückwärtsbereich befindet sich das Spaghetti-Kalorimeter (12) zur Messung des gestreuten Elektrons bei kleinen Streuwinkeln. Um den Detektor herum befinden sich Betonabschirmungen (14). Die in der Analyse benutzten Komponenten sollen im Folgenden in Aufbau und Funktionsweise beschrieben werden.

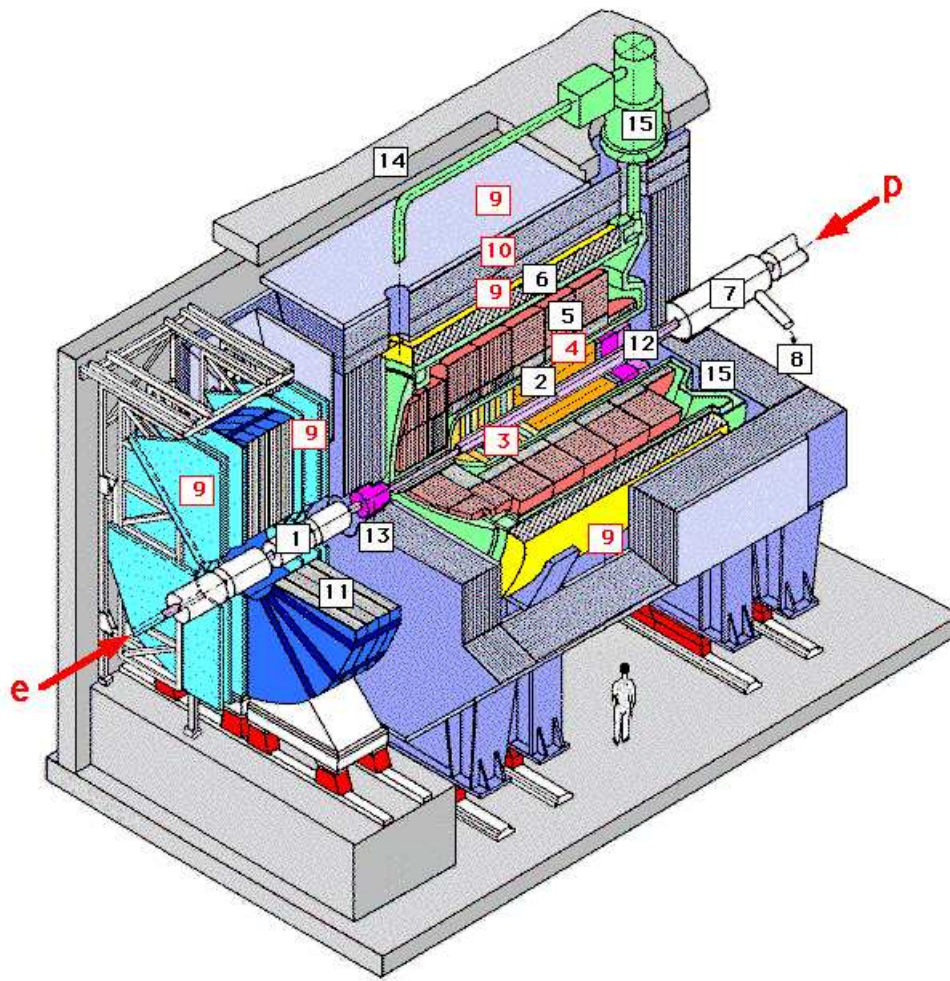


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des H1-Detektors, die Komponenten werden in der Legende entsprechend ihrer Nummerierung benannt.

Nummer	Komponente
1.	Strahlrohr und Strahlmagnete
2.	Zentrale Spurenkammer
3.	Vorwärtsspurenkammer und Übergangsstrahlungsmodul
4.	Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei, Flüssig Argon)
5.	Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl, Flüssig Argon)
6.	Supraleitende Spule (1,2 T)
7.	Kompensationsmagnet
8.	Helium-Kälteanlage
9.	Myon-Kammer
10.	Instrumentiertes Eisen (Eisenplatte + Streamerröhren-Detektoren)
11.	Myon-Toroid-Magnet
12.	warmes Kalorimeter (Spacal)
13.	Vorwärts-Kalorimeter
14.	Betonabschirmung
15.	Flüssig-Argon-Kryostat



### 3.2.3 Kalorimeter

**Das Flüssig-Argon-Kalorimeter** Die Energiemessung, der in ep-Kollisionen entstehenden Teilchen, erfolgt im H1-Detektor für den Polarwinkelbereich  $5^\circ < \theta < 156^\circ$  über das Flüssig-Argon-Kalorimeter (**LAr**<sup>3</sup>), welches das gesamte Spurkammersystem in diesem Bereich umgibt. Die Funktionsweise des LAr-Kalorimeters basiert auf dem Sampling-Prinzip, bei dem abwechselnd aktive Schichten und Absorberschichten benutzt werden. In den aktiven Schichten werden durch den Einfall elektromagnetischer Teilchen freie Ladungsträger erzeugt. Als aktives Material benutzt das H1-Kalorimeter flüssiges Argon. Aus diesem Grund ist das gesamte LAr-Kalorimeter in einem Kryostaten untergebracht. Für die Absorberschichten wird ein Material benutzt, in dem die einfallenden Teilchen mit hoher Wahrscheinlichkeit wechselwirken, um die dabei entstehenden Schauerteilchen vermessen zu können. Das Kalorimeter ist aufgeteilt in zwei Bereiche. Das elektromagnetische Kalorimeter bildet den inneren Teil des Kalorimeters, das von dem hadronischen Kalorimeter umschlossen wird. Da die Wechselwirkung elektromagnetischer und hadronischer Teilchen in Materie unterschiedliche Prozesse sind, unterscheidet sich der Aufbau des Kalorimeters in diesen beiden Bereichen.

Im elektromagnetischen Teil wird Blei als Absorbermaterial verwendet, welches eine Strahlungslänge<sup>4</sup> von  $X_0 \approx 0.56 \text{ cm}$  besitzt. Die Tiefe des elektromagnetischen Teils variiert in Abhängigkeit von  $\theta$  zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Dadurch ist sichergestellt, dass die Energie elektromagnetischer Teilchen in diesem Teil des Kalorimeters vollständig erfasst wird. Die Auflösung der Energiemessung wurde in Teststrahlungsmessungen bestimmt und beträgt im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters

$$\frac{\sigma(E_{em})}{E} = \frac{11\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 1\% . \quad (3.3)$$

Dagegen wird im hadronischen Teil eine Stahllegierung als Absorbermaterial verwendet. Das gesamte Kalorimeter besitzt eine Tiefe von etwa  $4.5\lambda - 8\lambda$ <sup>5</sup> und soll die Energien der in ep-Kollisionen entstehenden Hadronen komplett messen können. Das Kalorimeter ist nicht-kompensierend, d.h. Hadronen werden gegenüber elektromagnetischen Teilchen mit einer kleineren Energie gemessen ( $\frac{E}{\pi} \approx 1.35$  bei 10 GeV). Dies wird in der Offline-Rekonstruktion durch Analyse der Schauerverform und anschließender Umgewichtung korrigiert. Die Auflösung der Energiemessung beträgt für hadronische Teilchen

$$\frac{\sigma(E_{had})}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \oplus 2\% . \quad (3.4)$$

Das LAr-Kalorimeter besteht aus acht Rädern, die jeweils wiederum in Oktanten unterteilt sind. Die Absorberplatten und Schichten aktiven Materials sind derart angeordnet, dass Teilchen vom nominellen Wechselwirkungspunkt aus in die Schichten unter einem Winkel von mehr als  $45^\circ$  eindringen. Die Abb. 3.3 zeigt die obere Hälfte der acht Räder,

<sup>3</sup>Liquid Argon Calorimeter

<sup>4</sup>Die Strahlungslänge  $X_0$  charakterisiert die Eindringtiefe elektromagnetischer Teilchen in Materie.

<sup>5</sup>Die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  charakterisiert die Eindringtiefe hadronischer Teilchen in Materie.

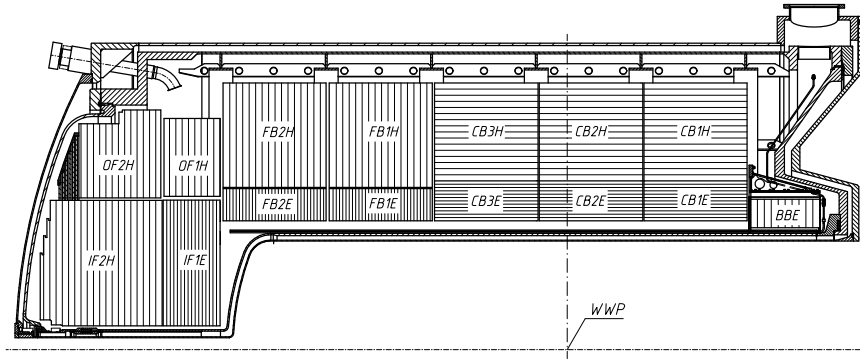


Abbildung 3.3: Longitudinaler Schnitt durch das LAr-Kalorimeter. Die Benennung der acht Räder im Vorwärts-, Zentral-, und Rückwärtsbereich und Unterteilung in elektromagnetischen und hadronischen Teil.

die das Kalorimeter bilden. Die Ausrichtung der Schichten ist im Zentralbereich parallel zur  $z$ -Achse, im Vorwärts- und Rückwärtsbereich senkrecht dazu. Die Segmentierung der Räder in Oktanten im Zentralbereich und deren Lage in der Transversalebene zeigt Abb. 3.4. Um eine präzise Ortsmessung deponierter Energien durchführen zu können ist das gesamte Kalorimeter fein segmentiert in Kalorimeterzellen. Die hohe Granularität ermöglicht die Auslese der Kalorimeterinformation über etwa 45000 Kanäle, wodurch die Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern auf Grund ihrer Form ermöglicht wird.

**Das Spaghetti-Kalorimeter** Das Spaghetti-Kalorimeter (**SpaCal**) deckt den Polarwinkelbereich  $153^\circ < \theta < 177.5^\circ$  ab. Ebenso wie das LAr besitzt es einen elektromagnetischen und hadronischen Teil. Da es aus in Blei eingebetteten szintillierenden Glasfasern aufgebaut ist, bedarf es keiner speziellen Kühlung, wie das LAr, und wird daher auch warmes Kalorimeter genannt. Das SpaCal liefert wichtige Informationen für Teilchen im Rückwärtsbereich des Detektors, besonders zur Identifikation des gestreuten Elektrons in tiefinelastischen Ereignissen mit kleinen Impulsüberträgen  $Q^2 \leq 100 \text{ GeV}^2$ . Die geometrische Akzeptanz erlaubt eine Bestimmung des Impulsübertrags ab  $Q^2 > 4 \text{ GeV}$ . In Ereignissen mit kleineren  $Q^2$  verschwindet das Elektron ungemessen im Strahlrohr.

### 3.2.4 Spurkammersystem

Das Spurkammersystem liefert Informationen über Teilchenspuren im Bereich  $5^\circ < \theta < 178^\circ$ . Abbildung 3.5 zeigt einen longitudinalen Schnitt durch das Spurkammersystem von H1 und zeigt die Lage der einzelnen Komponenten. Durch das angelegte Magnetfeld werden geladene Teilchen auf eine Kreisbahn in der Transversalebene gezwungen. Dadurch können die Impulse der Teilchen aus den Spurinformatoren bestimmt werden. Weiterhin können der Energieverlust  $-\frac{dE}{dx}$  geladener Teilchen und der Ereignisvertex  $z_{vertex}$  aus

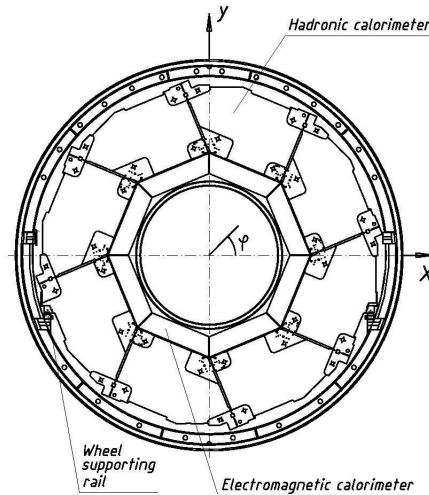


Abbildung 3.4: Transversaler Schnitt ( $r\phi$ ) durch das LAr Kalorimeter mit Lage der Oktanten und der nicht instrumentierten Übergänge.

den Informationen rekonstruiert werden. Auf Grund der Asymmetrie in den Strahlenergien der kollidierenden Teilchen, werden viele Teilchen bei kleinen Winkeln  $\theta$  erzeugt. Aus diesem Grund besitzt der H1-Detektor getrennte Systeme für die Spurmessung im Vorwärts- und Zentralsbereich.

### Zentrales Spurkammersystem (CTD<sup>6</sup>)

**CST<sup>7</sup>** Direkt im Anschluss an das Strahlrohr umschließt ein Siliziumzähler [24] den Wechselwirkungspunkt, um eine präzise Messung von Ereignisvertex und Sekundärvertices zu ermöglichen. Er besteht aus zwei Lagen von Siliziumstreifen-Detektoren, die in transversaler Richtung eine Auflösung von etwa  $40\mu\text{m}$  erreichen und damit eine Bestimmung von Sekundärvertices von Zerfällen schwerer Quarks (*charm* und *beauty*) ermöglichen.

**CJC1,CJC2<sup>8</sup>** Die zentralen Jet-Kammern CJC1 und CJC2 bilden die Hauptkomponenten des zentralen Spurkammersystem. Die mit einer Gasmischung gefüllten, hohlzylindrischen Driftkammern besitzen parallel zur Strahlachse gespannte vergoldete Signaldrähte, an denen beim Durchgang geladener Teilchen eine Ladung deponiert wird. Durch Messung der Driftzeit der Ladungsträger an Drähte, erreichen sie ein räumliches Auflösungsvermögen von  $\sigma_{r\phi} = 170\mu\text{m}$  in der  $r\phi$  Ebene. Die Spurkammern befinden sich innerhalb eines homogenen Magnetfeldes, dessen Magnetfeldlinien parallel zur Strahlachse  $z$  verlaufen. Die Lorentzkraft bewirkt, dass geladene Teilchen dadurch auf eine Kreisbahn in

<sup>6</sup>Central Tracking Detector

<sup>7</sup>Central Silicon Tracker

<sup>8</sup>Central Jet Chamber

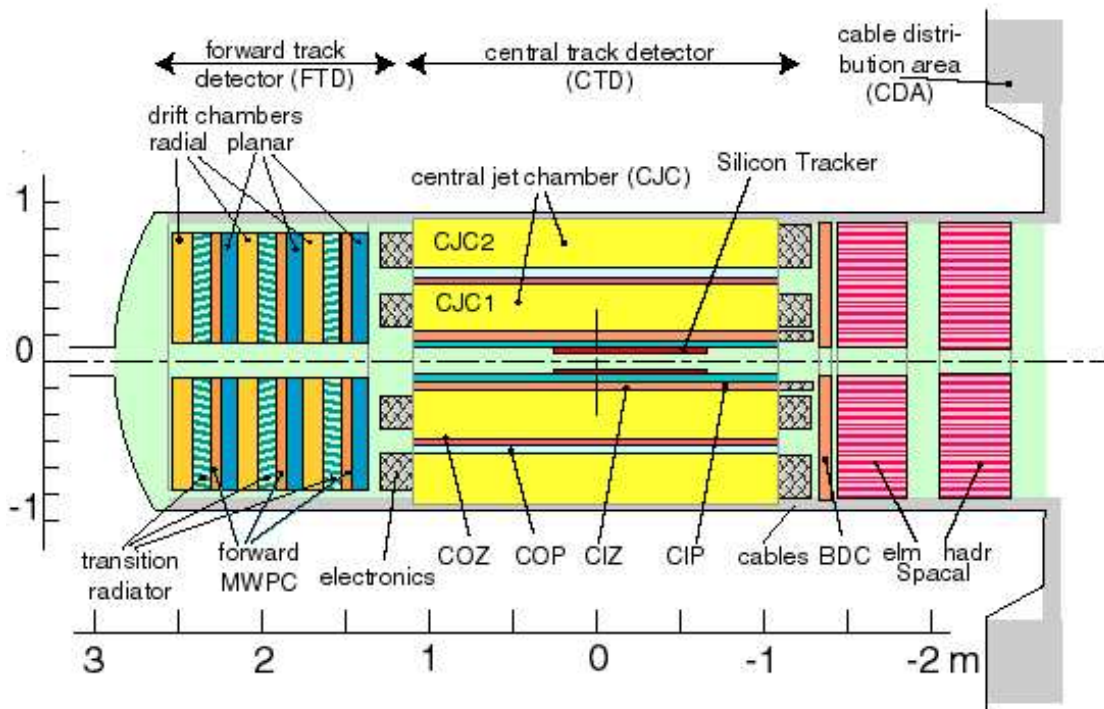


Abbildung 3.5: Dargestellt ist ein longitudinaler Schnitt durch das zentrale Spurkammer-system des H1-Detektors in HERA-1. Von besonderer Wichtigkeit ist die Spurmessung in CJC1 und CJC2.

der  $r\phi$  Ebene gezwungen werden. Dadurch kann der Transversalimpuls eines Teilchens bestimmt werden. Dafür muss die Messung der Spurpunkte mit größtmöglicher Genauigkeit erfolgen. Die Messung des Transversalimpulses erfolgt mit einer Auflösung von  $\sigma_{P_t}/P_t^2 = 0.01 \text{ GeV}^{-1}$ . Durch Vergleich der Ladungen an beiden Enden eines Drahtes, kann auch die  $z$ -Koordinate des Teilchendurchgangs auf dem Draht bis auf etwa 22 mm genau bestimmt werden [22].

**CIP2000**<sup>9</sup> Vom Strahlrohr aus befindet sich vor der CJC1 die Proportionalkammer CIP2000, die der schnellen  $z$ -Vertexrekonstruktion dient. Diese Informationen benötigt das H1-Triggersystem zur Datennahme. Nur Ereignisse, in denen der Vertex innerhalb eines bestimmten Bereichs um den nominellen Wechselwirkungspunkt gemessen wird, werden aufgezeichnet.

<sup>9</sup>Central Inner Proportional Chamber

**COZ<sup>10</sup>** Neben der COP befindet sich zwischen CJC1 und CJC2 auch die COZ, eine Driftkammer, deren Signaldrähte im Gegensatz zu den anderen Spurkammern in radialer Richtung verlaufen. Durch eine Messung der Driftzeit der Ladungsträger kann die  $z$ -Koordinate mit einer Auflösung von  $\sigma_z = 350\mu\text{m}$  bestimmt werden.

**Vorwärts-Spurkammersystem (FTD<sup>11</sup>)** Im Vorwärtsbereich befinden sich drei Supermodule, die das Vorwärts-Spurkammersystem bilden. Sie sind ihrerseits jeweils aus einer Driftkammer und einem Übergangsstrahlungsdetektor aufgebaut. Der FTD deckt den Winkelbereich  $7^\circ < \theta < 25^\circ$  ab. Teilchen, die bei Durchgang durch die Endkappe der CJC mit totem Material wechselwirken, können dabei Sekundärteilchen erzeugen. Dies führt zu Ereignissen mit vielen Spuren, wodurch nicht auflösbare Mehrdeutigkeiten in der Rekonstruktion entstehen. Die Effizienz der Spurrekonstruktion im FTD liegt bei etwa 40%, da die Rekonstruktion nur eine beschränkte Anzahl an Treffern benutzen kann. In dieser Analyse wird keine Spurmessung des FTD verwendet.

### 3.2.5 Myon-System

Der H1-Detektor verfügt über zwei separate Systeme zur Identifikation von Myonen.

**FMD<sup>12</sup>** Das Vorwärts-Myon-System deckt den Polarwinkelbereich  $3^\circ < \theta < 17^\circ$  ab. Es besteht aus zwei Myon-Kammern, die jeweils aus drei Driftkammern aufgebaut sind. Zwischen den beiden Myon-Kammern befindet sich ein Toroid-Magnet, der die Bestimmung der Transversalimpulse von Myonen aus ihrer Ablenkung im Magnetfeld ermöglicht.

**CMD<sup>13</sup>** Dem zentralen Myon-System dient das mit Streamerröhren instrumentierte Eisenjoch zur Identifikation von Myonen. Es besteht aus zehn Lagen Eisen, zwischen denen sich jeweils die Streamerröhren befinden. Im Polarwinkelbereich  $5^\circ < \theta < 171^\circ$  können Myonen über das zentrale Myon-System identifiziert werden. Auch kosmische Myonen, die mit ep-Ereignissen überlappen, können dadurch identifiziert und unterdrückt werden.

### 3.2.6 Luminositäts-Messung

Die Luminosität ist ein Maß für die Ereignisrate  $\frac{N}{\Delta t}$  der Wechselwirkungen im Detektor. Durch die Messung eines Referenzprozesses mit bekanntem Wirkungsquerschnitt in ep-Streuung, kann die Luminosität bestimmt werden. Dafür wird der Bethe-Heitler-Prozess ( $e^\pm + p \rightarrow e^\pm + p + \gamma$ ) benutzt, bei dem ein Elektron elastisch am Proton gestreut wird und dabei ein Photon abstrahlt, welches in einem Kalorimeter bei  $z = -105\text{m}$  detektiert werden kann. Mit der gemessenen Rate des Bethe-Heitler-Prozesses bestimmt sich die

---

<sup>10</sup>Central Outer Z-Chamber

<sup>11</sup>Forward Tracking Detector

<sup>12</sup>Forward Muon Detector

<sup>13</sup>Central Muon Detector

instantane Luminosität zu:

$$\mathcal{L}_{inst} = \left(\frac{N}{\Delta t}\right)_{BH} \cdot \sigma_{BH} \quad (3.5)$$

Die instantane Luminosität ist eine Größe, die von der Beschaffenheit der kollidierenden Teilchenstrahlen im Speicherring abhängt. Die Abhängigkeiten sind dabei folgende:

$$\mathcal{L}_{inst} \sim \frac{N_p I_e}{\sigma_x \sigma_y} \quad (3.6)$$

Hier beschreiben  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$  die transversale Strahlausdehnung im Wechselwirkungspunkt,  $N_p$  ist die Anzahl Protonen pro *bunch* und  $I_e$  ist die Größe des Elektronenstrahlstroms. Eine Erhöhung der instantanen Luminosität kann demnach erreicht werden, wenn die transversale Strahlausdehnung verringert oder die Strahlströme erhöht werden. Im Jahre 2000 wurden für die weitere Laufzeit von HERA Veränderungen am H1-Experiment und am Speicherring vorgenommen. Die transversale Ausdehnung der Elektron- und Protonpakete  $\sigma_x \times \sigma_y$  wurde von etwa  $190\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$  auf  $112\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$  komprimiert. Durch die stärkere Fokussierung der Teilchenpakete im Wechselwirkungspunkt, wurde eine Erhöhung der instantanen Luminosität um bis zu einen Faktor 4.5 erreicht.

**Integrierte Luminosität** Die Laufzeit von HERA wird in zwei Perioden eingeteilt, wobei zwischen der Zeit vor und nach dem Upgrade der instantanen Luminosität unterschieden wird. Der Zeitraum 1992-2000 wird als HERA-1 bezeichnet, von 2000-2007 HERA-2. Dabei wurde mehrmals die verwendete Leptonart zwischen Elektronen und Positronen gewechselt. Die insgesamt gemessene Luminosität in einem bestimmten Zeitraum wird durch Integration der instantanen Luminosität nach der Zeit gewonnen:

$$\mathcal{L}_{int} = \int \mathcal{L}_{inst} dt \quad (3.7)$$

Dadurch vereinfacht sich Gl. 3.5 zu dem einfachen Zusammenhang  $\mathcal{L}_{int} = N \cdot \sigma$ . In der Abb. 3.6 sind die integrierten Luminositäten für die einzelnen Laufperioden über die gesamte Laufzeit von HERA aufgetragen. Eine weitere wichtige Änderung tritt auch in der Höhe der Schwerpunktsenergie von HERA auf. Schon während HERA-1 wurde auf eine höhere Schwerpunktsenergie ( $\sqrt{s} = 300 \text{ GeV} \rightarrow \sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$ ) durch Erhöhung der Protonstrahlenergie ( $E_p = 820 \text{ GeV} \rightarrow E_p = 920 \text{ GeV}$ ) umgestellt, sodass ab 1998 ep-Kollisionen mit der erhöhten Schwerpunktsenergie stattfinden konnten. Im Jahr 2007 ging der Betrieb von HERA zu Ende und damit endete auch die Zeit der Datennahme mit dem H1-Detektor. Die letzten Wochen Laufzeit wurden dafür benutzt, bei einer kleineren Schwerpunktsenergie Daten aufzuzeichnen, um damit die Messung der longitudinalen Protonstrukturfunktion  $F_L$  zu verbessern.

Diese Analyse benutzt nur Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 320 \text{ GeV}$  genommen wurden. In der Tab. 3.1 sind die verwendeten Datensätze und die entsprechende integrierte Luminosität, sowie die verwendete Leptonart zusammengefasst. Für  $e^-p$  Streuung stehen die Laufperioden 1998/1999, 2003/2004 und 2006/2007 zur Verfügung, während für  $e^+p$  Streuung Daten aus den Zeiträumen 1999/2000, 2005 und 2006

benutzt werden. Die aufsummierte integrierte Luminosität für  $e^-p$  Streuung in diesen Datensätzen beträgt  $184 \text{ pb}^{-1}$ , während für  $e^+p$  Streuung  $250 \text{ pb}^{-1}$  verfügbar sind.

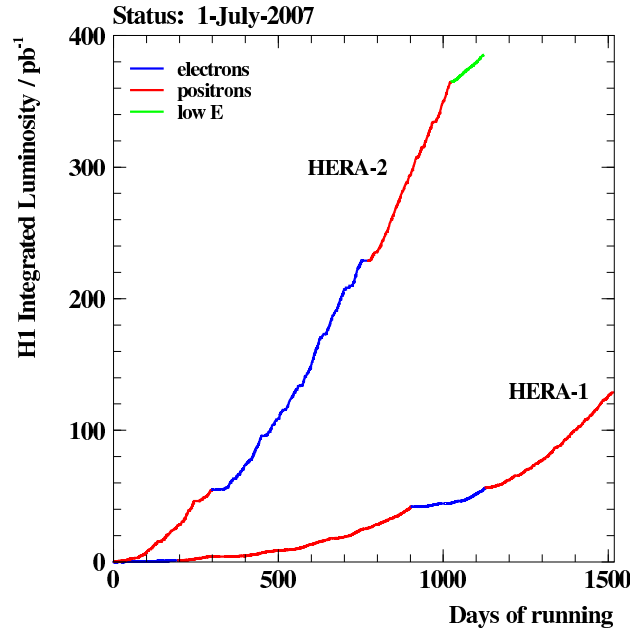


Abbildung 3.6: Gezeigt ist die integrierte Luminosität, die in den HERA-1 und HERA-2 Laufperioden aufgezeichnet wurde.

Jahr der Datennahme	Teilchentyp	integrierte Luminosität
1998-1999	$e^-p$	$14 \text{ pb}^{-1}$
1999-2000	$e^+p$	$66 \text{ pb}^{-1}$
2003-2004	$e^+p$	$53 \text{ pb}^{-1}$
2005	$e^-p$	$113 \text{ pb}^{-1}$
2006	$e^-p$	$57 \text{ pb}^{-1}$
2006-2007	$e^+p$	$131 \text{ pb}^{-1}$

Teilchentyp	integrierte Luminosität
$e^-p$	$184 \text{ pb}^{-1}$
$e^+p$	$250 \text{ pb}^{-1}$

Tabelle 3.1: Verwendete Datensätze und entsprechende integrierte Luminositäten.

### 3.2.7 Triggersystem

Die *bunch crossing* Rate im Detektor beträgt etwa 10.4 MHz. Jedoch findet nicht bei jeder Strahlkreuzung auch eine Wechselwirkung statt. Elektron-Proton-Streuprozesse werden mit einer Rate von 1 kHz erwartet. Die Rate für Untergrundereignisse kann aber bis zu 1000 mal höher sein. Daher wird ein intelligentes System benötigt, um zu entscheiden, welche Ereignisse interessant sind und welche Ereignisse verworfen werden sollen. In einem vierstufigen Prozess ermöglicht das H1-Triggersystem die Filterung der interessanten Ereignisse und deren permanente Speicherung mit einer Rate von etwa 10 Hz. Das Triggersystem muss dabei zwischen häufig auftretenden SM-Prozessen, seltenen Prozessen und Untergrund unterscheiden. Abbildung 3.7 zeigt eine schematische Übersicht der Triggerstufen.

Auf der ersten Triggerstufe (L1) werden die Detektordaten synchron zur HERA-Clock in einer ringförmigen Datenpipeline mit einer Tiefe von  $2.3 \mu\text{s}$  zwischengespeichert. Innerhalb dieser Zeit muss eine Triggerentscheidung getroffen werden, die auf der Auswertung der 128 Subtrigger basiert. Die Subtrigger werden durch die logische Kombination von 256 Triggerelementen gebildet. Solange keine positive Entscheidung vom L1-Trigger getroffen wird, arbeitet das System totzeitfrei. Erst bei einer positiven Triggerentscheidung (L1Keep), muss die Datenpipeline angehalten werden und die Totzeit des Detektors beginnt. Die Daten werden dann an die zweite Triggerstufe übergeben. Bis zu diesem Zeitpunkt muss bereits eine Reduktion der Rate auf 1 kHz stattgefunden haben.

Auf der zweiten Triggerstufe (L2) wird die Entscheidung von L1 durch Anwendung topologischer Algorithmen (L2TT), neuronaler Netze (L2NN) und dem FTT-L2 System verifiziert. Dafür werden 96 logische Subtrigger ausgewertet. Bei einer positiven Triggerentscheidung (L2Keep) beginnt die Auslese der Detektorinformationen. Mit einer maximalen Rate von etwa 200 Hz werden die Daten innerhalb einer Latenzzeit von  $22 \mu\text{s}$  an die dritte Triggerstufe weitergeleitet.

Auf der dritten Triggerstufe (L3) wird eine Validierung der Entscheidung von L1 und L2 anhand von 48 Subtriggern vorgenommen. Die Algorithmen hierfür laufen auf FPGAs. Können L1Keep und L2Keep Entscheidung nicht bestätigt werden, wird die Auslese des H1-Detektors abgebrochen (L3Reject). Wird ein Ereignis innerhalb von  $100 \mu\text{s}$  akzeptiert, beginnt die letzte Triggerstufe ihre Arbeit.

Die vierte Triggerstufe (L4) ist durch eine Rechnerfarm realisiert, während die vorherigen Stufen in Hardware realisiert sind. Die gesamten Ereignisdaten werden auf der Rechnerfarm benutzt um Ereignisse vollständig zu rekonstruieren. Für die rekonstruierten Ereignisse wird anhand einer Einteilung in Ereignisklassen entschieden, ob sie verworfen oder permanent gespeichert werden sollen. Von den verworfenen Ereignissen wird stichprobenartig ein kleiner Bruchteil aufgezeichnet, um die Arbeitsweise des Triggers im Nachhinein überprüfen zu können.

Wird die erforderliche Ratenreduktion nicht vom Triggersystem bewältigt, werden sogenannte Prescale-Faktoren vergeben. Häufig auftretende Ereignisse, die immer vom selben Subtrigger getriggert werden, werden dabei mit einem Gewicht versehen. Ein Prescale von  $n$  bedeutet, dass nur jedes  $n$ -te Ereignis dieses Subtriggers aufgezeichnet wird. In der Analyse müssen die Ereignisse entsprechend des Prescale-Faktors gewichtet werden. Da



in dieser Analyse ausschließlich Ereignisse mit Elektronenergien  $E_e > 11$  GeV betrachtet werden, ist sichergestellt, dass die Triggereffizienz immer größer 99% ist (siehe Abschnitt 4.2) und die Ereignisse kein Prescale haben.

Die Zeit für die Auslese eines einzelnen Ereignisses kann variieren. Sie liegt typischerweise bei etwa 1,4 ms, während dieser Zeit werden keine weiteren Ereignisse vom Detektor aufgezeichnet.

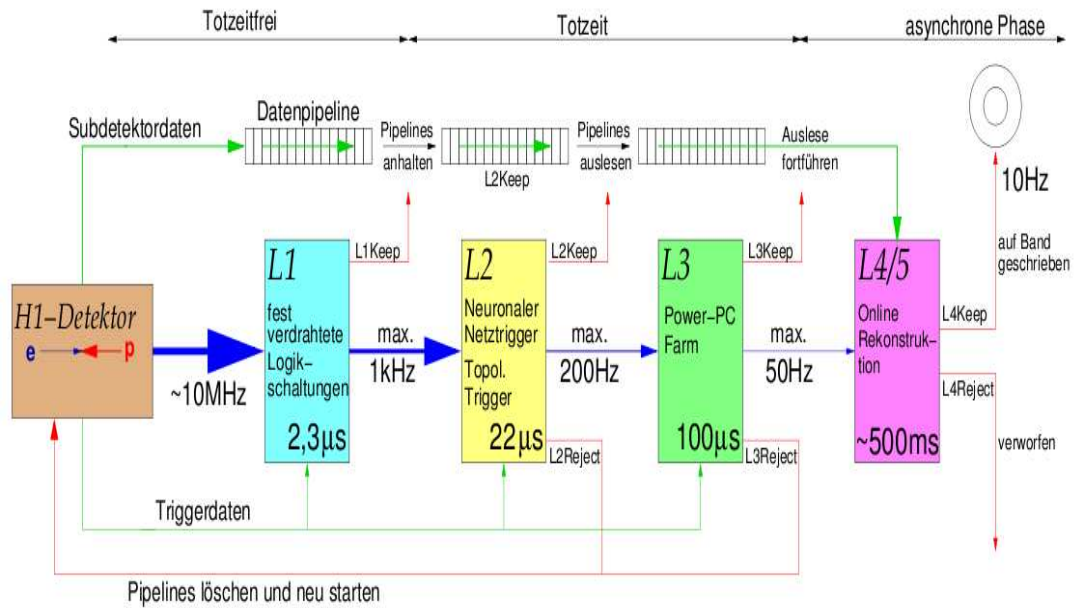


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der vier Triggerstufen. Gezeigt sind die Eingangsraten und die Latenzzeiten für die verschiedenen Triggerstufen [25].



## 4 Vorbereitungen zur Datenanalyse

Dieses Kapitel soll erläutern auf welche Weise der Endzustand des ep-Streuprozesses aus den Detektorinformationen rekonstruiert wird und welche Vorkehrungen getroffen werden, um die Qualität der untersuchten Daten zu sichern. Im Anschluss wird die Identifikation der Teilchen im Endzustand vorgestellt. Größen, welche die Energiebilanz eines Ereignis charakterisieren werden danach eingeführt. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Übersicht der systematischen Fehler.

### 4.1 Datenqualität

Die Daten vom H1-Detektor können nach verschiedenen Qualitätskriterien eingestuft werden. Perioden der Datennahme, die einen ungewöhnlich hohen Anteil an strahlinduziertem Untergrund aufweisen, oder in denen Fehler in der Elektronik aufgetreten sind, sollen nicht zu dieser Analyse beitragen. Grundsätzlich wird gefordert, dass die relevanten Detektorkomponenten für die Analyse zum Zeitpunkt der Datennahme betriebsbereit und auf Hochspannung gewesen sein müssen. Dazu gehören die zentrale Spurkammer (CJC1,CJC2), das Flüssig Argon Kalorimeter (LAr), der Luminositätsdetektor und das Flugzeitmesssystem (TOF).

Es werden nur Daten in Laufperioden betrachtet, die als *good* oder *medium* eingestuft worden sind. Diese Daten können jedoch immer noch Ereignisse, die nicht aus ep-Kollisionen stammen, enthalten. Hier sollen die Vorkehrungen für den Ausschluss dieser Untergrundereignisse vorgestellt werden. Nicht-ep-Physik bezeichnet alle Phänomene in den Daten, die nicht auf eine Wechselwirkung zwischen einlaufendem Elektron und Proton zurückzuführen sind. Ein wesentlicher Untergrund entsteht durch die Synchrotronstrahlung der Elektronen. Weiterhin zählen Ereignisse mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung zum Untergrund, die entweder einzeln aufgezeichnet werden oder mit Ereignissen aus ep-Kollisionen überlappen. Myonen können auch in Wechselwirkungen des Protonstrahls mit der Wand des Strahlrohres erzeugt werden (Halo-Myonen). Sie entstehen aus dem Zerfall von hadronischen Teilchen und können, wenn sie vor dem H1-Detektor entstehen, diesen gegebenenfalls passieren. Auch sogenannte Strahl-Gas-Wechselwirkungen, bei denen eine Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgasmolekülen im Strahlrohr-Vakuum stattgefunden hat, sollen von der Analyse ausgeschlossen werden. Folgende Vorkehrungen werden gegen Nicht-ep-Untergrund getroffen.

- Der Interaktionsvertex muss innerhalb von  $\pm 35$  cm in  $z$  um den nominellen Wechselwirkungspunkt rekonstruiert werden. Es wird mindestens eine rekonstruierte Spur im Zentralbereich gefordert, aus welcher der Vertex rekonstruiert werden

kann. Dadurch lassen sich Ereignisse aus Strahl-Gas Wechselwirkungen effektiv unterdrücken.

- Ereignisse müssen innerhalb eines gewissen Zeitfensters nach einer Kollision stattgefunden haben. Dafür wird die Zeit in der Spuren in der CJC (CJC T0) gemessen werden und die Zeit in denen Energiedepositionen (LAr T0) im Kalorimeter gemessen werden mit den HERA *bunch crossings* synchronisiert. Damit lassen sich kosmische Myonen und Rauschen von Kalorimeterzellen unterdrücken.
- Topologische Algorithmen werden benutzt um weiteren Untergrund zu unterdrücken. Verwendet werden “sichere Finder”. Die Auswirkungen der sicheren Finder auf Ereignisse der neutralen Ströme missidentifizieren weniger als ein Promille von echten NC-DIS Ereignissen als Untergrund und wenige Prozent von CC-DIS Ereignissen[26, 27].

## 4.2 Teilchen Identifikation

In diesem Abschnitt werden die gemessenen Objekte im Kalorimeter auf unterschiedlichen Ebenen spezifiziert und wie aus ihnen die Teilchen im Endzustand rekonstruiert werden. Aus den Kalorimeterinformationen lassen sich die deponierten Energien in den einzelnen Kalorimeterzellen bestimmen. Die Kalorimeterzellen werden zu Kalorimeterclustern zusammengefasst. Diese Objekte enthalten die Summe der Energiedeposition in den einzelnen Kalorimeterzellen.

Aus den Informationen des Spurkammersystems werden Spuren rekonstruiert, welche den Trajektorien geladener Teilchen entsprechen sollen. Hierbei werden verschiedene Qualitäten von Spuren unterschieden: Spuren aus der direkten Rekonstruktion der CJC-Information (DTNV-Spur), Spuren die an den Vertex angepasst wurden (DTRA-Spur), und Spuren, die nach Qualitätskriterien selektiert werden [28].

Die Identifikation von Kandidaten für elektromagnetische Teilchen und des hadronischen Endzustandes basiert auf der Analyse der Cluster und Spuren mit Hilfe der typischen Formen elektromagnetischer und hadronischer Schauer.

### 4.2.1 Identifikation elektromagnetischer Teilchen

Der erste Schritt in der Identifikation von elektromagnetischen Teilchen besteht darin, eine Vorauswahl der in Frage kommenden Cluster zu treffen. Die Cluster müssen eine Mindestenergie  $E_{min} > 2$  GeV besitzen und mindestens zu 90% im LAr-Kalorimeter liegen. Der Anteil der Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters muss mindestens 50% der insgesamt vom Cluster im Kalorimeter gemessenen Energie betragen. Sind diese Kriterien erfüllt, wird angenommen, dass der Cluster elektromagnetisch ist.

Benachbarte Kalorimeter-Cluster können zum elektromagnetische Cluster hinzugefügt werden, sofern sie sich innerhalb eines Konus um diesen befinden und mehr als 50% ihrer Energie von dem Konus eingeschlossen wird. Dieser Konus wird um die Achse zwischen Vertex und Clusterschwerpunkts gelegt. Er beginnt 1 m vor dem Clusterschwerpunkt und

besitzt einen Öffnungswinkel von  $7.5^\circ$ . Am Ende der ersten hadronischen Lage wird er kegelstumpfförmig abgeschnitten.

Kandidaten für elektromagnetische Teilchen müssen mindestens einen Transversalimpuls  $P_{t,clus} > 3$  GeV, eine Mindestenergie von  $E_{clus} > 5$  GeV besitzen und mindestens aus vier Kalorimeterzellen bestehen.

Die weitere Identifikation von elektromagnetischen Teilchen benutzt verschiedene Estimatoren zur Diskriminierung, um Eigenschaften des Detektors, wie die Segmentierung und totes Material in Abhängigkeit vom Polarwinkel, in Betracht zu ziehen. Die wesentlichen Forderungen sind Kompaktheit der Energiedeposition und Isolation des Clusters gegenüber anderen Energiedepositionen im Kalorimeter. Nachdem ein elektromagnetischer Cluster diese Kriterien passiert hat, handelt es sich bei ihm um einen Kandidaten für ein elektromagnetisches Teilchen.

Bis zu diesem Punkt wurde keine Unterscheidung zwischen Elektronen und Photonen durchgeführt. Diese erfolgt anhand der Auswertung der Spurinformatoren. Einem elektromagnetischen Cluster wird eine Spur zugeordnet, wenn die Entfernung in der  $\eta\phi$ -Ebene zwischen Cluster und Spur  $d_{min} < 0.1$  beträgt. Der Reihenfolge nach wird versucht eine selektierte Spur, eine DTRA-Spur oder eine DTNV-Spur, dem elektromagnetischen Teilchen zuzuordnen.

Die obigen Maßnahmen werden bereits von der H100-Software [28] durchgeführt und führen zu einer Liste von elektromagnetischen Teilchen. Die Teilchen in dieser Liste müssen zusätzliche Qualitätskriterien erfüllen, um in der Analyse als Elektronen identifiziert zu werden. Es wird gefordert, dass das rekonstruierte Elektron eine Energie von  $E_e > 11$  GeV im Kalorimeter deponiert haben muss, dann ist sichergestellt, dass die Triggereffizienz  $> 99\%$  ist[4].

Für Elektronen im Zentralbereich  $\theta_e > 30^\circ$  muss eine Spur assoziiert sein, die zu dem elektromagnetischen Cluster passt. Dafür müssen diese Elektronen zwei Kriterien passieren: die kinematische und geometrische Übereinstimmung der Messung ihres Transversalimpulses.

Die Zuordnung von Spuren und Clustern zu Elektronen erlaubt es, den Transversalimpuls des Teilchens auf verschiedene Arten zu bestimmen: Aus der Krümmung der Spur  $P_{t,curv}$  und aus der deponierten Energie im Kalorimeter  $P_{t,calo}$ . Ein Vergleich des Transversalimpulses aus beiden Methoden gibt Aufschluss darüber, ob Spur und Cluster wirklich zum selben Teilchen gehören. Für Elektronen wird gefordert, dass das Verhältnis  $\frac{P_{t,curv}}{P_{t,calo}} > 0.5$  ist und damit eine kinematische Übereinstimmung der Transversalimpulse gewährleistet ist.

Für den minimalen geometrischen Abstand zwischen den beiden Objekten, Cluster und Spur, wird die Größe DCA<sup>1</sup> verwendet. In der Analyse wird verlangt, dass Elektronen maximal einen Abstand von 12 cm zum Clusterschwerpunkt aufweisen dürfen und damit eine Spur besitzen, die auf den Cluster zeigt. Die Schnitte unterdrücken die Fehlidentifikation von Photonen und neutralen Pionen als Elektron.

Da die Spurmessung für hochenergetische Elektronen in Vorwärtsrichtung  $\theta_e \leq 30^\circ$  nicht zuverlässig ist, wird hier keine Spur gefordert. Auf Grund der höheren hadroni-

---

<sup>1</sup>Distance of Closest Approach

schen Aktivität im Vorwärtsbereich müssen Elektronen ein weiteres Isolationskriterium passieren. Es wird gefordert, dass sich in einer Umgebung von  $0.35$  in der  $\eta\phi$ -Ebene kein zusätzlicher Cluster mit einer Transversalenergie  $E_t > 0.5$  GeV befinden darf.

Regionen des Detektors, in denen eine zuverlässige Messung des Elektrons nicht gewährleistet werden kann, müssen von der Analyse ausgeschlossen werden. Daher werden Elektronen, die in der Nähe von nicht instrumentierten Bereichen zwischen Kalorimeteroktanten oder -segmenten gemessen werden, nicht in der Analyse berücksichtigt. Die betroffenen Bereiche werden  $\phi$ -Cracks und z-Cracks genannt. Es gibt insgesamt acht  $\phi$ -Cracks im zentralen LAr-Bereich, wie in Abb. 3.4 zu sehen ist. Elektronen in der Nähe dieser Cracks werden ausgeschlossen, indem gefordert wird  $|\phi_e - \phi_{crack}| > 2^\circ$ . Ebenso werden Elektronen ausgeschlossen, die sich nahe der Übergänge zwischen den LAr Segmenten CB1/CB2 und CB2/CB3 befinden. Dies geschieht durch die Forderung, dass sich der Auftreffpunkt  $z_{imp}$  der Elektronspur auf der Kalorimeteroberfläche nicht in den folgenden Regionen befinden darf:  $15 \text{ cm} < z_{imp} < 25 \text{ cm}$  (CB2/CB3) bzw.  $-65 \text{ cm} < z_{imp} < -55 \text{ cm}$  (CB1/CB2). Auf die übrigen z-Cracks in vorwärtiger und rückwärtiger Richtung wird nicht korrigiert. Elektronen treffen in diesem Bereich unter flachen Winkeln auf die Kalorimeteroberfläche auf und können die Übergänge passieren.

Die Identifikation von Elektronen liefert an diesem Punkt bereits eine ausreichende Identifikation für Elektronen aus Ereignissen des Neutralen Stromes. Jedoch werden noch immer Untergrundprozesse mitselektiert, bei denen hauptsächlich neutrale Pionen aus Photoproduktionsereignissen als Elektronen missidentifiziert werden. Um diesen Untergrund in der Selektion weiter zu reduzieren, wird eine zusätzliche Isolation des Elektrons gefordert. Das hierfür benutzte Isolationskriterium wird definiert als

$$\frac{E_{Cone} + E_{emCluster}}{E_{emCluster}} > 1.03 . \quad (4.1)$$

Dafür werden in einem Konus mit Radius  $R_{\eta\phi} = 0.5$  um den Elektroncluster herum alle zusätzlichen Energiedepositionen aufsummiert und mit  $E_{Cone}$  bezeichnet. Die Energie des Elektroncluster wird hier mit  $E_{emCluster}$  bezeichnet. Das Isolationskriterium fordert, dass maximal 3% der Energie des Elektronclusters durch zusätzliche Energiedepositionen innerhalb des Konus liegen. In der Analyse werden nur isolierte Elektronen betrachtet.

#### 4.2.2 Identifikation von Myonen

Die Identifikation von Myonen geschieht durch Signale in den Myon-Detektoren, passender Spuren in der zentralen Spurkammer und der Erkennung typischer Myon-Signaturen im Kalorimeter. Da Myonen minimal ionisierende Teilchen sind, deponieren sie im Vergleich zu anderen Teilchen nur wenig Energie in Materie. Daher dürfen Myonen nicht mehr als 5 GeV in einem engen Zylinder um die identifizierte Myon-Spur herum deponiert haben. Im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird der Zylinder mit einem Radius von 25 cm definiert, im hadronischen Teil mit 50 cm. Zusätzlich müssen sie eine Isolation gegenüber Spuren anderer Teilchen von  $d_{min} > 1.0$  in  $\eta\phi$  aufweisen.

Myonen werden in dieser Arbeit nur verwendet, um eine Exklusivität gegenüber Ereignissen mit Myonen zu erreichen.

### 4.2.3 Identifikation des hadronischen Endzustandes

Cluster und Spuren, welche nicht elektromagnetischen Teilchen zugeordnet werden, werden dem hadronischen Endzustand zugeordnet. Aus diesen Clustern und Spuren werden kombinierte Cluster-Spur-Objekte erzeugt, wenn eine Spur nach bestimmten Kriterien einem Cluster zugeordnet werden kann. Der HADROO2-Algorithmus[29] wird verwendet, um aus diesen Objekten die Teilchen des hadronischen Endzustandes in Form von Vierervektoren zu bilden. Die Transversalimpulse der Teilchen im hadronischen Endzustand werden jeweils aus der Spur oder dem Cluster bestimmt, je nachdem welches Objekt die bessere Energieauflösung liefert. Aus den Teilchen des hadronischen Endzustandes wird von der H1OO-Software [28] eine Liste der hadronischen Jets erstellt, die in der Analyse verwendet wird. Ein Jet muss mindestens einen Transversalimpuls von  $P_t > 5$  GeV besitzen, um identifiziert zu werden.

## 4.3 Rekonstruierte Ereignisgrößen

Aus den rekonstruierten Teilchen des Ereignisses werden Größen rekonstruiert, die das gesamte Ereignis charakterisieren und benutzt werden können um Signalereignisse gegenüber SM-Prozessen und Ereignissen, die nicht aus ep-Kollisionen stammen, zu diskriminieren.

**Longitudinale Impuls-Bilanz -  $(E - P_z)$**  Eine Größe mit der sich feststellen lässt, ob im rückwärtigen Teil des Detektors alle Teilchen des Endzustandes gemessen wurden, ist die longitudinale Impuls-Bilanz  $(E - P_z)$ . Von besonderem Interesse ist dabei die Messung des gestreuten Elektrons. Dafür werden Energien  $E_i$  und longitudinale Impulse  $P_{z,i}$  aller im Detektor identifizierten Teilchen aufsummiert.

$$(E - P_z) = \sum_i (E_i - P_{z,i}) \quad (4.2)$$

Die Größe ist aus Gründen der Energieerhaltung in ep-Kollisionen erhalten. Vor der Kollision lässt sich  $(E - P_z)_{incoming}$  aus den Viererimpulsen des einlaufenden Elektrons  $p_e^\mu = (E_e^0, 0, 0, -E_e^0)$  und des Protons  $p_p^\mu = (E_p^0, 0, 0, E_p^0)$  berechnen zu

$$(E - P_z)_{incoming} = E_e^0 - (-E_e^0) + E_p^0 - (E_p^0) = 2E_e^0 \approx 55 \text{ GeV}. \quad (4.3)$$

SM-Prozesse, in denen im Rückwärtsbereich alle Teilchen im Detektor gemessen werden, sind durch ein  $(E - P_z)$  von 55 GeV gekennzeichnet. Im Vorwärtsbereich können durchaus Teilchen verloren gehen ohne, dass sich dies auf  $(E - P_z)$  auswirkt, so z.B. der Protonrest. Ereignisse in denen Teilchen im hinteren Teil des Detektors nicht identifiziert werden, führen zu kleineren Werten von  $(E - P_z)$ . In Photoproduktionsereignissen verschwindet das gestreute Elektron im Strahlrohr und wird daher nicht gemessen. Ebenso können Ereignisse mit Neutrinos im Endzustand, zu kleineren Werten von  $(E - P_z)$  führen. Strahlinduzierter Untergrund hingegen kann durch ein signifikant zu hohes  $(E - P_z)$  identifiziert werden, da zuviel Energie im rückwärtigen Teil des Detektors deponiert wird.

**Transversale Impuls-Bilanz -  $P_{t\text{miss}}$**  Ähnlich zu der longitudinalen Impuls-Bilanz gilt die Impulserhaltung auch in der transversalen Ebene. Die einlaufenden Elektronen und Protonen besitzen vor dem Streuprozess vernachlässigbare Transversalimpulse, sodass die Summe über die  $P_t$  der Teilchen im Endzustand wieder ausgeglichen sein sollte.

$$P_{t\text{miss}} = \sum_i (P_{t,i}) \quad (4.4)$$

Damit gibt auch diese Größe an, ob alle Teilchen des Endzustandes im Detektor gemessen wurden. Neutrinos im Endzustand, führen wiederum zu einem unausgeglichene  $P_{t\text{miss}}$ , da die Transversalimpulse der Neutrinos nicht direkt gemessen werden können. Strahlinduzierter Untergrund und Rauschen in der Elektronik führen ebenfalls zu Fehlmessungen von  $P_{t\text{miss}}$  bis zu 12 GeV.

## 4.4 Systematische Unsicherheiten

Verschiedene Quellen systematischer Unsicherheiten führen in der Selektion von Ereignissen zu einer Unsicherheit auf die Erwartung aus SM-Prozessen. Die Betrachtung der experimentellen und theoretischen Unsicherheiten für diese Analyse ist noch nicht abgeschlossen. Die bekannten Unsicherheiten sollen hier genannt werden, eine Einbeziehung aller Unsicherheiten ist für die Zukunft geplant.

Die Bestimmung der Energien elektromagnetischer und hadronischer Teilchen ist mit einer Unsicherheit verbunden, die durch die Unkenntnis der absoluten Energieskala im Kalibrationsverfahren gegeben ist. Die Unsicherheit auf die elektromagnetische Energieskala variiert zwischen 1 – 3% abhängig vom betrachteten Polarwinkelbereich, wobei die Unsicherheit der Polarwinkelmessung elektromagnetischer Cluster mit einer Unsicherheit von 3 mrad verbunden ist. Die hadronische Energieskala ist mit einer Unsicherheit innerhalb von 2% bekannt und die Unsicherheit auf die Polarwinkelmessung der Jets beträgt 10 mrad. Die Messung der Luminosität ist ebenfalls mit einer Unsicherheit verbunden, dafür wird ein Fehler von 2.7% im Mittel auf die integrierte Luminosität verwendet. Diese experimentellen Unsicherheiten wurden von [30] übernommen.

Zusätzliche Modell-Unsicherheiten werden den SM-Erwartungen aus den Generatoren zugeschrieben. Die Simulation von NC-DIS Ereignissen wird mit einer theoretischen Unsicherheit von  $\pm 15\%$  auf die erwarteten Ereignisse behandelt. Die Unsicherheit in der MC-Simulation von CC-DIS Ereignissen beträgt  $\pm 20\%$ . Die Erwartung von Ereignissen aus Photoproduktion wird mit einer theoretischen Unsicherheit von  $\pm 50\%$  behandelt. Der Erwartung aus Prozessen der reellen W Produktion wird eine Unsicherheit von  $\pm 15\%$  zugeschrieben [30].

Die experimentellen Unsicherheiten werden in dieser Analyse gegenüber statistischen und theoretischen Unsicherheiten vernachlässigt.



## 5 Daten Selektion im Elektron und Multijets Kanal

In diesem Kapitel wird die Analyse der Topologie des Elektron und Multijets Kanals (S3,S4) vorgestellt. Zuerst wird eine inklusive Selektion von Ereignissen des neutralen Stromes vorgenommen, um die Beschreibung der Daten durch die MC-Simulation zu testen. Diese Selektion wird auf Ereignisse eingeschränkt, in denen mindestens ein Elektron und mindestens zwei Jets identifiziert werden. Ausgehend von dieser losen Elektron + Multijets Selektion werden die weiteren Schnitte für die Reduktion des SM-Untergrundes untersucht. Für die selektierten Ereignisse wird eine invariante Masse rekonstruiert, die für SUSY-Ereignisse mit der Masse des in der ep-Wechselwirkung entstandenen Squarks identifiziert werden kann. In der Verteilung der rekonstruierten Masse wird nach Abweichungen zu den Vorhersagen des SM gesucht.

### 5.1 Selektion von Elektron und Jet

Ereignisse in denen ein ungeladenes Boson zwischen einlaufendem Elektron und einem Quark aus dem Proton ausgetauscht werden, sollen in diesem Abschnitt untersucht werden. Die Kriterien zur Identifikation von Elektronen und Jets sind in Abschnitt 4.2 behandelt worden. Eine Reduktion des Untergrundes aus Nicht-ep-Prozessen wird durch die Vorkehrungen in Abschnitt 4.1 erreicht.

Für eine Selektion von NC-DIS Ereignissen wird mindestens ein Elektron im Polarwinkelbereich  $5^\circ < \theta_e < 145^\circ$  mit einem Transversalimpuls  $P_t > 6$  GeV gefordert. Zusätzlich soll mindestens ein Jet im Bereich  $5^\circ < \theta_{jet1} < 145^\circ$  mit einem Transversalimpuls  $P_{t,jet1} > 15$  GeV identifiziert werden. Durch die Schnitte wird sichergestellt, dass die Teilchen innerhalb des geometrischen Akzeptanzbereichs des LAr-Kalorimeter gemessen werden. Die hohen Schnitte auf die Transversalimpulse werden im Hinblick auf das Signal angewendet, da die Jets in SUSY-Ereignissen auf Grund der hohen Squarkmassen hohe Energien haben. Für Ereignisse mit Elektronen im Vorwärtsbereich ( $\theta < 30^\circ$ ) wird eine longitudinale Impulsbilanz  $(E - P_z) > 30$  GeV gefordert, um weitgehend Beiträge aus Photoproduktion zu unterdrücken.

Abbildung 5.1 zeigt kinematische Verteilungen für die selektierten Ereignisse in  $e^-p$ -Streuung nach diesen Schnitten. Dargestellt sind in Abb. 5.1 a)  $Q_e^2$  und b)  $y_e$ , c)  $(E - P_z)$  und d)  $z_{Vertex}$ , e)  $\theta_e$  und f)  $P_{t,e}$  des gestreuten Elektrons sowie g)  $\theta_{jet1}$  und h)  $P_{t,jet1}$  des Jets mit dem höchsten  $P_t$  im Ereignis. Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten. In  $e^+p$ -Streuung sehen die Verteilungen ähnlich aus und werden hier nicht gezeigt.

Die NC-DIS Selektion liefert 169099 (234018) Ereignisse in den Daten für  $e^-p$ -Streuung ( $e^+p$ -Streuung) bei einer SM-Erwartung von  $172753 \pm 27355$  ( $229692 \pm 25840$ ). Die gute Beschreibung der Daten durch SM-Prozesse zeigt, dass der Anteil an Ereignissen, die nicht aus ep-Kollisionen stammen, durch die erwähnten Vorkehrungen weitgehend aus der Selektion herausgehalten ist. Der dominante Beitrag kommt wie erwartet aus Ereignissen des neutralen Stromes. Fehlidentifizierte  $\gamma P$ -Ereignisse gelangen bei hohen Werten der Inealstizität  $y_e$  in die Selektion, da für Elektronen im Vorärtsbereich keine Spur verlangt wird. Ereignisse in denen reelle W-Bosonen produziert werden und Ereignisse des geladenen Stromes stellen nur einen geringfügigen Beitrag dar.

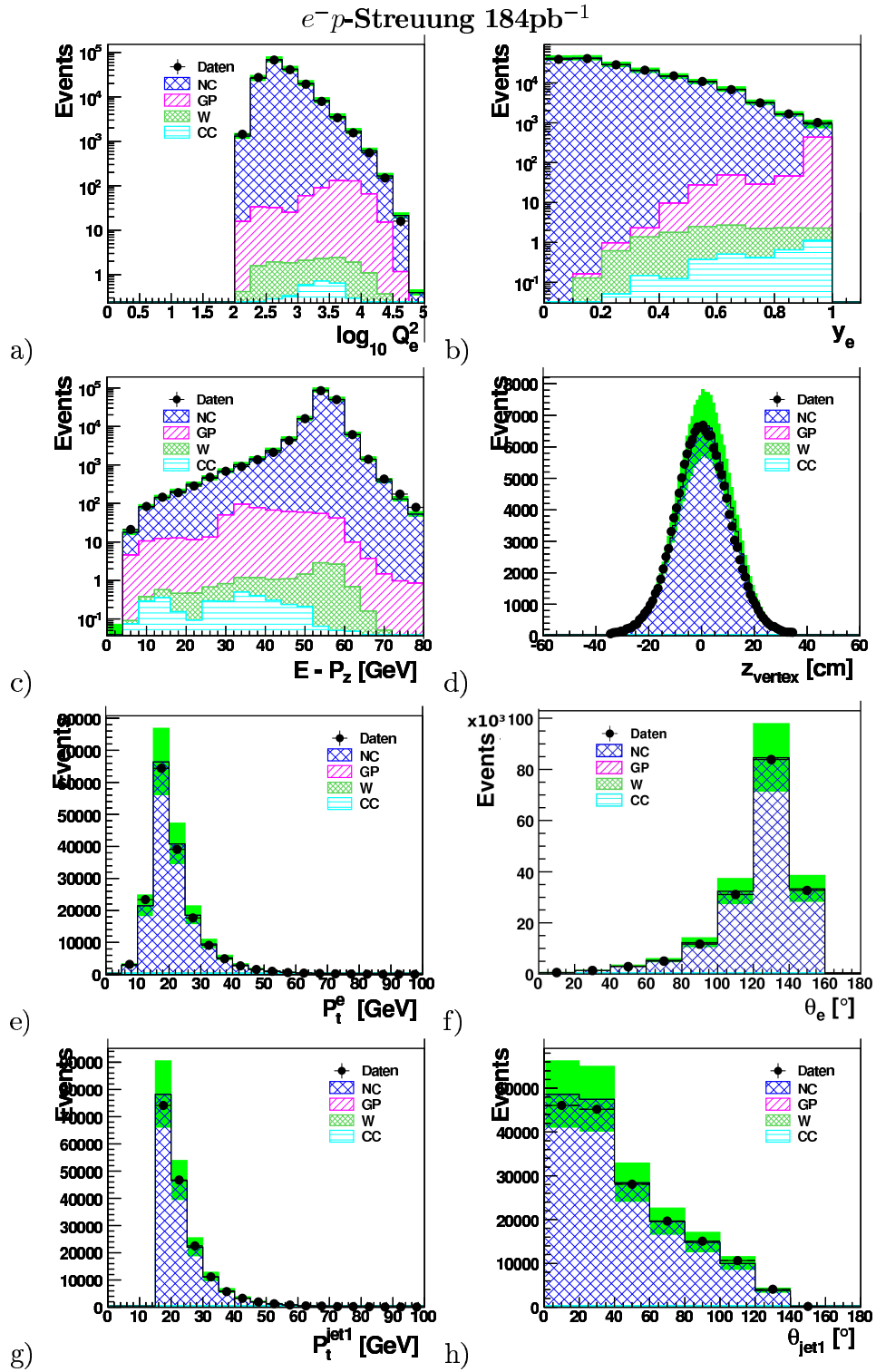


Abbildung 5.1: Selektierte Ereignisse des neutralen Stromes. a) Logarithmus des Impulsübertrags des Elektrons  $Q_e^2$ , b) Inelastizität  $y_e$ , c)  $(E - P_z)$ -Verteilung, d) Verteilung des rekonstruierten Vertex, e) Transversalimpuls  $P_{t,e}$  und f) Polarwinkel  $\theta_e$  des gestreuten Elektrons, g) Transversalimpuls  $P_{t,\text{jet1}}$  und h) Polarwinkelverteilung  $\theta_{\text{jet1}}$  des Jets mit dem größten Transversalimpuls im Ereignis. Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten.

## 5.2 Selektion von Elektron und Multijets

Die Selektion von Ereignissen für die Topologie S3 und S4 erfordert ein Elektron und mindestens zwei Teilchenjets im Endzustand. Der größte Anteil an SM-Prozessen in diesem Kanal wird aus Ereignissen des neutralen Stromes mit einem zusätzlichen Jet durch Abstrahlung eines Gluons (NC-DIS Zwei-Jet) erwartet. Ein weiterer relevanter SM-Untergrund-Prozess sind Ereignisse aus Photoproduktionsprozessen, in denen zwei Jets entstehen und ein hadronisches Teilchen des Endzustandes als gestreutes Elektron misidentifiziert wird. Ausgehend von dieser Selektion werden dann weitere Schnitte angewendet, um eine möglichst "reine" Auswahl von SUSY-Kandidaten zu erhalten.

Die Schnitte für die NC-DIS Zwei-Jet-Selektion fordern ein identifiziertes Elektron im Polarwinkelbereich  $5^\circ < \theta_e < 145^\circ$  mit einem Transversalimpuls  $P_{t,e} > 6$  GeV. Für Ereignisse mit Elektronen im Vorwärtsbereich ( $\theta < 30^\circ$ ) wird ebenfalls eine longitudinale Impulsbilanz  $(E - P_z) > 30$  GeV gefordert. Die zwei Jets sollen innerhalb  $5^\circ < \theta_{j1,j2} < 145^\circ$  mit einem Transversalimpuls  $P_{t,jet1,jet2} > 15$  GeV gemessen werden.

Abbildung 5.2 zeigt die kinematischen Verteilung für Ereignisse in der NC-DIS Zwei-Jet Selektion für  $e^-p$ -Streuung. Dargestellt sind in Abb. 5.2 a)  $Q_e^2$  und b)  $y_e$ , c)  $\theta_e$  und d)  $P_{t,e}$  des gestreuten Elektrons sowie e)  $\theta_{jet1}$  und f)  $P_{t,jet1}$  des Jets mit dem höchsten  $P_t$  im Ereignis, bzw. g)  $\theta_{jet2}$  und h)  $P_{t,jet2}$  des zweiten Jets im Ereignis. In  $e^+p$ -Streuung sehen die Verteilungen ähnlich aus und werden hier nicht gezeigt.

Für  $e^-p$ -Streuung ( $e^+p$ -Streuung) resultiert die NC-DIS Zwei-Jet Selektion in 6074 (7888) Ereignissen in den Daten bei einer SM-Vorhersage von  $6278 \pm 702$  ( $7986 \pm 890$ ). Die Daten werden in diesen Verteilungen innerhalb der Fehler gut von der MC-Simulation in ihrer Form und Rate beschrieben.

Der weitaus größte Anteil an SM-Untergrund in der Selektion besteht wie erwartet aus Ereignissen der neutralen Ströme. Die Jets werden vorwiegend im Vorwärtsbereich des Detektors gemessen, die Elektronen hingegen im Rückwärtsbereich.

Ein geringer Anteil an Photoproduktionsereignissen gelangt weiterhin durch Fehlidentifikation in die Selektion. Diese Ereignisse werden mit einer hohen Inelastizität  $y$  rekonstruiert. Weitere Schnitte sind notwendig, um den SM-Untergrund stärker zu unterdrücken.

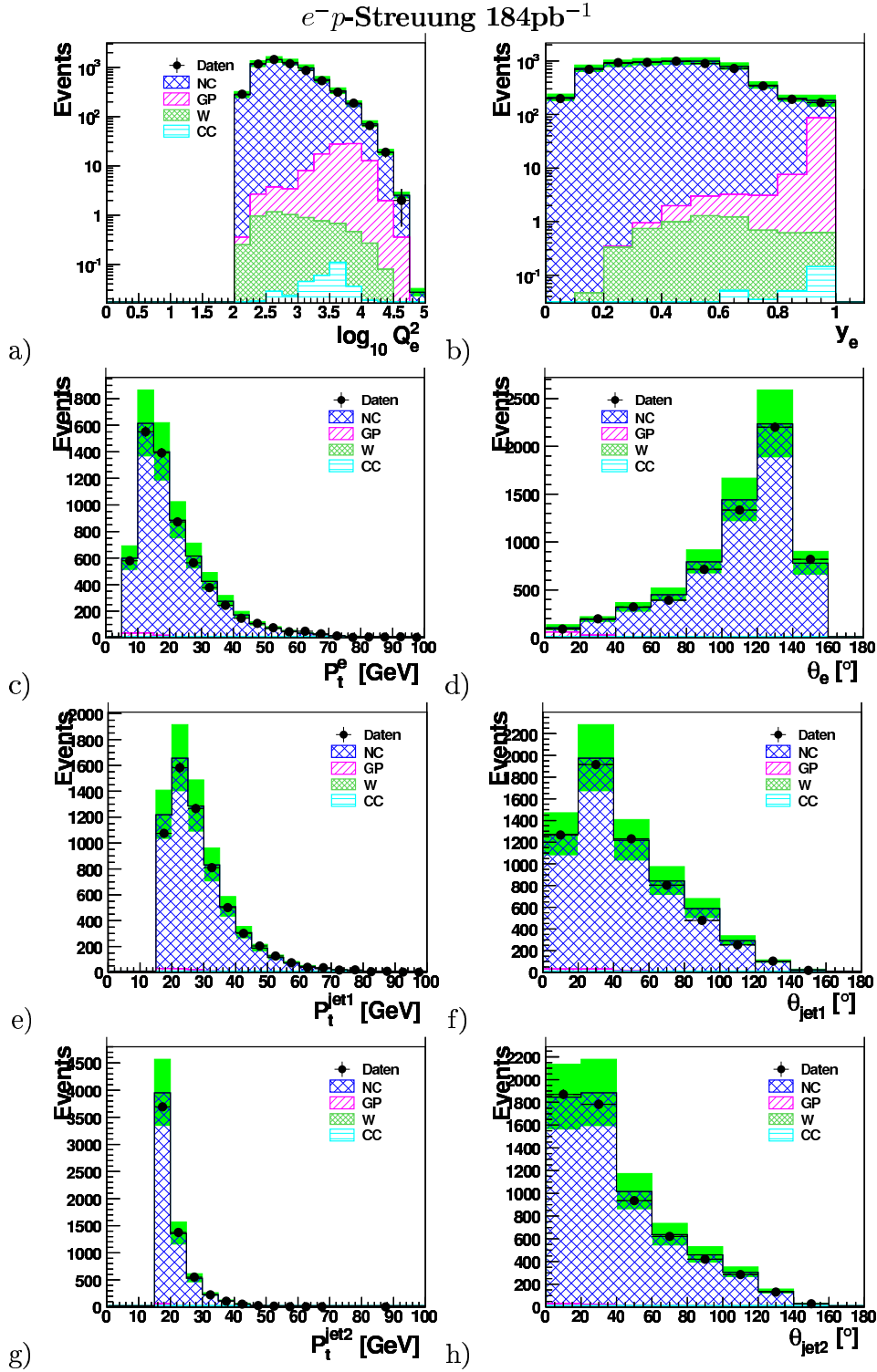


Abbildung 5.2: Kinematische Verteilungen für NC-DIS Zwei-Jet Ereignissen in  $e^-p$  Streuung. a) Logarithmus des Impulsübertrags des Elektrons  $Q_e^2$ , b) Inelastizität  $y_e$ , c) Transversalimpuls  $P_{t,e}$  und d) Polarwinkel  $\theta_e$  des gestreuten Elektrons, e) Transversalimpuls  $P_{t,\text{jet1}}$  und f) Polarwinkelverteilung  $\theta_{\text{jet1}}$  des Jets mit dem größten Transversalimpuls im Ereignis und g) Transversalimpuls  $P_{t,\text{jet2}}$  und h) Polarwinkelverteilung  $\theta_{\text{jet2}}$  des zweiten Jets. Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten.

### 5.3 Trennung von Signal und Untergrund

Ausgehend von der NC-DIS Zwei-Jet Selektion werden weitere Schnitte zur Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis angewendet. Aus der Polarwinkelverteilung der Elektronen in Abb. 5.3a geht hervor, dass in SUSY-Ereignissen das Elektron vorwiegend in den Vorwärtsbereich des Detektors emittiert wird. Dies liegt daran, dass es aus dem Zerfall eines schweren Teilchens stammt, dessen Schwerpunkt sich in Richtung  $z$ -Achse bewegt. Ein Schnitt auf  $5 < \theta_e < 110^\circ$  unterdrückt mehr als 60% der Ereignisse aus SM-Prozessen und reduziert dabei die Effizienz des SUSY-Signals um weniger als 12%.

Die  $Q^2$ -Verteilung für SUSY-Ereignisse besitzt ihr Maximum bei signifikant höheren Werten, als die SM-Ereignisse. Abbildung 5.3b zeigt die  $Q^2$ -Verteilung für SM-

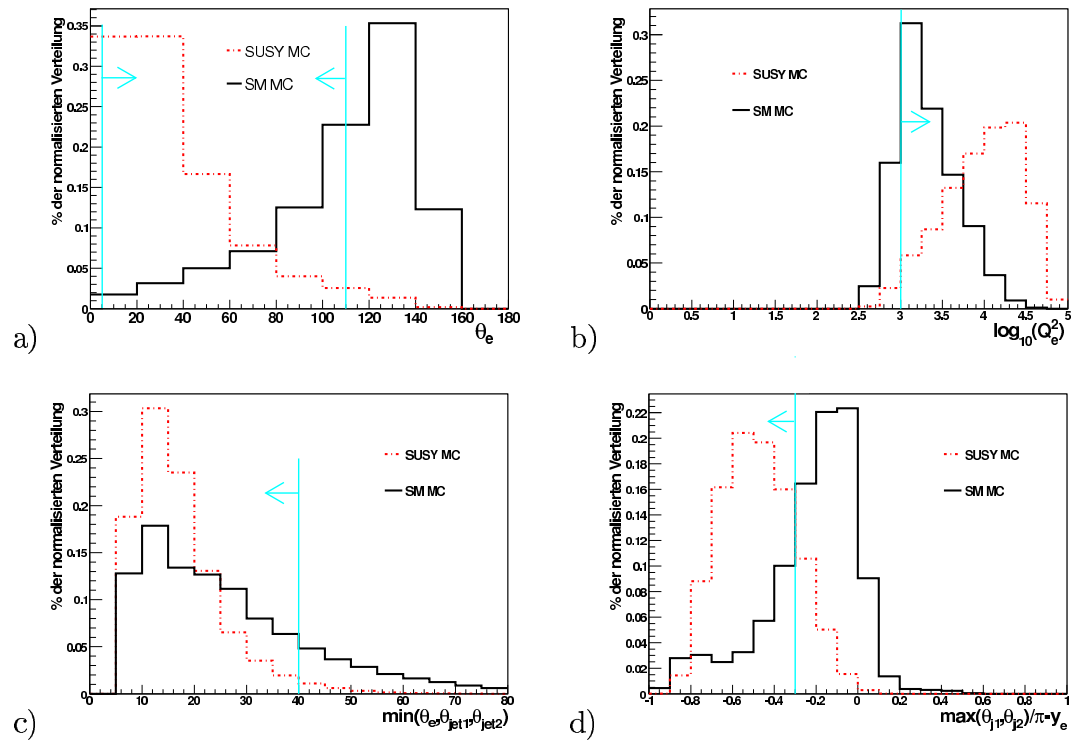


Abbildung 5.3: Dargestellt sind Variablen zur Diskriminierung des SUSY-Signals (rot,gestrichelt) gegenüber SM-Prozessen (schwarz,durchgezogen) (a) Verteilung für den Polarwinkel des Elektrons  $\theta_e$  nach der NC-DIS Zwei-Jet Selektion und (b) Verteilungen für den Impulsübertrag  $Q_e^2$ , (c) den Polarwinkel des am weitesten vorne detektierten Teilchens  $\min(\theta_e, \theta_{jet1}, \theta_{jet2})$  und (d) die Größe  $\theta_{backw}/\pi - y_e$  (nach Einschränkung des  $\theta$ -Bereichs der Elektronen auf  $5 < \theta_e < 110^\circ$ ).

Untergrund und SUSY-Signal nach Einschränkung des Elektronpolarwinkels. In SM-Ereignissen wird mit  $Q^2$  der Impulsübertrag des Elektrons bezeichnet. In SUSY-Ereignissen fusionieren Elektron und Quark zu einem Squark, daher hat die Größe  $Q_e^2$  nicht mehr diese Bedeutung und wird nur zur Unterdrückung von SM-Prozessen benutzt. Die Emission hochenergetischer Elektronen in den Vorwärtsbereich des Detektors wird im Folgenden ausgenutzt. Ein Schnitt in die Verteilung entspricht einem kombinierten Schnitt auf die Winkelverteilung  $\theta_e$  und der Energie des identifizierten Elektrons  $E'_e$ . Es wird auf  $Q_e^2 > 1000 \text{ GeV}^2$  geschnitten und damit der SM-Untergrund um mehr als 18% unterdrückt, während das SUSY-Signal um weniger als 3% reduziert wird.

Um den Vorwärtsboost der Zerfallsprodukte in SUSY-Ereignissen weiter auszunutzen, wird verlangt, dass mindestens einer der Polarwinkel des Elektrons oder der beiden Jets im Vorwärtsbereich des Detektors gemessen wird. Der Grund hierfür ist wieder, dass diese Teilchen aus den Zerfällen der schweren Neutralinos stammen und daher vorwiegend entlang der Richtung des Protonimpulses emittiert werden sollten. Die Größe  $\min(\theta_e, \theta_{jet1}, \theta_{jet2})$  ist in Abb. 5.3c gezeigt. Ein Schnitt auf  $\min(\theta_e, \theta_{jet1}, \theta_{jet2}) < 40^\circ$  bringt eine Reduktion des SM-Untergrundes von mehr als 18%, wobei weniger als 3% vom SUSY-Signal verloren gehen.

Ein weiterer Schnitt, der speziell den Untergrund aus NC-DIS Ereignissen reduzieren soll benutzt den Polarwinkel des Jets, der weiter hinten im Detektor gemessen wird. Der Winkel wird mit  $\theta_{backw}$  bezeichnet. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der NC-DIS und SUSY-Ereignisse in der  $(\theta_{backw}, y_e)$ -Ebene. Die Ereignisse weisen unterschiedliche Korrelationen zwischen den beiden Größen auf. SUSY-Ereignisse sammeln sich bei hohen Inelastizitäten und kleinen Winkeln  $\theta_{backw}$ , während sich NC-DIS Ereignisse bei kleineren Inelastizitäten sammeln. Mit einem Schnitt auf  $\theta_{backw}/\pi - y_e < -0.3$  können vor allem NC-DIS Ereignisse effektiv unterdrückt werden. Damit wird eine Reduktion der SM-Erwartung von mehr als 72% erreicht, das SUSY-Signal wird um weniger als 18% reduziert. Abbildung 5.3 (d) zeigt die Größe  $\theta_{backw}/\pi - y_e$ . Die Auswirkungen des Schnittes auf  $\gamma P$ -Ereignisse sind geringfügig, da sie sich in der Region des Signals bei hohen  $y_e$  konzentrieren und über einen weiten Bereich in  $\theta_{backw}$  gestreut sind. Die Verteilung ist hier nicht gezeigt.

Um Ereignisse in einem anderen Kanal nicht nochmals zu zählen, wird Exklusivität in Bezug auf die Kanäle mit zwei oder mehr Leptonen und mehreren Jets gefordert. Ein Ereignis wird im Kanal S3 und S4 nur dann einsortiert, wenn kein zweites Elektron innerhalb  $5^\circ < \theta < 110^\circ$  mit einem  $P_t > 5 \text{ GeV}$  oder ein Myon in  $10^\circ < \theta < 110^\circ$  mit einem  $P_t > 5 \text{ GeV}$ . Damit ist sichergestellt, dass ein gefundenes Ereignis nicht zu mehreren Topologien beitragen kann.

Ereignisse, welche die erwähnten Schnitte passieren, werden entsprechend der Ladung des gemessenen Leptons in die Kanäle S3 und S4 eingeteilt. Im Kanal S3 werden Ereignisse mit der richtigen Ladung des Elektrons einsortiert, in Kanal S4 die mit der falschen Ladung. Die richtige Ladung bedeutet, dass einlaufendes und gemessenes Lepton die gleiche Ladung getragen haben. In  $e^-p$  Streuung wird daher ein Elektron zusätzlich zu den Jets im Endzustand erwartet, in  $e^+p$  Streuung ein Positron. Der Kanal S4 ist besonders sensitiv auf SUSY-Ereignisse, da aus SM-Prozessen kein Beitrag erwartet wird, sonst würde Verletzung der Leptonzahl im SM auftreten. Die Messung der Ladung ist nur zu-

NC-DIS Ereignisse

SUSY-Ereignisse

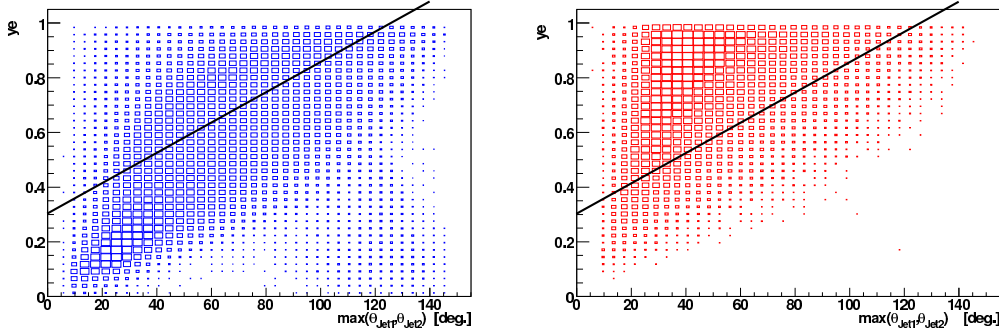


Abbildung 5.4: Verteilungen für NC-DIS (links) und SUSY-Ereignisse (rechts) in der  $(y_e, \theta_{backw})$ -Ebene

verlässig für Teilchen, die eine genügend weite Strecke in den Spurkammern zurückgelegt haben. Für ein hochenergetisches Elektronen kann nur im Zentralbereich  $\theta > 30^\circ$  eine Aussage über dessen Ladung getroffen werden, da im Vorwärtsbereich keine Spur verlangt wird. Elektronen im Vorwärtsbereich ( $\theta_e < 30^\circ$ ) werden für diese Analyse immer als richtig geladen angenommen.

Die Ladung eines Teilchens wird bestimmt aus der Krümmung ( $\kappa \sim \frac{1}{P_t}$ ) seiner Trajektorie, die sich durch das angelegte Magnetfeld im Inneren des Detektors ergibt. Die Krümmung der Trajektorien von positiv geladenen Teilchen ist daher genau entgegengesetzt der von negativ geladenen Teilchen. Je höher der Transversalimpuls eines Teilchens ist, desto geringer ist auch die Krümmung seiner Trajektorie. Durch Fehler in der Rekonstruktion der Spur in der Spurkammer kann daher auch ein positiv geladenes Teilchen mit einer negativen Ladung gemessen werden. Quantifiziert wird dies durch den Fehler auf die gemessene Krümmung  $\Delta\kappa$ .

Mit  $\frac{\kappa}{\Delta\kappa}$  wird die Signifikanz der Ladungsmessung definiert. Die Signifikanz wird mit der Ladung des einlaufenden Elektrons  $Q_e$  multipliziert, damit ergeben sich nur positive Werte von  $(\frac{\kappa}{\Delta\kappa} \cdot Q_e)$ , wenn die Ladung in Bezug auf das einlaufende Elektron korrekt gemessen wurde. Für Elektronen mit einer Signifikanz  $|(\frac{\kappa}{\Delta\kappa} \cdot Q_e)| > 2$  wird in dieser Analyse die Ladungsmessung als verlässlich angenommen. Elektronen mit  $|(\frac{\kappa}{\Delta\kappa} \cdot Q_e)| < 2$  tragen nicht zur Analyse bei. Die Abb. 5.5 zeigt die Verteilung von  $(\frac{\kappa}{\Delta\kappa} \cdot Q_e)$  für Elektronen im Zentralbereich ( $\theta_e > 30^\circ$ ) des Detektors nach der NC-DIS Zwei-Jet Selektion in  $e^-p$ -Streuung. Die Form der Verteilung weicht in der Simulation von den Daten ab. Das Maximum ist dort zu niedrigeren Werten von  $(\frac{\kappa}{\Delta\kappa})$  hin verschoben. Das Integral unter der Datenverteilung stimmt jedoch mit der Simulation überein. Die Effizienz der Forderung nach einer gemessenen Ladung ist daher beschrieben. Die Identifikation von Elektronen mit umgekehrter Ladung in Daten-Ereignissen (Ereignisse im negativen Bereich von  $(\frac{\kappa}{\Delta\kappa})$ ) ist ebenfalls durch die Simulation beschrieben.



## 5.4 Selektion der SUSY Ereignisse

Für die Selektion der SUSY-Ereignisse im Kanal S3 und S4, werden zusätzliche Schnitte auf  $40 < (E - P_z) < 70$  GeV und  $P_{t\text{miss}} < 15$  GeV angewandt, um weiteren Untergrund aus SM-Prozessen und Nicht-ep-Physik zu reduzieren.

Es werden im Kanal S3 in  $e^-p$ -Streuung ( $e^+p$ -Streuung) nach allen Schnitten 290 (324) Ereignisse in den Daten beobachtet bei einer Erwartung von  $284.8 \pm 30.9$  ( $315.0 \pm 35.3$ ) Ereignissen aus SM-Prozessen. Abbildung 5.6 zeigt für Ereignisse aus  $e^-p$ -Streuung die kinematische Variablen a)  $(E - P_z)$ , b)  $y_e$ , c) Transversalimpuls und d) Polarwinkelverteilung des Elektrons mit dem höchsten Transversalimpuls im Ereignis. In Abbildung 5.7 sind diese Größen für die Ereignisse aus  $e^+p$ -Streuung dargestellt. Tabelle 5.2 listet die Ereignisraten für die Kanäle S3 und S4 auf, und zeigt die einzelnen Beiträge durch SM-Prozesse.

Die selektierten Daten-Ereignisse weisen eine gute Beschreibung durch SM-Prozesse auf. Es werden weder in  $e^+p$ - noch in  $e^-p$ -Streuung signifikante Abweichungen von den Erwartungen beobachtet. NC-DIS Ereignisse bilden den dominanten SM-Untergrund zur Selektion. Bei hohen Inelastizitäten gelangen noch immer Ereignisse aus Photoproduktion in die Selektion. Die als Elektronen misidentifizierten Hadronen in  $\gamma P$ -Ereignissen haben kleine Transversalimpulse und werden vorwiegend im Vorwärtsbereich des Detektors detektiert. Die  $(E - P_z)$ -Verteilung zeigt Beiträge durch  $\gamma P$ -Ereignisse, wie erwartet, bei Werten kleiner als 55 GeV, da das gestreute Elektron nicht im Detektor gemessen wird. In  $e^+p$ -Streuung ist der Anteil an  $\gamma P$ -Ereignissen höher als in  $e^-p$ -Streuung. Aus den SM-Prozessen wird 1 Kandidat für reelle W-Produktion in  $e^-p$ -Streuung erwartet, in  $e^+p$ -Streuung sogar 2 Kandidaten. Ein weiterer Beitrag durch CC-DIS Ereignisse ist vernachlässigbar.

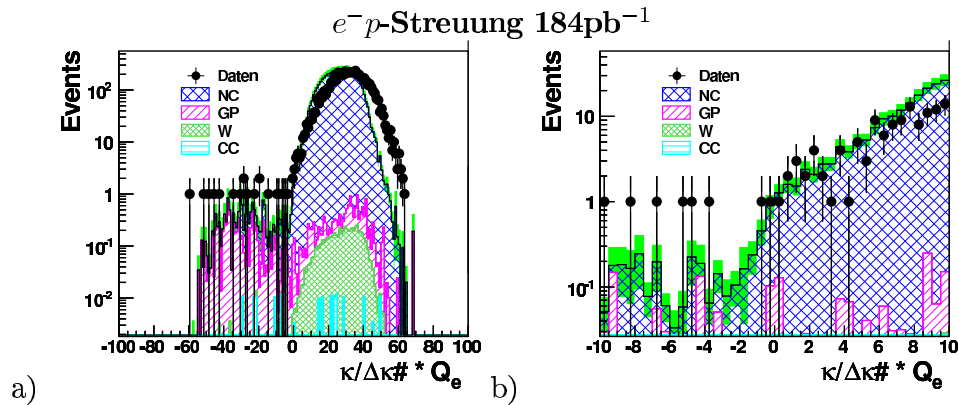


Abbildung 5.5: a) Signifikanz der Ladungsmessung  $\frac{\kappa}{\Delta\kappa}$  multipliziert mit der Ladung des einlaufenden Leptons  $Q_e$  für Elektronenspuren im Zentralbereich nach der losen NC-DIS Zwei-Jet Selektion in  $e^-p$ -Streuung, b) Abbildung zeigt den Ausschnitt im Bereich  $-10 < \frac{\kappa}{\Delta\kappa} \cdot Q_e < 10$ . Bei positiven Werten tragen einlaufendes und gemessenes Elektron die gleiche Ladung.

	Schnitte für $e^\pm$ MJ	
Datenqualität	$40 \text{ GeV} < EP_z < 70 \text{ GeV}$	$P_{T\text{miss}} < 15 \text{ GeV}$
Elektronen	$P_T > 6 \text{ GeV}$ and $E > 11 \text{ GeV}$	$5^\circ < \theta_e < 110^\circ$
	$\frac{E(\text{Cone})+E(\text{emCluster})}{E(\text{emCluster})} < 1.03$	
Elektronen $\theta > 30$	$DCA < 12 \text{ cm}$	$\frac{P_{T\text{Track}}}{P_{T\text{Calo}}} > 0.5$
	$ \frac{\delta\kappa}{\kappa}  > 2$	Richtige Ladung?
Elektronen $\theta < 30$	kein weiterer Cluster mit $E_t > 0.5 \text{ GeV}$ in $0.35 (\eta\phi)$	
Jets	$P_{T(\text{jet1},\text{jet2})} > 15 \text{ GeV}$	$7^\circ < \theta_{\text{jet1},\text{jet2}} < 145^\circ$
Vorwärtsschnitte	$Q_e^2 > 1000 \text{ GeV}^2$	$\min(\theta_e, \theta_{\text{jet1}}, \theta_{\text{jet2}}) < 40^\circ$
NC Reduktion	$\theta_{\text{backw}}/\pi - y_e < -0.3$	
Exklusivität	kein 2. Elektron (Muon) mit $P_T > 5 \text{ GeV}$ in $5^\circ(10^\circ) < \theta_e < 110^\circ$	

Tabelle 5.1: Angewendete Schnitte für die finale Selektion der SUSY-Ereignisse im Kanal S3. Für den Kanal S4 fallen die Elektronen mit  $\theta_e < 30^\circ$  weg und es wird ein anderes Vorzeichen für das gemessene Elektron gefordert.

Im Kanal S4 werden nur wenige Ereignisse aus SM-Prozessen erwartet. In den erwarteten Ereignissen aus SM-Prozessen wird die Ladung des gestreuten Elektrons falsch rekonstruiert (Abb. 5.5). In den Daten für  $e^-p$ -Streuung werden 0 Ereignisse selektiert und  $0.8 \pm 0.3$  erwartet. In  $e^+p$ -Streuung werden 2 Ereignisse in den Daten beobachtet bei einer SM-Erwartung von  $1.1 \pm 0.4$ .

Die angewendeten Schnitte für die Selektion sind in Tab. 5.1 zusammengefasst aufgelistet.

Für die Daten aus dem Zeitraum 1998-1999 (1999-2000) in  $e^-p$ -Streuung ( $e^+p$ -Streuung) wurde ein Vergleich der selektierten Ereignisse mit den Ereignissen aus der vorherigen Analyse in diesen Kanälen durchgeführt. Die Ereignisraten aus [2] konnten gut reproduziert werden. In den Daten aus  $e^-p$ -Streuung (98-99) wurden im Kanal S3 20 Ereignisse selektiert, in der vorherigen Analyse ebenfalls 20. Für Daten aus  $e^+p$ -Streuung (99-00) passierten 72 Ereignisse alle Schnitte im Kanal S3, in der vorherigen Analyse ebenfalls 72. Für den Kanal S4 wurden in dieser, wie auch in der vorherigen Analyse in den 98-99 Daten keine Ereignisse selektiert. Dafür wird in dieser Analyse 1 Ereignis in dem Kanal S4 in den 99-00 Daten selektiert bei einer SM-Erwartung von  $0.5 \pm 0.3$  Ereignissen.

Ein Vergleich der einzelnen Ereignisse zeigt, dass  $> 50\%$  der Ereignisse aus [2] mit Ereignissen in dieser Analyse identisch sind. Die starken Migrationen werden auf unterschiedliche Algorithmen zur Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes und für die Identifikation der Jets zurückgeführt. Die nicht-selektierten Ereignisse aus [2] liegen knapp unterhalb der angewendeten Jet-Kriterien.

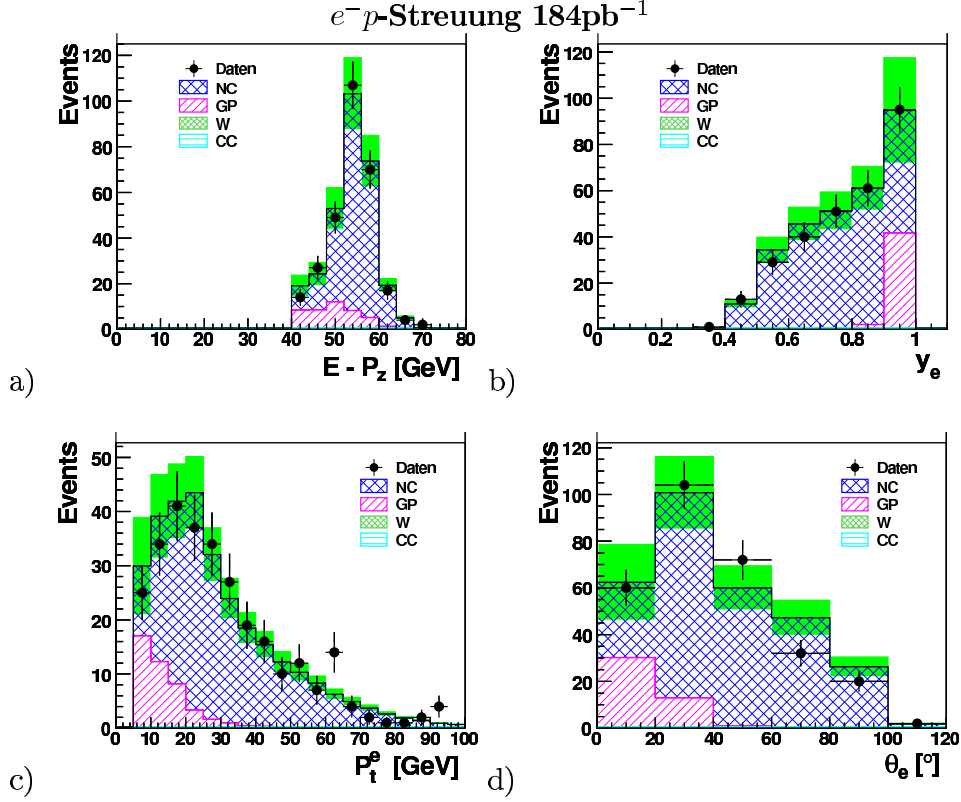


Abbildung 5.6: Verteilungen für Ereignisse im Kanal S3 in  $e^-p$ -Streuung. a)  $(E - P_z)$ , b)  $y_e$ , c)  $P_{t,e}$  und d)  $\theta_e$ . Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten.

Für die weitergehende Analyse der selektierten Daten wird eine invariante Masse für jedes Ereignis aus den identifizierten Teilchen rekonstruiert. Für SUSY-Ereignisse kann die invariante Masse mit der Masse des Squarks in der Wechselwirkung identifiziert werden. Die Rekonstruktion erfolgt über die Formel

$$M_{rec} = 4E_e^0 \left( \sum_{i=1}^n E_i - E_e^0 \right). \quad (5.1)$$

Hier ist  $E_e^0$  die Energie des einlaufenden Elektrons und  $\sum_{i=1}^n E_i$  die Summe über die deponierte Energie aller identifizierten Teilchen im Kalorimeter. Der Term  $(\sum_{i=1}^n E_i - E_e^0)$  kann mit der Energie identifiziert werden, die durch das Quark aus dem Proton in das Ereignis eingebracht wurde. Die Auflösung der Massenrekonstruktion mit dieser Methode wurde in der Simulation der SUSY-Ereignisse zu  $7 - 10 \text{ GeV}$  bestimmt und ist nur leicht abhängig von der untersuchten Squarkmasse. Diese Auflösung ist signifikant kleiner, als

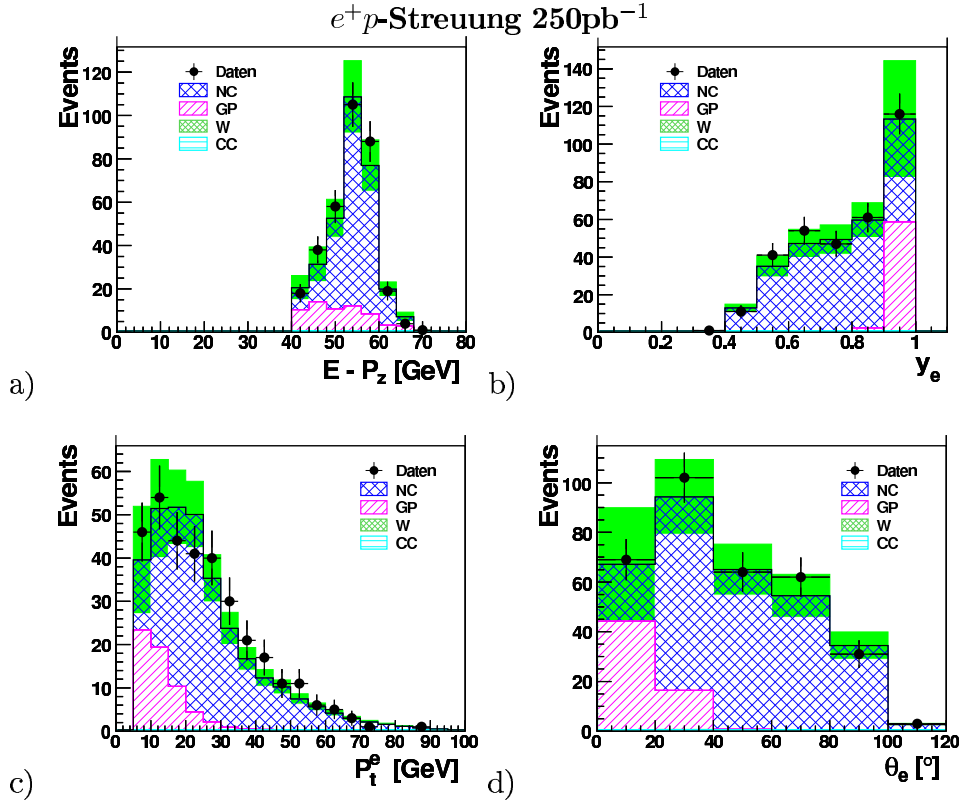


Abbildung 5.7: Verteilungen für Ereignisse im Kanal S3 in  $e^+p$ -Streuung. a)  $(E - P_z)$ , b)  $y_e$ , c)  $P_{t,e}$  und d)  $\theta_e$ . Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten.

durch Berechnung der invarianten Masse aus Vierervektoren des Elektrons und der beiden Jets, die zu  $18 - 20$  GeV bestimmt wurde.

Die Verteilung der rekonstruierten Masse für die selektierten Ereignisse in  $e^-p$ -Streuung ( $e^+p$ -Streuung) ist in Abb. 5.8a (Abb. 5.8b) dargestellt. Die Form der Verteilung besitzt ihr Maximum bei etwa 120 GeV. Der Abfall zu kleineren Massen hin spiegelt die verwendeten Schnitte auf die Impulse der Teilchen im Endzustand wieder, während der Abfall zu großen Massen hin durch die Annäherung an das kinematische Limit von HERA erklärt werden kann.

Die Ereignisse aus  $e^-p$ -Streuung weisen eine gute Beschreibung durch SM-Prozesse auf. Für kleine Massen liegen die Datenpunkte leicht über und unter der SM-Erwartung, innerhalb  $1\sigma$  mit statistischen Fluktuationen vereinbar. Ein leichter Überschuss zeigt sich in den Daten aus  $e^+p$ -Streuung in der Region des Maximums der SM-Erwartung. Die Beobachtung ist aber auch innerhalb  $1\sigma$  mit der SM-Erwartung verträglich. Die Ereignisse aus  $\gamma P$ -Prozessen sind über den gesamten Bereich gestreut. In Abb. 5.8 ist zur Veranschaulichung das Signal eines 150 GeV Squarks eingezeichnet. Es wurden keine Anzeichen für die Produktion von Squarks in ep-Kollisionen beobachtet. Daher lassen

sich aus den Daten Limits auf die Kopplungen  $\lambda'_{11k}$  und  $\lambda'_{1j1}$  ableiten (siehe Kapitel 6).

Für die Bestimmung der Limits muss die Effizienz für die Kanäle betrachtet werden, die zu dem Endzustand Elektron + Multijets führen. Dies sind “direkte” und Kaskadenzerfälle der Squarks über Neutralinos und Charginos. In der Analyse wird nur der Beitrag durch “direkte” Zerfälle untersucht. Der Beitrag durch Kaskadenzerfälle wird vernachlässigt (siehe Abschnitt 7).

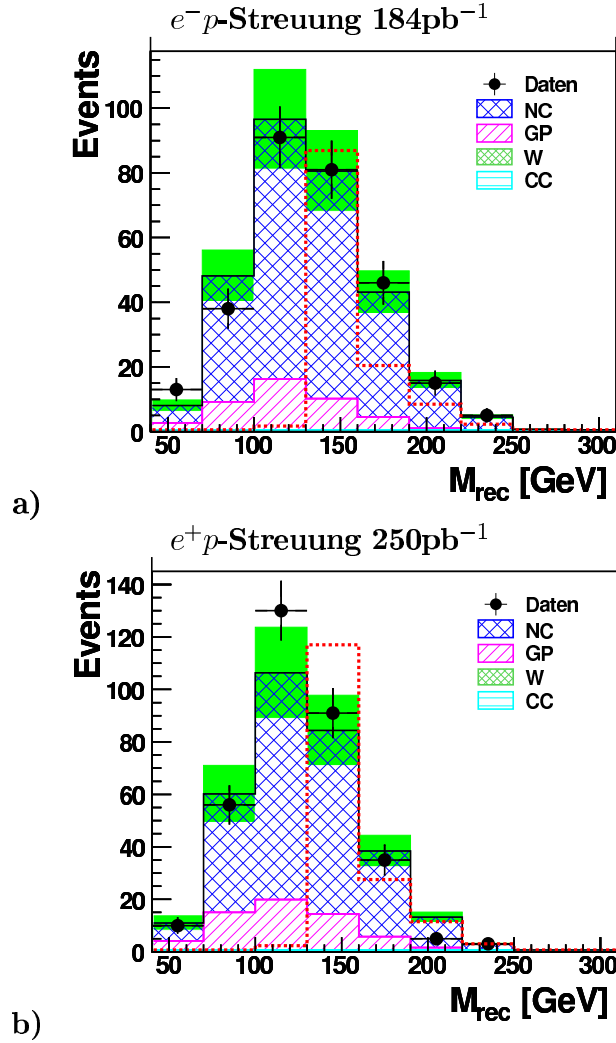


Abbildung 5.8: Rekonstruierte Squarkmasse für a)  $e^-p$ - und b)  $e^+p$ -Streuung. Das Signal für ein 150 GeV Squark ist beliebig normiert und durch die rote gestrichelte Linie eingezeichnet. Die dargestellten Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte statistische und theoretische Unsicherheiten. Die Daten zeigen keine signifikanten Abweichungen zu den SM-Erwartungen.

In “direkten” Zerfällen findet der Zerfall des Squarks nur über ein Zwischenteilchen, dem Neutralino, statt ( $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_i^0 \xrightarrow{\lambda'} qe\bar{q}q$ ). Die Effizienzen für das Signal durch “direkte” Zerfälle der Squarks über Neutralinos ist in Abb. 5.9 für die beiden Kanäle S3 und S4 gezeigt. Die Effizienz weist eine starke Abhängigkeit von den Massen des Squarks und der Neutralinos auf. Die beste Effizienz im Kanal S3 wird für Squarks mit Massen von etwa 225 GeV erreicht, die über Neutralinos mit Massen von etwa 100 – 180 GeV zerfallen. Für diese Kombination erreicht die Signaleffizienz ein Maximum von 48%.

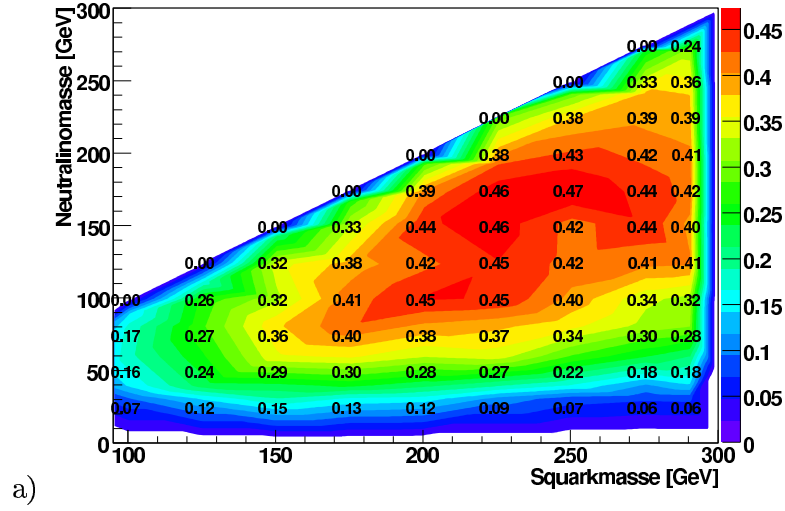
Im Bereich kleiner Squarkmassen erhalten die Teilchen aus dem  $\tilde{R}_p$ -Zerfall weniger Energie und passieren daher nicht die geforderten Schnitte auf die Transversalimpulse. Mit höheren Squarkmassen nimmt auch die Effizienz zu, da die Zerfallsprodukte im Endzustand höhere Energien besitzen und daher zunehmend deutlichere Signaturen im Detektor hinterlassen. Für Neutralinomassen nahe der Squarkmasse ( $m_{\tilde{q}} \approx m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) nimmt die Effizienz ab, weil hier der vom Squark abgestrahlte Jet nur wenig Energie erhält und nur das Lepton und Quark aus dem  $\tilde{R}_p$ -Zerfall hochenergetisch sind. In diesem Fall können Elektronen über das Strahlrohr undetektiert der Messung im Detektor entkommen oder es wird nur ein Jet mit  $P_t > 15$  GeV im Ereignis gefunden. Bei gleich großen Squark- und Neutralinomassen ( $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) fällt die Effizienz des Signals rapide auf Null ab, da aus kinematischen Gründen der Zerfall nicht mehr möglich ist.

Wenn das Neutralino eine viel kleinere Masse als das Squark besitzt ( $m_{\tilde{\chi}_1^0} \ll m_{\tilde{q}}$ ), wird ein hochenergetisches Quark beim Zerfall des Squarks in das Neutralino abgestrahlt. Die Zerfallsprodukte im  $\tilde{R}_p$ -Zerfall haben dann nur kleine Energien und werden nicht effektiv detektiert, da mindestens zwei Jets mit einem  $P_t > 15$  GeV im Ereignis gemessen werden sollen.

Im Kanal S4 sind die Effizienzen für die “direkten” Zerfälle generell geringer, da nur Elektronen im Zentralbereich zu diesem Kanal beitragen. Die maximale Signaleffizienz beträgt 20% für Squarkmassen im Bereich von 180–200 GeV und fällt für höhere Squarkmassen wieder ab. Das Elektron wird für hohe Squarkmassen weiter in den Vorwärtsbereich emittiert, jedoch tragen Elektronen im Bereich  $\theta_e < 30^\circ$  nicht zum Kanal S4 bei, da die Ladung nicht bestimmt werden kann.

Die Effizienz ist im Vergleich zu der vorherigen Analyse etwa 10% geringer über den gesamten Squark- und Neutralinomassenbereich. Die stärkste Ineffizienz kommt von der Identifikation der Elektronen. Anhang 2 listet beispielhaft einen Schnittfluss für simulierte Signalereignisse bei einer Squarkmasse von 200 GeV und einer Neutralinomassee von etwa 150 GeV auf.

Kanal S3 (“Elektron richtig geladen”)



Kanal S4 (“Elektron falsch geladen”)

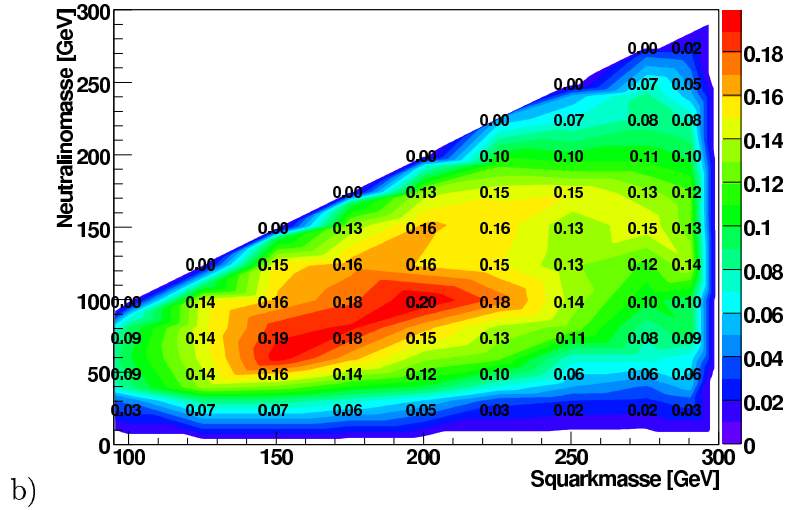


Abbildung 5.9: Signaleffizienzen in der  $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\chi}_0})$ -Ebene für das SUSY-Signal für “direkte” Zerfälle von Squarks über Neutralinos (a) im Kanal S3 (max. 47%) und (b) im Kanal S4 (max. 20%).

Kanal	$e^-p$ collisions $184.5pb^{-1}$				
	H1 Data	SM MC	NC-DIS	$\gamma P$	W Prod.
S3: eMJ(right)	290	$284.8 \pm 30.9$	$253.6 \pm 28.7$	$30.2 \pm 9.4$	$1.0 \pm 0.2$
S4: eMJ(wrong)	0	$0.8 \pm 0.3$	$0.5 \pm 0.2$	$0.3 \pm 0.1$	$0.004 \pm 0.002$
Kanal	$e^+p$ collisions $250.5pb^{-1}$				
	H1 Data	SM MC	NC-DIS	$\gamma P$	W Prod.
S3: eMJ(right)	324	$315.0 \pm 35.3$	$253.9 \pm 28.7$	$59.1 \pm 18.4$	$2.0 \pm 0.3$
S4: eMJ(wrong)	2	$1.1 \pm 0.4$	$0.5 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.3$	$0.008 \pm 0.003$

Tabelle 5.2: Ereignisraten für Daten und SM-Erwartung in den Kanälen S3 und S4 und Beiträge der dominanten SM-Prozesse für  $e^-p$ - und  $e^+p$ -Streuung. Es werden keine signifikanten Abweichen zu den SM-Erwartungen beobachtet.





## 6 Bestimmung eines Limits auf die Kopplung an Squarks

Dieses Kapitel erläutert, welche Methoden in der Analyse angewandt werden, um Aussagen über die Wahrscheinlichkeit der Beobachtung neuer Phänomene in den Daten zu treffen. Zuerst soll der Begriff eines oberen Limits an die Teilchenproduktion durch neue Prozesse veranschaulicht werden. Dann wird die Methode des gleitenden Massenfensters zur Optimierung vorgestellt. Schließlich wird die konkrete Ableitung eines Limits auf die Stärke der R-Paritätsverletzenden Yukawa-Kopplungen  $\lambda'_{11k}$  aus den betrachteten Daten in  $e^-p$ -Streuung gezeigt.

### 6.1 Poisson-Verteilung und Konfidenzniveau

In der Hochenergiephysik, wie auch in allen anderen Bereichen der Physik, werden Wahrscheinlichkeitsverteilungen gemessen. Die Produktion von seltenen Teilchen folgt der Poissonverteilung. Die Poissonverteilung  $\mathcal{P}(n; \mu)$  ist eine diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung und gilt für kleine Ereignisraten. Sie gibt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von genau  $n$  Ereignissen an, wenn  $\mu$  Ereignisse (im Mittel) erwartet werden.

$$\mathcal{P}(n; \mu) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (6.1)$$

Angenommen es werden  $n = n_s + n_b$  Ereignisse beobachtet. Die Signalereignisse  $n_s$  und die erwarteten Ereignisse  $n_b$  aus Untergrund-Prozessen sind poissonverteilt mit Erwartungswerten  $s$  und  $b$ . Daraus folgt, dass  $n = n_s + n_b$  ebenfalls poissonverteilt ist, mit Erwartungswert  $s + b$ . Der Erwartungswert  $b$  sei bekannt. Bei einer Beobachtung von  $n_{obs}$  Ereignissen ohne signifikanten Überschuss in Bezug auf  $b$  kann ein Limit auf den Mittelwert der Signalverteilung  $s$  berechnet werden. Dafür wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass die  $(s + b)$ -Hypothese die Anzahl beobachteter Ereignisse  $n_{obs}$  oder weniger geliefert haben könnte.

$$p(n \leq n_{obs}; s, b) = \sum_{n=0}^{n \leq n_{obs}} \mathcal{P}(n; s + b) = \sum_{n=0}^{n \leq n_{obs}} \frac{(s + b)^n}{n!} e^{-(s+b)} \quad (6.2)$$

Diese Gleichung kann für eine gegebene Wahrscheinlichkeit  $p = 0.05$  numerisch nach  $s = s_{up}(n_{obs}, b)$  aufgelöst werden. Das Intervall  $[0, s_{up}]$  wird als Konfidenzbereich bezeichnet. Mit  $s_{up}$  wird ein oberes Limit (in diesem Fall 95%CL) auf die Anzahl Signalereignisse bestimmt, die mit der Beobachtung von  $n_{obs}$  Ereignissen bei einer Untergrunderwartung von  $b$  Ereignissen verträglich ist [31, 32].

## 6.2 Optimierung von oberen Limits im gleitenden Massenfenster

In der Analyse der Kanäle S3 und S4 wurde kein signifikanter Überschuss zu den Erwartungen aus SM-Prozessen beobachtet. Im Kanal S4 sind die Erwartungen aus SM-Prozessen bereits sehr gering. Im Kanal S3 hingegen werden noch viele Ereignisse aus SM-Prozessen erwartet. Um die Ereignisraten speziell in den Regionen, die von besonderem Interesse für das Signal sind, zu vergleichen, wird das erwartete Limit in einem gleitenden Massenfenster optimiert. Das erwartete Limit ist bei einem bestimmten Konfidenzniveau definiert, wenn die Anzahl Datenereignisse genau mit den SM-Erwartungen übereinstimmt. Die Bestimmung des optimalen erwarteten Limits benutzt daher nur die SM-Erwartung  $b$  und die Effizienz des Signals  $\epsilon$ .

Daraus berechnet sich das erwartete obere Limit  $N_{upper}^{exp}$  auf die Anzahl Signalereignisse zu

$$N_{upper}^{exp} = \frac{N_{exp}(b) - b}{\epsilon} . \quad (6.3)$$

Die Größe  $N_{exp}(b)$  wird hierbei über Poissonstatistik abhängig von der SM-Erwartung  $b$  berechnet:

$$N_{exp}(b) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{P}(n; b) \cdot \mathcal{P}_{pois}^{inv}(n) \quad (6.4)$$

Das gewünschte Konfidenzlevel  $95\%CL$  geht in die Limit-Bestimmung ein, indem  $\mathcal{P}_{pois}^{inv}(n)$  derart bestimmt wird, dass

$$0.05 = \sum_{i=0}^{i \leq n} \mathcal{P}(i; \mathcal{P}_{pois}^{inv}(n)) \quad (6.5)$$

gilt. Die Zahlen  $\mathcal{P}_{pois}^{inv}(n)$  sind identisch mit den oberen Limits  $s_{up}(n_{obs}, b)$  aus Gleichung 6.2 für  $n_{obs} = n$  und  $b = 0$ , d.h. für  $n$  beobachtete Ereignisse in Abwesenheit von Untergrundereignissen  $b$ .

Diese Definition eines erwarteten oberen Limits wird in der Analyse benutzt um Massenfenster zu optimieren. Die Bestimmung der optimalen Schnitte für das Massenfensters bei einer festen Squarkmasse wird mit einem gleitenden Massenfenster durchgeführt. Dafür wird die Zahl der erwarteten Untergrund-Ereignisse  $b$  und die Signaleffizienz  $\epsilon$  im jeweiligen Massenfenster bestimmt und damit ein oberes Limit nach Gl. 6.3 berechnet. Die optimale Wahl des Massenfensters ist erreicht, wenn  $N_{upper}^{exp}$  minimal wird.

Die Optimierung des Massenfensters im Kanal S3 für die Zerfälle der Art  $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0 \xrightarrow{\lambda'} qe\bar{q}q$  erfolgt für Squarkmassen, zu denen MC generiert wurde. Für das Massenfenster zu einer Squarkmasse wird der Zerfall über alle generierten Neutralinomassen gleichzeitig betrachtet. Die Abhängigkeit der Massenrekonstruktion von Neutralinomassen in der Zerfallskette wurde ebenfalls überprüft und kann vernachlässigt werden. Zwischen den

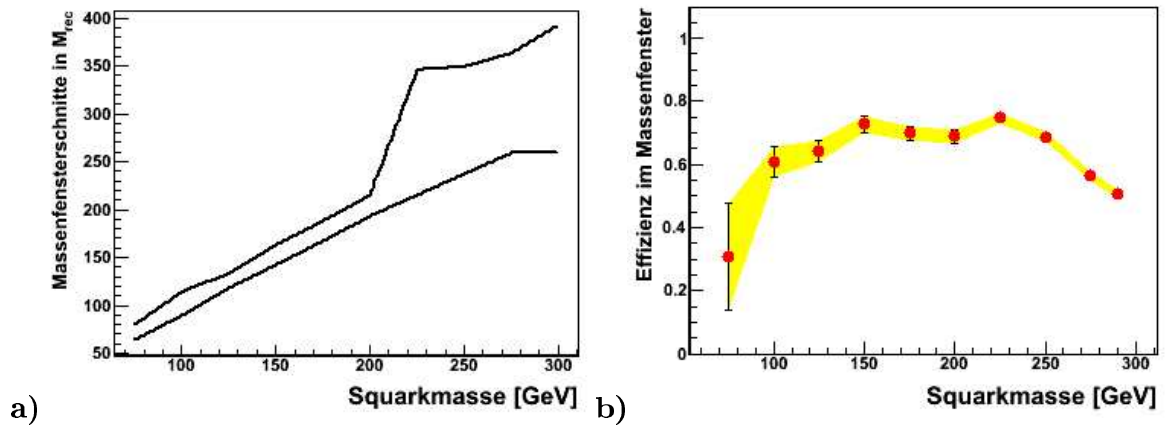


Abbildung 6.1: (a) Massenfensterschnitte für ein optimales erwartetes Limit und (b) Effizienz des Signals im optimierten Massenfenster

generierten Squarkmassen werden die Massenfensterschnitte linear interpoliert. Das optimierte Massenfenster für  $e^-p$ -Streuung ist in Abb. 6.1 (links) gezeigt. Die Effizienz des Signals wird durch die Schnitte für das Massenfenster weiter eingeschränkt. Abbildung 6.1 (rechts) zeigt die Effizienz des Massenfensterschnittes für die verschiedenen Squarkmassen. Für kleine Squarkmassen bleiben nur 30% der Signalereignisse im Massenfenster. Für höhere Squarkmassen steigt die Effizienz der Massenfensterschnitte, fällt jedoch bei hohen Squarkmassen wieder ab. Der eingezeichnete Fehler auf die Effizienz ist der statistische Fehler auf die Anzahl simulierter MC-Ereignisse im Massenfenster. Da für kleine Squarkmassen weniger Ereignisse generiert wurden, ist der statistische Fehler in diesem Bereich sehr groß.

Die Ereignisraten für die SM-Erwartung  $N_B$  und die Daten  $N_D$  lassen sich in den interpolierten Massenfenstern in 1 GeV Schritten aus der Verteilung der rekonstruierten Squarkmasse auslesen. Abb. 6.2 zeigt dies für  $e^-p$ -Streuung. Der eingezeichnete Fehler ist der statistische Fehler auf die MC-Ereignisse. Der Vergleich von Daten und MC-Erwartung zeigt keine signifikante Abweichung. Die Form der Verteilung ist stark abhängig von der Breite des Massenfensters, die lokalen Maxima und Minima deuten nicht auf die Anwesenheit eines Signals hin, sondern hängen vom Verlauf des Massenfensters ab.

Auf Grund der Massenfensterschnitte in der rekonstruierten Squarkmasse tritt eine weitere Reduktion des SUSY-Signals auf. Die Effizienz in Abb. 6.3 zeigt im Gegensatz zu Abb. 5.9 (links) die kombinierte Effizienz nach den Massenfensterschnitten für die "direkten" Zerfälle im Kanal S3. Die Region der maximalen Effizienz bleibt nach wie vor im Bereich der Squarkmasse von 225 GeV und der Neutralinomasse von 100 – 180 GeV. Die maximale Effizienz beträgt nun nach allen Schnitten 35%.

Die Effizienzen für Beiträge durch Kaskadenzerfälle in die Kanäle S3 und S4 werden in der Bestimmung des Limits auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) in dieser Analyse vernachlässigt. Dies ist insofern gerechtfertigt, da Kaskadenzerfälle im Kanal S3 und S4 für das

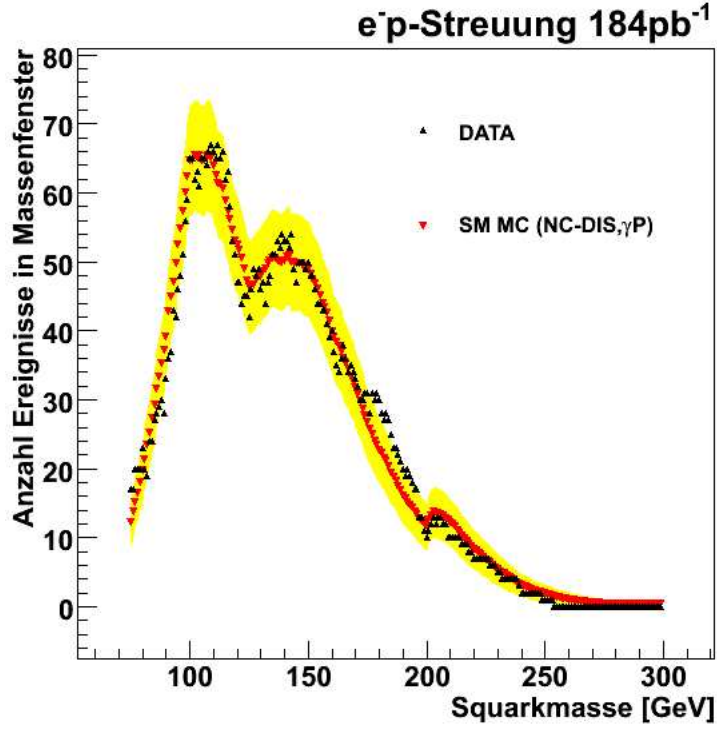


Abbildung 6.2: Ereignisraten in interpolierten Massenfenstern für die Squarkmassen von 75 – 290 GeV in 1 GeV Schritten extrahiert.

in  $e^-p$  erzeugte  $\tilde{d}_R$  nur einen zu vernachlässigenden Beitrag zum Verzweungsverhältnis liefern. In der Bestimmung eines Limits aus  $e^+p$ -Streuung liefern die Kaskadenzerfälle durch die Kopplung des  $\tilde{u}_L$  an Charginos aber nicht zu vernachlässigende Beiträge.

Aus den Ereignisraten im Massenfenster und der bestimmten Effizienz lassen sich nun obere Limits auf die Produktion der Squarks bestimmen. Im Folgenden wird die Methode vorgestellt, mit der aus den Beobachtungen in den Kanälen S3 und S4 aus Daten der  $e^-p$  Streuung ein Limit auf die  $\tilde{R}_p$ -Kopplung  $\lambda'_{11k}$  bestimmt wird. Für die Berechnung des Limits aus den Ereignisraten im Massenfenster wird im nächsten Abschnitt die modifizierte Frequentist-Methode verwendet. Durch die Verwendung der modifizierten Frequentist-Methode lassen sich systematische Betrachtungen in der Limit-Berechnung berücksichtigen und die Beobachtungen in den verschiedenen Kanälen kombinieren.

### 6.3 Modifizierte Frequentist-Methode

Für das weitere Vorgehen bei der Analyse der Daten sollen die systematischen Unsicherheiten in die Limit-Berechnung eingehen und mehrere Kanäle zu einem Limit kombiniert werden. Daher wird für die folgende Limit-Berechnung die modifizierte Frequentist-

Methode benutzt, die auf der Likelihood-Verhältnis-Methode basiert. Die benutzte Implementation ist in [33] beschrieben. Damit ist es auch möglich die Ergebnisse von Suchen in verschiedenen Kanälen zu kombinieren. Das grundlegende Konzept soll kurz erläutert werden.

Eine Zufallsvariable  $X$  wird definiert, um zu unterscheiden ob das Ergebnis einer Suche in  $n$  unabhängigen Kanälen eher Signal- oder Untergrundcharakter hat. Eine optimale Wahl für die Zufallsvariable ist das Likelihood-Verhältnis [33]. Für die Beobachtung von  $d_i$  Kandidaten in einem Kanal  $i$  bei einer Erwartung von  $b_i$  Untergrundereignissen und  $s_i$  Signalereignissen wird die Zufallsvariable  $X_i$  definiert als

$$X_i = \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{d_i}}{d_i!} / \frac{e^{-b_i}b_i^{d_i}}{d_i!} . \quad (6.6)$$

Diese Zufallsvariable hat die Eigenschaft, dass das kombinierte Ergebnis zweier Kanäle dem Produkt der einzelnen Ergebnisse in beiden Kanälen entspricht und dass sie in jedem Kanal mit der Anzahl beobachteter Kandidaten  $d_i$  monoton ansteigt. Die Kombination von mehreren Kanälen erfolgt dann über

$$X = \prod_{i=1}^n X_i . \quad (6.7)$$

Das Konfidenzniveau  $CL_{s+b}$  für den Ausschluss der  $(s+b)$ -Hypothese ist definiert als die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Zufallsvariable  $X(\{d'_i\})$  kleiner oder gleich der in den Daten beobachteten Zufallsvariablen  $X(\{d_i\})$  ist.

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(X \leq X_{obs}) = \sum_{X(\{d'_i\}) \leq X(\{d_i\})} \prod_{i=1}^n \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{d'_i}}{d'_i!} \quad (6.8)$$

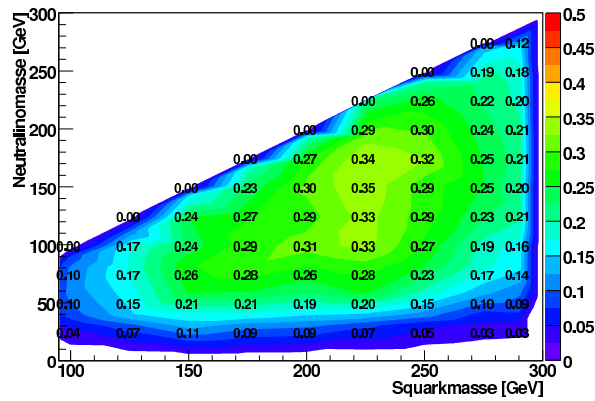


Abbildung 6.3: Effizienz für das SUSY-Signal in der  $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\chi}_1^0})$ -Ebene für den Kanal S3 nach den Massenfensterschnitten.

Dafür läuft die Summe in Gl. 6.8 über alle möglichen Werte  $\{d_i''\}$  die zu einer kleineren Zufallsvariablen als  $X(\{d_i\})$  führen. Mit  $CL_{s+b}$  lassen sich bereits obere Limits (95%CL) berechnen, diese besitzen jedoch eine beunruhigende Eigenschaft: Werden in einem Kanal weniger Kandidaten beobachtet als für die Beschreibung des Untergrundes allein notwendig sind, so wird das Signal und der Untergrund selbst mit einer sehr hohen Konfidenz ausgeschlossen. Um Fluktuationen des Untergrundes nach unten in der Limit-Berechnung zu berücksichtigen, kann auch die Konfidenz  $CL_b$  für den Untergrund allein berechnet werden:

$$CL_b = P_b(X \leq X_{obs})$$

Hier gibt  $CL_b$  das Konfidenzniveau dafür an, dass Ereignisse aus Untergrundprozessen weniger oder gleich viele Kandidaten  $d_i$  liefern. Die Konfidenz  $CL_b$  wird als Konfidenz für eine potentielle Entdeckung betrachtet. Daraus lässt sich das Konfidenzniveau  $CL_s$  [33, 34] für die Signal-Hypothese mit der modifizierten Frequentist-Methode berechnen zu

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

Diese Definition des Konfidenzniveaus wird im Folgenden für die Berechnung von oberen Limits benutzt. Ein oberes Limit  $N_{lim}$  auf die Anzahl Signalereignisse wird bestimmt, so dass  $CL_s \leq 0.05$  für alle  $N > N_{lim}$ .

Die systematischen Unsicherheiten werden in der Limit-Berechnung berücksichtigt, indem die Erwartungen aus Untergrund- und Signalereignissen innerhalb der Unsicherheiten gemittelt werden, wobei die Verteilungen als gaussverteilt angenommen werden [33].

## 6.4 Berechnung des Limits auf die Kopplung $\lambda'_{11k}$

Die selektierten Daten in  $e^-p$  Streuung werden mit der SM-Vorhersage verglichen und damit ein Limit auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  abhängig von der Squarkmasse  $M_{\tilde{q}}$  berechnet. Dazu muss für jede Squarkmasse das obere Limit (95% $CL_s$ ) auf die Produktion von Squarks mit der modifizierten Frequentist-Methode bestimmt werden. Für die Bestimmung eines 95% Limits auf die Produktion von Signalereignissen bei Anwesenheit von Untergrundereignissen werden in jedem betrachteten Kanal  $i$  benötigt:

- $N_{D,i}$  - Anzahl Ereignisse in Daten
- $N_{B,i}$  - Anzahl Ereignisse aus SM Vorhersage
- $\Delta N_{B,i}$  - Fehler auf Ereignisse aus SM-Vorhersage
- $\epsilon_i$  - Effizienz des SUSY Signals
- $\Delta \epsilon_i$  - Fehler auf die Effizienz des SUSY Signals
- $BR_i$  - Verzweungsverhältnis in den jeweiligen Endzustand  $i$

Die Verzweigungsverhältnisse hängen dabei selbst von dem Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ab. Daher wird ein iteratives Verfahren benutzt, wobei für einen bestimmten Wert von  $\lambda'_{11k}$  und eine bestimmte Squarkmasse ein theoretischer Wirkungsquerschnitt (siehe Formel 2.13) berechnet werden kann. Dieser wird dann verglichen mit einem experimentellen Wirkungsquerschnitt, der sich unter Einbeziehung des Verzweigungsverhältnisses in die betrachteten Kanäle, aus dem oberen Limit ergibt.

Für die Berechnung des Limits wird in jedem Kanal das Produkt aus Effizienz und dem Verzweigungsverhältnis in den jeweiligen Endzustand als globale Effizienz für das SUSY-Signal gebildet. Daher tragen Kanäle mit einem hohen Verzweigungsverhältnis und einer hohen Effizienz am stärksten zur Limit-Berechnung bei. Die Beobachtungen in den Kanälen S3 und S4 werden in dieser Analyse für die Bestimmung eines Limits kombiniert. Für die Kombination der Suchergebnisse in einzelnen Kanälen wird der modifizierte Frequentist-Ansatz von Tom Junk (Abschnitt 6.3) benutzt.

Im Kanal S3 werden die Werte von  $N_B$ ,  $\Delta N_B$  und  $N_D$  zu allen Squarkmassen zwischen 75 und 290 GeV in den interpolierten Massenfenstern bestimmt (siehe Abschnitt 6.2). Durch die Abtastung mit Massenfenstern lassen sich erwartete und beobachtete Ereignisraten speziell in den Regionen, die von besonderem Interesse für das Signal sind, überprüfen. Im Kanal S4 ist die SM-Erwartung bereits so gering, dass kein Massenfenster benutzt wird. Die Effizienz im Massenfenster für den Kanal S3 in Abhängigkeit der Massen von  $M_{\tilde{q}}$  und  $M_{\tilde{\chi}_1^0}$  zeigt Abb. 6.3, für den Kanal S4 ist die Effizienz in Abb. 5.9 rechts dargestellt.

**Limit-Berechnung** Für die Berechnung des Limits auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  bei einer bestimmten Squarkmasse wird ein Punkt im Parameterraum  $\mu, M_2, \tan \beta$  gewählt. Dadurch sind die Massen der Neutralinos und Charginos festgelegt. Mit einer Annahme für den Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k} = a$  lassen sich die Verzweigungsverhältnisse in die Kanäle S3 und S4 mit dem Generator SUSYGEN bestimmen. Ein oberes Limit auf die Anzahl Squarks, die mit der Messung verträglich ist, wird mit der modifizierten Frequentist-Methode durch Kombination von  $N_{D,i}, N_{B,i}, \Delta N_{B,i}$  sowie  $\epsilon_i \cdot BR_i$  und  $\Delta(\epsilon_i \cdot BR_i)$  in den Kanälen S3 und S4 bestimmt. Das Limit auf die Teilchenzahl lässt sich mit der integrierten Luminosität der betrachteten Daten in ein oberes Limit auf den Produktionswirkungsquerschnitt übersetzen:

$$\sigma_{upper} = \frac{N_{upper}}{\mathcal{L}} \quad (6.9)$$

In der Rechnung werden die Effizienz und das Verzweigungsverhältnis bereits in der Bestimmung von  $N_{upper}$  berücksichtigt. Dieses Limit muss mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt (siehe Abb. 2.8 und Gl. 2.13) übereinstimmen, der sich aus der Kopplungsstärke  $\lambda'_{11k}$  und der Squarkmasse  $M_{\tilde{q}}$  ergibt.

Ist der experimentell gewonnene Wirkungsquerschnitt kleiner als der theoretische, so kann dieser Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  an dem Parameterpunkt  $(M_{\tilde{q}}, M_2, \mu, \tan \beta)$  ausgeschlossen werden und es wird ein kleinerer Wert von  $\lambda'_{11k}$  getestet. Ist andersherum der theoretische Wirkungsquerschnitt kleiner als der experimentelle, so kann diese Kopplungsstärke nicht ausgeschlossen werden. Die Kopplungsstärke wird erhöht und getestet.

Auf iterativem Weg wird so ein Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  bestimmt, bei dem experimenteller und theoretischer Wirkungsquerschnitt bis auf 5 Promille übereinstimmen. Dann kann das 95% CL Limit auf diesen Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  gesetzt werden. Das berechnete Limit und die Verzweungsverhältnisse in die verschiedenen Endzustände am Limit werden im folgenden Abschnitt präsentiert.



## 7 Limits auf die Kopplung $\lambda'_{11k}$

Die Ergebnisse der Suche nach Squarks in den Kanälen S3 und S4 in  $e^-p$ -Streuung wurde benutzt, um ein Limit auf die Stärke der  $\tilde{R}_p$ -Kopplung  $\lambda'_{11k}$  zu bestimmen. Die Analyse der Kanäle S3 und S4 ist besonders sensitiv auf einen Teil des Parameterraumes  $(\mu, M_2, \tan\beta)$ , in dem die Eigenschaften des Neutralinos durch eine dominante Photino-Komponente bestimmt sind. In diesem Teil des Parameterraumes wird ein hohes Verzweungsverhältnis in Multijet-Kanäle mit Elektronen und Neutrinos im Endzustand erwartet. Die Limit-Berechnung wurde für  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) bei festen Werten von  $\tan\beta = 2$  und  $\mu = -200$  GeV für die Werte  $M_2 = 80$  GeV und  $M_2 = 150$  GeV durchgeführt.

Die Limits sind in Abb. 7.1a für  $\mu = -200$  GeV,  $\tan\beta = 2, M_2 = 80$  GeV und in Abb. 7.2a für  $\mu = -200$  GeV,  $\tan\beta = 2, M_2 = 150$  GeV dargestellt. Im Bereich kleiner Squarkmassen lässt sich je nach Wahl des Parameterpunktes eine Kopplung  $\lambda'_{11k} > 0.01$  ( $k = 1, 2$ ) für Squarks bis zu einer Masse von etwa 180 – 200 GeV ausschliessen. Die Existenz von

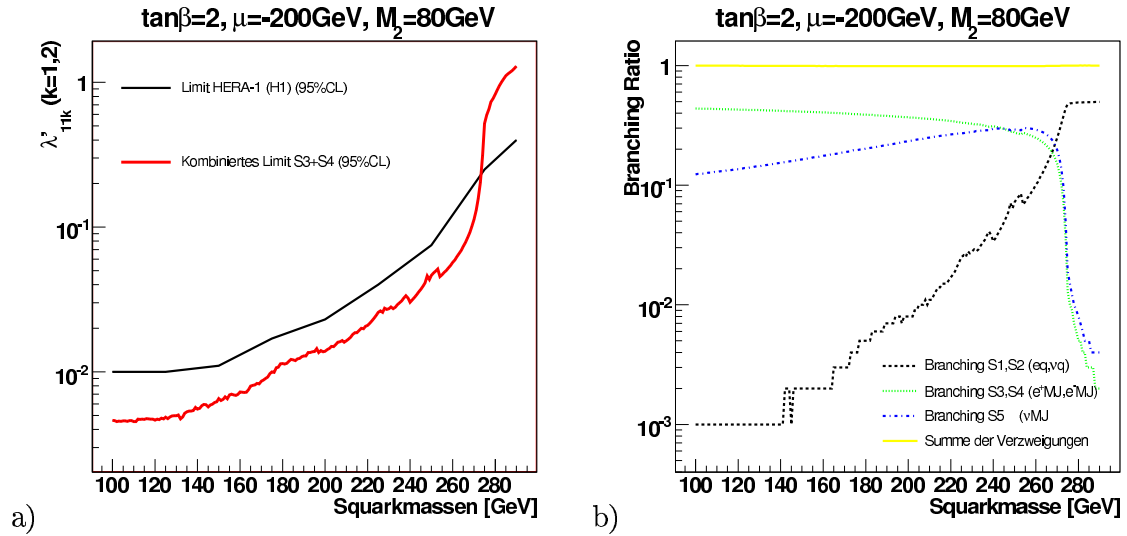


Abbildung 7.1: a) 95%CL Limit auf die Stärke der  $\tilde{R}_p$ -Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) in  $e^-p$ -Streuung und b) Verzweungsverhältnis des Squarkzerfalls in die Kanäle S1,S2,S3,S4 und S5 am Limit. Die Wahl des Parameterpunktes im MSSM ( $\tan\beta = 2, \mu = -200$  GeV,  $M_2 = 80$  GeV) entspricht einem leichtesten Neutralino ( $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 44$  GeV) mit dominanter Photino-Komponente. Squark und Sleptonmassen werden als degeneriert betrachtet.

Squarks mit einer  $\tilde{R}_p$ -Kopplung in der Grössenordnung der elektromagnetischen Kopplung ( $\lambda_{em} = \sqrt{4\pi\alpha_{em}} \approx 0.3$ ) kann bis zu einer Squarkmasse von etwa 270 GeV für die Parameter ( $\mu = -200, M_2 = 80$  und  $150, \tan\beta = 2$ ) mit einem Konfidenzlevel von 95% ausgeschlossen werden. Für größere Squarkmassen nahe dem kinematischen Limit bei HERA kann eine Kopplung in Höhe der elektromagnetischen Kopplung nicht ausgeschlossen werden. In diesem Bereich werden die Zerfälle der Squarks über den Produktionsmechanismus relevant ( $eq \rightarrow \tilde{q} \rightarrow eq, \nu q$ ). Das Verzweungsverhältnis in die Kanäle S1 und S2 steigt daher mit zunehmenden Squarkmassen. Für Squarkmassen größer als 260 GeV lösen die Kanäle S1 und S2 die Kanäle S3 und S4 als dominante Zerfallskanäle ab. Hier kann eine Verbesserung des Limits durch die zusätzliche Analyse aller Zerfallskanäle erreicht werden.

Die in Abb. 7.1b und in Abb. 7.2b dargestellten Verzweungsverhältnisse wurden direkt am Limit bestimmt. Die dominanten Zerfallskanäle der Squarks hängen von der untersuchten Squarkmasse und dem Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ab. Das Verzweungsverhältnis in die Kanäle S3 und S4 ist in  $e^-p$ -Streuung gleich groß. Die beiden Kanäle bilden im Bereich kleiner bis mittlerer Squarkmassen, abhängig von  $\lambda'_{11k}$  die dominanten Zerfallskanäle der Squarks. Die Summe der Verzweungsverhältnisse in S3 und S4 beträgt in diesem Bereich etwa 40 – 60%. Der Zerfall in den Kanal S5 ( $\nu M J$ ) bildet den anderen dominanten Zerfallskanal mit einem Verzweungsverhältnis von etwa 1 – 20%, ebenso

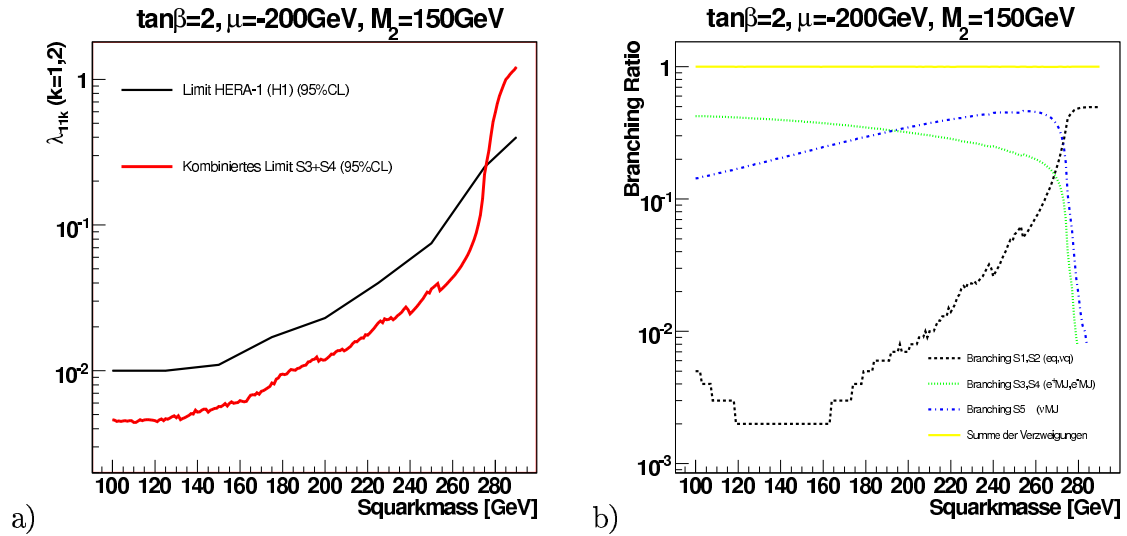


Abbildung 7.2: a) 95%CL Limit auf die Stärke der  $\tilde{R}_p$ -Kopplung  $\lambda'_{11k}$  ( $k = 1, 2$ ) in  $e^-p$ -Streuung und b) Verzweungsverhältnis des Squarkzerfalls in die Kanäle S1,S2,S3,S4 und S5 am Limit. Die Wahl des Parameterpunktes im MSSM ( $\tan\beta = 2, \mu = -200$  GeV,  $M_2 = 150$  GeV) entspricht einem leichtesten Neutralino ( $m_{\tilde{\chi}_1^0} \approx 79$  GeV) mit dominanter Photino-Komponente. Squark und Sleptonmassen werden als degeneriert betrachtet.

abhängig von der Squarkmasse und dem Wert der Kopplung. Für  $M_2 = 150$  GeV kann ein leicht stärkeres Limit auf die Kopplung gesetzt werden als für  $M_2 = 80$  GeV, da die Massen der Neutralinos in den Squarkzerfällen größer sind und somit zu einer höheren Effizienz für das SUSY-Signal führen. Allerdings hat die Wahl von  $M_2$  auch Auswirkungen auf die Verzweigungsverhältnisse. Der Kanal S5 dominiert für  $M_2 = 150$  GeV im dem Bereich der Squarkmassen größer als 200 GeV.

In vorherigen Analysen [35, 1, 2] wurde bereits ein Limit auf die Kopplung von Elektron und Quarks an Squarks mit Massen bis zu 290 GeV bestimmt. Die Existenz von Squarks mit einer  $R_p$ -Kopplung  $\lambda'_{11k}$  (bzw.  $\lambda'_{1j1}$ ) in der Größenordnung der elektromagnetischen Kopplungsstärke konnte in der vorherigen Analyse bis zu einer Masse von 275 GeV mit einem Konfidenzlevel von 95% ausgeschlossen werden. Dafür wurden alle Topologien in Tab. 2.3 untersucht, und im gesamten Paramterraum  $\mu = -300, \dots, 300$ ,  $M_2 = 70, \dots, 350$  für feste Werte von  $\tan\beta = 2,6$  Limits bestimmt. Das Limit für den entsprechenden Parameterbereich dieser Analyse ist in den Abb. 7.1a und 7.2a skizziert dargestellt. Das in dieser Analyse bestimmte Limit erweitert den 95%CL Ausschlussbereich für den Bereich der Squarkmassen bis etwa 270 GeV.

## 7.1 Indirekte experimentelle Limits auf $\lambda'_{11k}$

Die Kopplung  $\lambda'_{111}$  wird indirekt auch durch die Nicht-Beobachtung des neutrinolosen Doppel-Betazerfalls ( $\beta\beta 0\nu$ ) beschränkt [36]. Das beste indirekte Limit kann mit der Masse des Selektorns  $m_{\tilde{e}}$  und des leichtesten Charginos  $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$  ausgedrückt werden als [8]

$$\lambda'_{111} < 5.2 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{m_{\tilde{e}}}{100 \text{ GeV}}\right)^2 \cdot \left(\frac{m_{\tilde{\chi}_1^\pm}}{100 \text{ GeV}}\right)^{1/2}$$

In dem hier betrachteten phänomenologischen Modell werden die Massen der Sleptonen als entartet angenommen. Ihre Masse wird auf die Squarkmasse gesetzt. Die Masse des Charginos wird durch die Wahl des Parameterpunktes festgelegt. Die indirekten Limits auf  $\lambda'_{111}$  bei einer Neutralinomassee von 80 GeV variieren im Bereich von  $M_{\tilde{q}} = 100 - 300$  GeV zwischen  $\lambda'_{111} < 5 \cdot 10^{-4}$  und  $\lambda'_{111} < 5 \cdot 10^{-3}$ .

Ebenso werden die Kopplungen  $\lambda'_{112}$  und  $\lambda'_{113}$  indirekt auch durch Tests der Universalität des schwachen geladenen Stromes beschränkt [37]. Das indirekte Limit auf die Kopplung  $\lambda'_{112}$  lässt sich bestimmen zu [8]

$$\lambda'_{112} < 0.021 \cdot \left(\frac{m_{\tilde{s}}}{100 \text{ GeV}}\right)$$

Da in dem hier betrachteten Modell die Squarkmassen ebenfalls als entartet angenommen werden, gilt  $m_{\tilde{s}} = m_{\tilde{d}}$ . Das daraus bestimmte Limit auf  $\lambda'_{112}$  variiert im Bereich  $M_{\tilde{q}} = 100 - 300$  GeV zwischen 0.02 und 0.06. Diese Limits werden teilweise durch die direkte Messung in dieser Analyse erweitert. Eine ausführliche Behandlung von indirekten Limits auf die Stärken der  $R_p$ -Kopplungen findet sich in [8].



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Die Suche nach Squarks in supersymmetrischen Modellen mit R-Paritäts-Verletzung in Elektron und Multijet Kanälen zeigt in  $e^-p$  und  $e^+p$  Streuung bei HERA keine signifikanten Abweichungen zu den Erwartungen aus Standardmodellprozessen. In Abwesenheit eines Signals wurden für die Daten aus  $e^-p$  Streuung Ausschlusslimits auf den Wert der Kopplung  $\lambda'_{11k}$  an Punkten im Parameterraum  $(\mu, \tan\beta, M_2)$  bestimmt, die zu hohen Verzweungsverhältnissen in Elektron und Multijet Kanäle führen.

Damit wurde der erste Schritt in Richtung einer finalen Publikation der H1-Daten für die Suche nach Squarks in  $R_p$  Supersymmetrie getan. Mit mehr als der zehnfachen Luminosität der Daten aus  $e^-p$ -Streuung konnte bei kleinen bis mittleren Squarkmassen durch die Beobachtung in den Elektron und Multijet Kanälen S3 und S4 ein stärkeres Limit auf die Kopplung  $\lambda'_{11k}$  gesetzt werden, als dies in vorherigen Analysen bisher möglich war. Im Bereich großer Squarkmassen ( $M_{\tilde{q}} > 270$  GeV) konnten die existierenden Limits nicht erweitert werden, da für große Squarkmassen die Zerfälle in die Kanäle S1 und S2 dominieren und mit den Kanälen S3 und S4 nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Zerfallsbreite des Squarks betrachtet wird. Eine Verbesserung der Limits an den betrachteten Parameterpunkten kann bereits durch Hinzunahme der Kanäle S1 und S2 erreicht werden.

Eine Bestimmung von Limits im gesamten zugänglichen Parameterraum ( $\mu = -200, \dots, 200$  GeV,  $M_2 = 70, \dots, 350$  GeV und für verschiedene Werte von  $\tan\beta = 2, \dots, 6$ ), wie in vorherigen Analysen durchgeführt, erfordert die Auswertung aller möglichen Endzustände in  $R_p$ -Supersymmetrie. Nur wenn alle möglichen Zerfälle von Squarks betrachtet werden, kann das Verzweungsverhältnis der Squarkzerfälle zu 100% abgedeckt werden.

Für die Bestimmung eines Limits auf die Kopplung  $\lambda'_{113}$  muss die Berechnung der Produktionswirkungsquerschnitte (Gl. 2.13) modifiziert werden, da explizit die Helizitätszustände  $\tilde{u}_L$  und  $\tilde{d}_R$  in  $e^-p$  und  $e^+p$  erzeugt werden. Bei Squarks der 3. Generation wird jedoch eine starke Mischung der Eigenzustände  $\tilde{t}_1, \tilde{t}_2$  zu den Helizitätszuständen  $\tilde{t}_L, \tilde{t}_R$  erwartet, daher würde die Bestimmung von  $\lambda'_{113}$  mit einer separaten Limit-Berechnung erfolgen und wurde im Rahmen dieser Analyse nicht durchgeführt.



## 9 Danksagung

Auf den letzten (jedoch nicht weniger signifikanten) Seiten dieser Arbeit möchte ich all denen meinen Dank zum Ausdruck bringen, die an einem erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beteiligt waren.

Meinem Professor Hans-Christian Schultz-Coulon danke ich für die herzliche Aufnahme in seine Forschungsgruppe bei H1 und die mir daraus entstandenen Möglichkeiten, sich an der aktuellen Forschung in einer internationalen Kollaboration zu beteiligen. Seinem kontinuierlichen Wissensdrang ist mein stetiges Fortschreiten auf dem Weg zu einer runden Analyse zu verdanken.

Mein besonderer Dank gilt ebenfalls Professor Ulrich Uwer für die unkomplizierte Übernahme der Zweitkorrektur dieser Arbeit.

Ohne die professionelle und freundschaftliche Betreuung durch Dr. Gerhard Brandt wäre es mir kaum möglich gewesen die Arbeit bis zu dem hier aufgezeigten Stand durchzuführen. Daher möchte ich ihm für die fruchtbaren Diskussionen zu jeder Tageszeit und die bis zuletzt nicht endenden Motivationsschübe danken.

Ebenso bin ich Dr. Katja Krüger zu tiefem Dank verpflichtet, da sie sich jeder meiner offenen Fragen mit Hingabe und absoluter Professionalität widmete, wovon diese Arbeit an vielen Stellen profitiert hat.

Auch Professor Johannes Haller möchte ich für seine Bereitschaft danken mich in die Welt der Limits einzuführen und für jegliche Rückfragen bezüglich der Analyse zur Verfügung zu stehen. Auch Dr. Stefan Schmitt möchte ich für Diskussionen über Limits während seiner Kaffeepause danken. Professor Wegener möchte ich für seine Bereitschaft danken mir Auskünfte zu Strahlungs- und Wechselwirkungslängen zu geben.

Bei meinen Kollegen und Schreibtischnachbarn Klaus Urban und Andreas W. Jung möchte ich mich für die gesamte Zeit bedanken, die wir zusammen im H1-Penthouse verbracht haben. Ihrem besonderen Interesse beim Korrekturlesen dieser Arbeit ist es zu verdanken, dass alles in eine ordentliche Form gebracht wurde.

Meinen anderen beiden Kollegen im Büro, Eva Hennekemper und Fatih Argin, danke ich für ihr Mitgefühl während der schlimmsten Phasen. Den ehemaligen Kollegen Daniel Beneckenstein und Michael Erz danke ich für die Einführung in die täglichen Arbeitsabläufe (Kaffeemaschine säubern, Essensmarken holen, ....).

Der gesamten H1-Kollaboration, besonders den Mitgliedern der REX-Gruppe, möchte ich für das Interesse an meiner Arbeit und an den vielen Vorträgen in den Meetings danken. Besonders möchte ich mich bei Dave South, Ytsen de Boer, Emmanuel Sauvan, Martin Wessels und Voica Radescu bedanken.

Auch Dr. Roger Wolf möchte ich meinen Dank fürs Korrekturlesen und meine Weiterbildung in Statistik ausdrücken.

All jenen, die mich im Studium begleitet haben und die für mich zu Freunden geworden

sind, gebührt an dieser Stelle mein ausdrücklicher Dank. Vielen Dank Holgi, Phillip, Richard, Alex, Hagen, Line, Simon, Gabi, Flo, Diana, und alle die ich vergessen haben sollte hier aufzuzählen.

Weiterer Dank geht an die ATLAS und ILC Gruppe am KIP, die eine herrliche Weihnachtsfeier und amüsante Grillgelage organisiert haben und zu der guten Atmosphäre in der Forschungsgruppe ihren Beitrag geliefert haben.

Meinen Dank für die Anbindung an eine Welt ohne Physik möchte ich meinen Freunden Stocki, Gidl, Lars und der restlichen Sorsum-Crew widmen. Für die Sorge um mein leibliches und psychisches Wohl und den Besuch in Hamburg möchte ich Guido herzlich danken. Ebenso danke ich meinen beiden Hamburger-Mitbewohnerinnen Claudi und Anne für ihre Unterstützung und die Aufnahme in ihre WG. Der Katja danke ich für Hinweise zur neuen Rechtschreibung ;) und deren Umsetzung.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, die mich immer unterstützen und es mir ermöglicht haben mein Studium bis zu diesem Punkt zu bewältigen. Auch meinen drei Brüdern und meiner kleinen Schwester danke ich für ihren Glauben an mich und ihre Unterstützung wann immer ich Hilfe brauche.



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Adloff et al. Searches at HERA for squarks in R-parity violating supersymmetry. *Eur. Phys. J.*, C20:639–657, 2001.
- [2] J. Haller. *Search for Squark Production in R-Parity Violating Supersymmetry at HERA*. PhD thesis, Univ. Heidelberg, 2003.
- [3] Francis Halzen and Alan D. Martin. Quarks and leptons. Wiley, 1985.
- [4] H1 Collaboration. Measurement and qcd analysis of neutral and charged current cross sections at hera. *European Physical Journal C*, 30:1, 2003.
- [5] H1 Collaboration. Multi-lepton events at hera. *H1prelim-07-062*, 2007.
- [6] H1 Collaboration. Measurement of w production and w polarisations at hera. *H1prelim-07-161*, 2007.
- [7] Stephen P. Martin. A supersymmetry primer, 1997.
- [8] H. Baer and X. Tata. Weak scale supersymmetry: From superfields to scattering events. Cambridge, UK: Univ. Pr. (2006) 537 p.
- [9] Ugo Amaldi, Wim de Boer, and Hermann Furstenau. Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at lep. *Phys. Lett.*, B260:447–455, 1991.
- [10] D. I. Kazakov. Beyond the standard model (in search of supersymmetry), 2000.
- [11] J. Wess and B. Zumino. Superspace formulation of supergravity. *Phys. Lett.*, 66B:361–364, 1977.
- [12] Herbi Dreiner. An introduction to explicit r-parity violation, 1997.
- [13] H1 Collaboration. Events with an isolated lepton (electron or muon) and missing transverse momentum at hera. *H1prelim-07-063*, 2007.
- [14] H1 Collaboration. Events with an isolated tau lepton and missing transverse momentum at hera. *H1prelim-07-064*, 2007.
- [15] S. Y. Choi, J. Kalinowski, H. U. Martyn, R. Ruckl, H. Spiesberger, and P. M. Zerwas. Isolated lepton events at hera: Susy r-parity violation?, 2006.
- [16] R. Brun et al. Geant3. *CERN-DD/EE/84-1*, 1984.

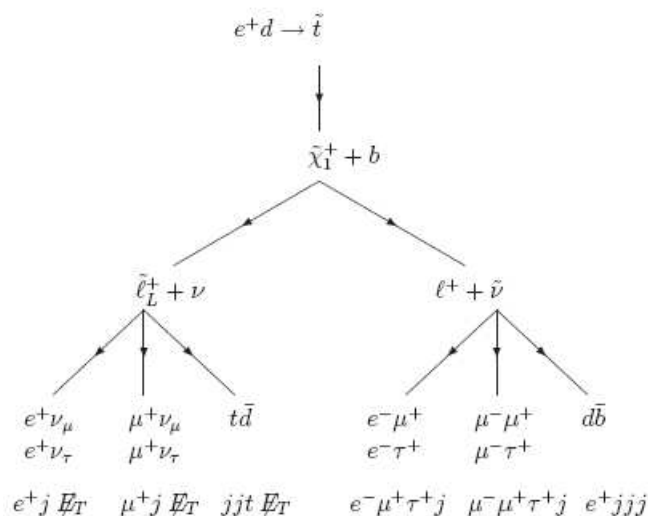
- [17] Torbjorn Sjostrand, Patrik Eden, Christer Friberg, Leif Lonnblad, Gabriela Miu, Stephen Mrenna, and Emanuel Norrbin. High-energy-physics event generation with pythia 6.1. *Computer Physics Communications*, 135:238, 2001.
- [18] H. Jung. Rapgap version 3.1. *Computer Physics Communications*, 86:147, 1995.
- [19] G.A. Schuler and H. Spiesberger. Djangoh version 1.4, djangoh: The interface for the event generators heracles and lept0. *Proc. of the Workshop Physics at HERA*, 3:1419, 1991.
- [20] J.A. Vermaseren U. Baur and D. Zeppenfeld. Epvec version 1.1. *Nucl. Phys. B*, 375:3, 1992.
- [21] Nabil Ghodbane. Susygen3, an event generator for linear colliders, 1999.
- [22] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:310, 1997.
- [23] I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:348, 1997.
- [24] D. Pitzl. The h1 silicon vertex detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A454:334, 2000.
- [25] A.W. Jung. Inbetriebnahme der dritten Stufe des schnellen Spurtriggers für das H1-Experiment, Diplomarbeit, 2004.
- [26] E. Chabert and I. Negri C. Vallee S. Diaconu, S. Kermiche. Qbgfmar: An updated phan package for cosmic and halo muon topological rejection in high  $p_t$  physics analysis. *H1-11/98-556*, 1998.
- [27] C. Veelken. H1nonepbgfinder - rejection of cosmic muon and beam-halo events in the h1oo framework. *H1-09/02-603*, 2002.
- [28] The H1 OO Group. The h1 oo physics analysis project. *Version 3.1.15*, 2007.
- [29] E. Sauvan M. Peez, B. Portheault. An energy flow algorithm for hadronic reconstruction in oo: Hadroo2. *H1-01/05-616*, 2005.
- [30] H1 Collaboration. A Search for Excited Neutrinos in e-p Collisions at HERA. 2008.
- [31] V. Blobel. Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation. DESY-93-103.
- [32] Yao W.-M. et al. Review of Particle Physics. *J. Phys. G*, 33:1+, 2006.
- [33] Thomas Junk. Confidence level computation for combining searches with small statistics. *Nucl. Instrum. Meth.*, A434:435–443, 1999.
- [34] A L Read. Presentation of search results: the cls technique. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 28(10):2693–2704, 2002.
- [35] S. Aid et al. A Search for Squarks of Rp-Violating SUSY at HERA. *Z. Phys.*, C71:211–226, 1996.

- [36] M. Hirsch, H. V. Klapdor-Kleingrothaus, and S. G. Kovalenko. Supersymmetry and neutrinoless double beta decay. *Physical Review D*, 53:1329, 1996.
- [37] K. Agashe and M. Graesser.  $r$ -parity violation in flavor-changing neutral current processes and top quark decays. *Phys. Rev. D*, 54(7):4445–4452, Oct 1996.



# Anhang 1: SUSY-Modell für isolierte Leptonen bei H1

Zu Beginn der Diplomarbeit wurde ein Modell[15] untersucht, indem die Produktion und der Zerfall von Squarks über unterschiedliche Kopplungen  $\lambda'_{ijk}$  möglich ist. Das Modell unterscheidet sich außerdem von dem in der Arbeit benutzten in der Wahl der Parameter. In dem Modell werden folgende Parameter angenommen:  $\mu = 160$  GeV,  $M_2 = 2M_1 = 1.5$  TeV und  $\tan\beta = 1.5$ . Zudem wurden die Sleptonmassen mit  $m_{\tilde{\ell}} = 130$  GeV und die Squarkmassen mit  $m_{\tilde{q}} = 420$  GeV als entartet betrachtet. Die Kopplungen werden mit den Werten  $\lambda'_{131} = 5 \cdot 10^{-2}$  und  $\lambda_{322} = \lambda_{321} = \lambda'_{131}$  angenommen. Mit diesem Modell soll der Überschuss in den Ereignissen mit isolierten Leptonen[13, 14] wie sie im H1-Experiment beobachtet werden erklärt werden. Durch die unterschiedlichen Kopplungen entstehen in diesem Modell auch exotische Endzustände mit Tau-Leptonen und Myonen im Endzustand. Eine Übersicht der möglichen Endzustände in diesem Modell ist in der Abbildung dargestellt.



Die meisten der Topologien wurden bereits bei H1 untersucht. Jedoch nicht die Endzustände  $(e^- \mu^+ \tau^+ + \text{Jet})$  und  $(\mu^- \mu^+ \tau^+ + \text{Jet})$ . Es wurde eine Selektion dieser beiden Topologien vorgenommen. Eine Di-Myon Selektion ergab, dass keine Ereignisse mit 2 Myonen und 2 Jets beobachtet werden. Da Tau-Leptonen aus Jets rekonstruiert werden, wurden somit keine Ereignisse im Kanal  $(\mu^- \mu^+ \tau^+ + \text{Jet})$  beobachtet. Da zur Zeit kein MC-Generator in der Lage ist, Produktion und Zerfall über zwei unterschiedliche  $R_p$ -Kopplungen zu generieren, wurde kein Limit in diesem Modell bestimmt und es wurde

zu der allgemeineren Suche nach SUSY Ereignissen in den Elektron + Multijets Endzuständen gewechselt.

## Anhang 2: Schnittfluss für Signalereignisse

Hier soll ein Schnittfluss in der Analyse für Signalereignisse eines 200 GeV Squarks gezeigt werden, dass über ein Neuralino mit einer Masse von etwa 150 GeV zerfällt. Ausgehend von 1000 Ereignissen wird nach jedem Schnitt die Anzahl Ereignissen, die den Schnitt passiert haben aufgelistet.

965 nach  $E - P_z > 40\text{GeV}$   
960 nach  $E - P_z < 70\text{GeV}$   
957 nach  $> 2$  Jets im Ereignis  
957 nach  $P_{t,jet1} > 15\text{GeV}$   
957 nach  $\theta_{jet1} < 145^\circ$   
957 nach  $\theta_{jet2} < 145^\circ$   
952 nach  $\theta_{jet1} > 7^\circ$   
929 nach  $\theta_{jet2} > 7^\circ$   
922 nach  $P_{t,jet2} > 15\text{ GeV}$   
864 nach  $P_{t,miss} < 15\text{ GeV}$   
695 nach  $\geq 1$  identifiziertes Elektron  
695 nach  $P_{t,e} > 6^\circ$   
695 nach  $\theta_e > 5^\circ$   
688 nach  $\frac{\kappa}{\Delta\kappa} > 2$   
667 nach  $\theta_e < 110^\circ$   
609 nach  $\min(\theta_e, \theta_{jet1}, \theta_{jet2}) < 40^\circ$   
604 nach  $Q_{2e} > 1000\text{GeV}$   
489 nach  $\max(\theta_{jet1}, \theta_{jet2})/\pi - y_e < -0.3$   
438 nach Exklusivität gegenüber zweitem Elektron  
438 nach Exklusivität gegenüber Muon  
**434 Ergebnis in Kanal S3 nach “Elektron ist richtig geladen”**  
166 nach  $\theta_e > 30^\circ$  im Kanal S4  
**162 Ergebnis im Kanal S4 nach “Elektron ist falsch geladen”**

Die Ergebnisraten an diesem Punkt können direkt in die Effizienz im Plot 5.9a und b übersetzt werden. Es zeigt sich eine Ineffizienz bei der Identifikation der Elektronen, es ist noch nicht vollständig klar warum.





Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die  
angegeben Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ..... ..