

PITHA 91/14

---

Juli 1991

**Links-rechts-symmetrische  
Modelle  
bei  
HERA**

Dirk Krücker

III. Physikalisches Institut B der Technischen Hochschule  
Aachen  
D-5100 Aachen, Germany

---

PHYSIKALISCHE INSTITUTE  
RWTH AACHEN  
Sommerfeldstr.  
51 AACHEN, GERMANY

## Left-Right-Symmetric Models at HERA

**Abstract** The different left-right-symmetric models and the existing mass limits for the right-handed  $W$ -boson are reviewed. The charged-current  $ep$  scattering in these models is analysed including effects due to a heavy right-handed neutrino and an arbitrary right-handed Kobajashi-Maskawa matrix. This allows me to estimate the possible mass limits for an  $W_R$  at HERA. Also an event generator for the charged-current  $ep$  scattering in left-right-symmetric models is presented.

# Links-rechts-symmetrische Modelle bei HERA

von  
Dirk Krücker

Diplomarbeit in Physik  
vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

Juli 1991

angefertigt  
im  
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
1.1	HERA, H1 und ZEUS . . . . .	5
1.2	Physik bei HERA . . . . .	9
1.3	Übersicht . . . . .	9
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>10</b>
2.1	Glashow-Salam-Weinberg-Theorie . . . . .	11
2.1.1	Eichgruppe und Fermionen . . . . .	11
2.1.2	Higgs-Sektor . . . . .	12
2.1.3	Paritätsverletzung in der GSW-Theorie . . . . .	13
2.2	Links-rechts-Symmetrie . . . . .	14
2.2.1	Eichgruppe und Fermionen . . . . .	14
2.2.2	Higgs-Sektor . . . . .	15
2.2.3	Neutrale Eichbosonen . . . . .	18
2.3	Neutrinoarten . . . . .	19
2.3.1	Der geladene Strom in der Links-rechts-Symmetrie . . . . .	22
2.4	Zusammenfassung . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Grenzen auf <math>M_{W_R}</math> und <math>\zeta</math></b>	<b>25</b>
3.1	Grenzen für die $W_R$ -Masse . . . . .	25
3.1.1	Größenordnung der bei HERA zugänglichen $W_R$ -Massen . . . . .	25
3.1.2	$K_L^0$ - $K_S^0$ -Massendifferenz . . . . .	25

3.1.3	$\mu$ -Zerfall . . . . .	27
3.1.4	Neutrinoser doppelter $\beta$ -Zerfall . . . . .	29
3.1.5	Zusammenfassung der Massengrenzen (ohne CDF) . . . . .	30
3.1.6	CDF . . . . .	30
3.1.7	Grenzen für $\zeta$ . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Elektron-Proton-Streuung</b>	<b>33</b>
4.1	Kinematik . . . . .	33
4.2	Der Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung . . . . .	35
4.3	Strukturfunktionen . . . . .	42
<b>5</b>	<b><math>M_{WR}</math> und <math>\zeta</math> bei HERA</b>	<b>43</b>
5.1	Detektor- und Analysemodell . . . . .	43
5.1.1	Konzeption des Modells . . . . .	43
5.1.2	Realisierung des Modells . . . . .	45
5.1.3	Ergebnisse . . . . .	47
5.1.4	Zusammenfassung . . . . .	51
<b>6</b>	<b>Neutrinos</b>	<b>52</b>
6.1	Produktionsrate für rechtshändige Neutrinos . . . . .	52
6.2	Impuls- und Winkelverteilung der Neutrinos . . . . .	55
6.3	Majorana-Neutrinos . . . . .	57
6.4	Dirac-Neutrinos . . . . .	58
6.4.1	Zerfall schwerer Neutrinos . . . . .	59
6.4.1.1	Zerfall durch neutrale Ströme . . . . .	59
6.4.1.2	Zerfall durch geladene Ströme . . . . .	61
6.4.1.3	Zerfallsbreite . . . . .	62
6.4.1.4	Numerische Auswertung . . . . .	64
6.4.1.5	Struktur der Ereignisse . . . . .	66
6.4.2	Zusammenfassung . . . . .	67

---

6.4.3	Anmerkung zu LEP . . . . .	67
<b>7</b>	<b>Resümee</b>	<b>71</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>73</b>
A.1	Zerfallsbreite schwerer Neutrinos . . . . .	73
A.2	LR – Ein Programm für die ep-Streuung . . . . .	76
A.2.1	Das Monte-Carlo-Prinzip . . . . .	79
A.2.1.1	DIVON 4 – Ein adaptives Monte Carlo . . . . .	80
A.2.2	Vom Phasenraum zu den Elementarteilchen . . . . .	81
A.2.2.1	Das Ereignis auf Partonebene . . . . .	82
A.2.2.2	Hadronisation . . . . .	88
A.2.3	Ein- und Ausgabe . . . . .	89
A.2.3.1	Ereignisdatei . . . . .	89
A.2.3.2	Steuerung des Eventgenerators . . . . .	90
A.2.3.3	Kommunikation mit anderen Programmen . . . . .	92
	<b>Glossar</b>	<b>93</b>
I.	Glossar verwendeter Begriffe und Abkürzungen . . . . .	93
II.	Glossar häufig verwendeter Symbole . . . . .	94



# I. Einleitung

## 1.1 HERA, H1 und ZEUS

Nach einer Bauzeit von sechseinhalb Jahren wurde im November 1990 am DESY der Elektron-Proton-Speicherring HERA offiziell fertiggestellt. Der prinzipielle Aufbau der beiden Speicherringe und der zugehörigen 6 Vorbeschleuniger ist in Abb. 1.1 dargestellt. Während bisher die Lepton-Nukleon-Streuung nur am ruhenden Target untersucht werden konnte, ermöglicht HERA es zum ersten Mal, mit kollidierenden Teilchenstrahlen zu arbeiten. Die Energie der Elektronen wird dabei bis zu 30 GeV betragen, die der Protonen bis zu 820 GeV, was einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV entspricht und Impulsüberträge bis  $Q^2 \approx 10^5$  GeV zuläßt. Die hier interessierenden Eigenschaften der HERA-Speicherringe sind in Tab. 1.1 zusammengefaßt. Beim Betriebsbeginn der Anlage werden zwei Experimente, H1 und ZEUS, bereitstehen, die Elektron-Proton-Wechselwirkung zu analysieren. Typisch für diese Detektoren ist ihr asymmetrischer Aufbau, der das Ungleichgewicht zwischen den Impulsen der primären Teilchen widerspiegelt. Die meisten der in der Elektron-Proton-Streuung entstehenden Teilchen gelangen in den Vorwärts-Bereich der Detektoren, wobei „vorwärts“ hier immer die Richtung des Protonimpulses bezeichnet. H1 wie auch ZEUS bestehen aus einer Reihe von Einzeldetektoren, die den Wechselwirkungspunkt schalenartig umgeben. Die wesentlichsten Komponenten sind dabei die inneren Spurenkammern, was bei ZEUS auch einen Vertex-Detektor mit einschließt, und die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter. Hinzu kommen u.a. Detektoren, die die Teilchenidentifikation verbessern sollen (TRD), sowie Myonenkammern als äußere Komponenten der Detektoren. Der genaue Aufbau und einige technische Daten der beiden Experimente finden sich in den Abbildungen 1.2 und 1.3 sowie in den Tabellen auf Seite 6.



## HERA

Maximalenergie	
des Elektron-Rings	30 GeV
des Proton-Rings	820 GeV
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-1} \text{sec}^{-1}$
Strahlkreuzungswinkel	0 mrad
Polarisierungszeit bei 30 GeV	27 min

## H1

Größe über alles	$12 \times 10 \times 16 \text{ m}^3$
Radius der Spurenkammern	$11 \text{ cm} < R < 85 \text{ cm}$
Impulsauflösung für geladene Teilchen	$\sigma/p^2 < 0.003$
Energieauflösung für Hadronen	$\sigma/E < 55\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Energieauflösung für Elektronen	$\sigma/E < 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
Elektron-Pion-Trennung	$10^4 - 10^4$

## ZEUS

Größe über alles	$11.6 \times 10.8 \times 20.0 \text{ m}^3$
Radius des Vertex-Detektors	$10.0 \text{ cm} < R < 15.2 \text{ cm}$
Radius der Spurenkammern	$16.2 \text{ cm} < R < 85 \text{ cm}$
Impulsauflösung für geladene Teilchen	$\sigma/p < 0.003 \cdot p \oplus 0.3\%$
Energieauflösung für Hadronen	$\sigma/E < 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$
Energieauflösung für Elektronen	$\sigma/E < 17\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$
Elektron-Pion-Trennung	$10^4 - 10^4$

Tabelle 1.1: Einige Daten von HERA, H1 und ZEUS [42][43]

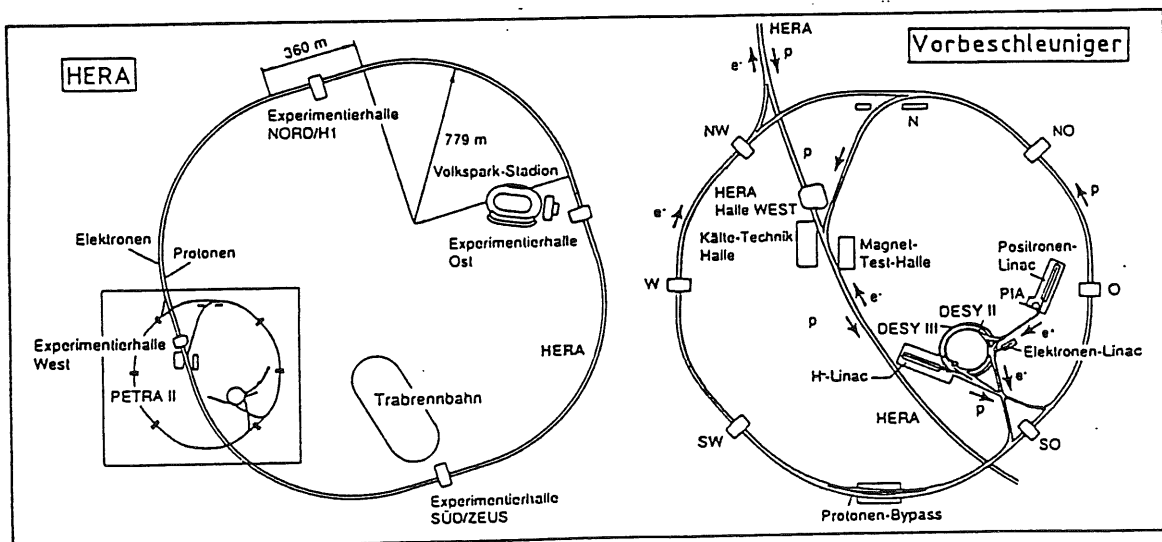
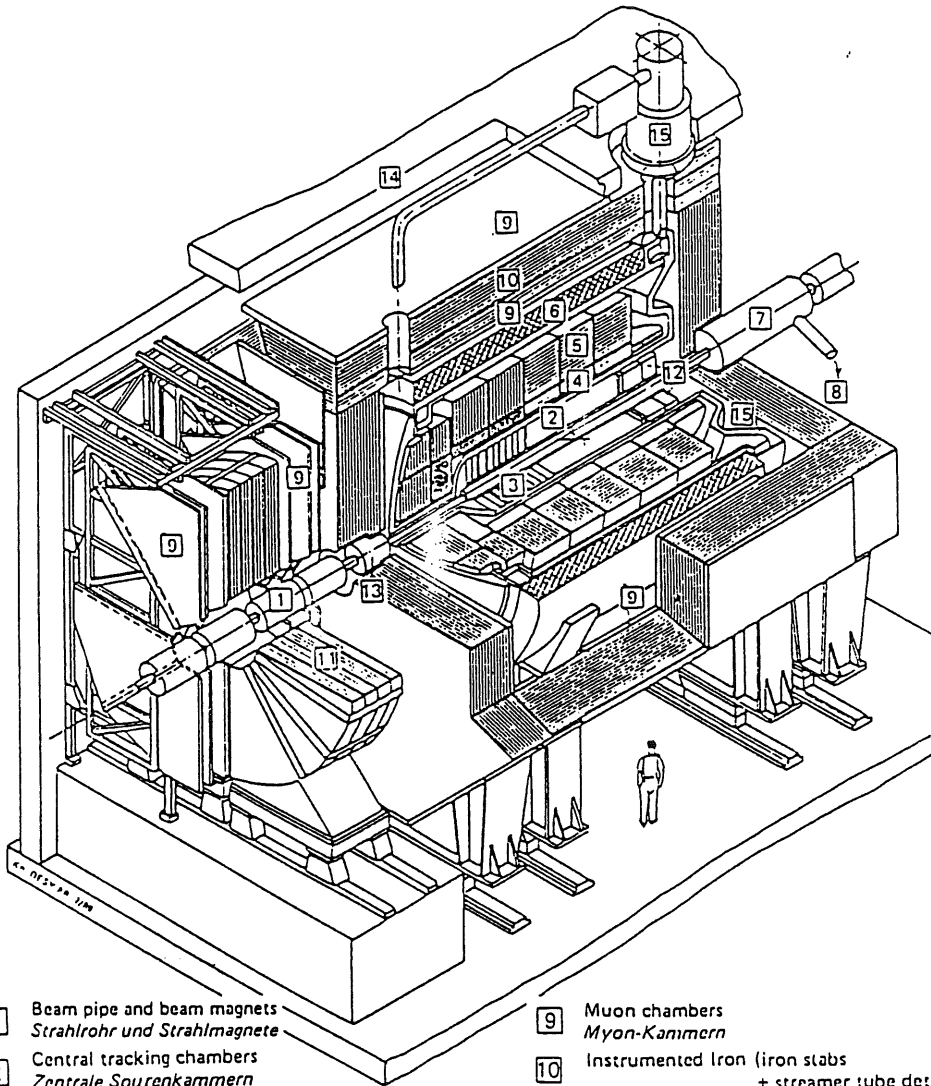


Abbildung 1.1: Die HERA-Speicherringe mit den Experimenten H1 und ZEUS und den zugehörigen Vorbeschleunigern [73].



- |   |   |    |   |
|---|---|----|---|
| 1 | Beam pipe and beam magnets<br><i>Strahlrohr und Strahlmagnete</i>   | 9  | Muon chambers<br><i>Myon-Kammern</i>  |
| 2 | Central tracking chambers<br><i>Zentrale Spurenkammern</i>  | 10 | Instrumented Iron (iron slabs<br>+ streamer tube detectors)<br><i>Instrumentiertes Eisen (Eisenplatten +<br/>Streamerröhren-Detektoren)</i> |
| 3 | Forward tracking chambers and Transition radiators<br><i>Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodul</i> | 11 | Muon toroid magnet<br><i>Myon-Toroid-Magnet</i>   |
| 4 | Electromagnetic Calorimeter (lead)<br><i>Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei)</i>                           | 12 | Warm electromagnetic calorimeter<br><i>warmes elektromagnetisches Kalorimeter</i>   |
| 5 | Hadronic Calorimeter (stainless steel)<br><i>Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl)</i>                         | 13 | Plug calorimeter (Cu, Si)<br><i>Vorwärts-Kalorimeter</i>  |
| 6 | Superconducting coil (1.2 T)<br><i>Supraleitende Spule (1,2 T)</i>  | 14 | Concrete shielding<br><i>Betonabschirmung</i>   |
| 7 | Compensating magnet<br><i>Kompensationsmagnet</i>   | 15 | Liquid Argon cryostat<br><i>Flüssig Argon Kryostat</i>  |
| 8 | Helium cryogenics<br><i>Helium Kälteanlage</i>  |    |   |

Abbildung 1.2: Der H1-Detektor [43].

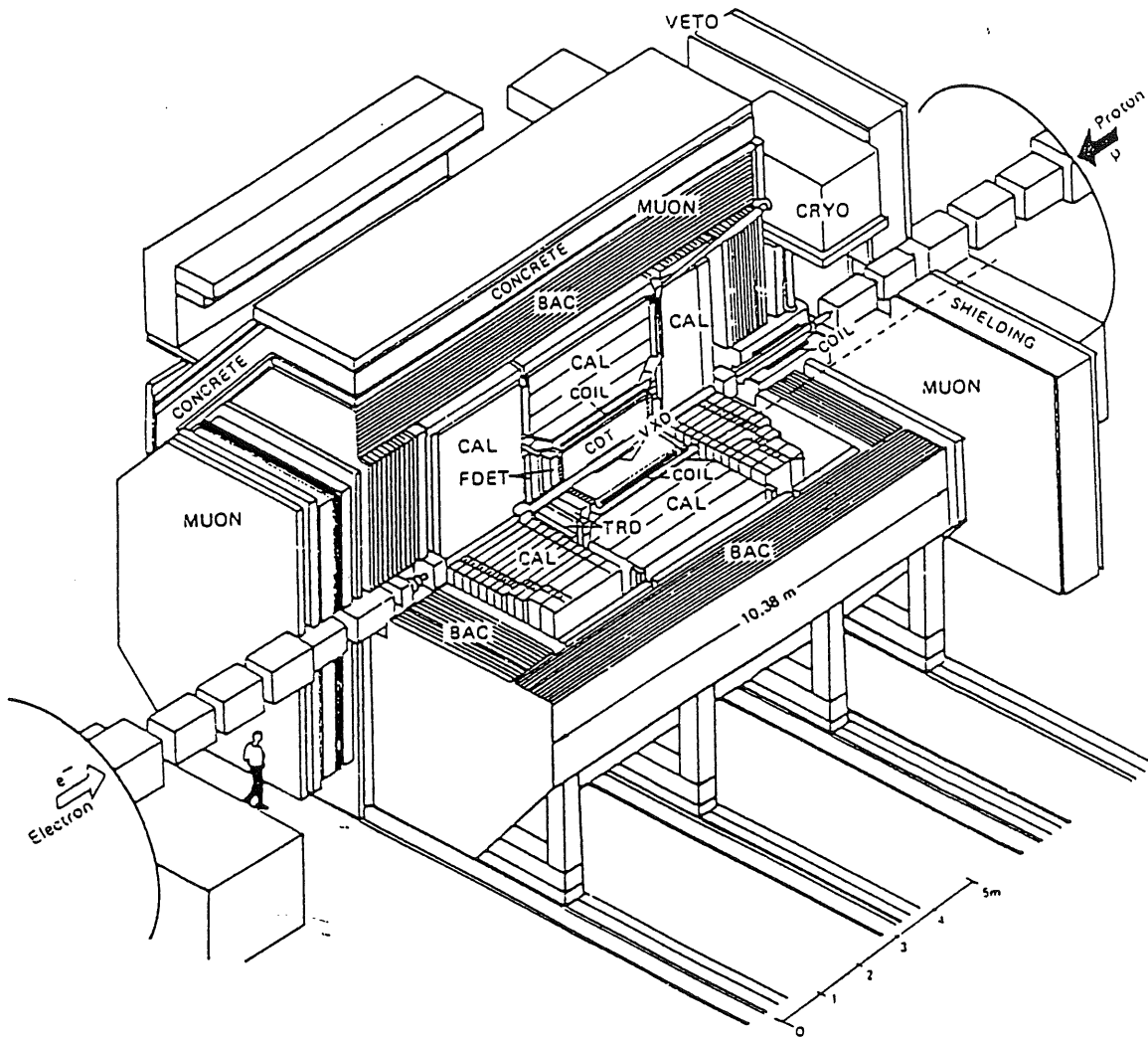


Abbildung 1.3: Der ZEUS-Detektor [43]. Es ist: VXD — Vertex-Detektor, CTD — Zentrale Spurenkammern, FTD und TRD — Vorwärts- und Rückwärtskammern, TRD — Übergangstrahlungsdetektor, FCAL, BCAL und RCAL — Vorwärts-, Zentral- und Rückwärtskalorimeter, BAC — Magnetjoch mit zwischenliegenden Myonenkammern, MUON — Myonenkammern.

## 1.2 Physik bei HERA

Eine wesentliche Aufgabe von HERA wird die Bestimmung der Quark- und Gluonverteilungen des Protons sein. Das theoretische Interesse hat sich dabei in den letzten Jahren besonders auf den Bereich kleiner  $x$  (Bjorken- $x$ , s. Abschnitt 4.1) konzentriert, wo die Grenzen der perturbativen QCD sichtbar werden. Ein anderes Arbeitsgebiet ist beispielsweise die Untersuchung der Produktion und des Zerfalls von schweren Quarks, also von Charm- und Bottom-Quarks. Neben dieser im Standardmodell beschreibbaren Physik gilt das Interesse aber auch der Suche nach Phänomenen, die den Rahmen des Bekannten verlassen. Dazu gehört z.B. die Möglichkeit einer Substruktur der Quarks und Leptonen oder auch die Existenz neuer Teilchen, wie sie etwa die Supersymmetrie oder andere über das Standardmodell hinausgehende Theorien vorhersagen. In diesem Zusammenhang kann man auch die Frage stellen, ob sich bei den Impulsüberträgen, die bei HERA möglich sind, hypothetische neue Eichbosonen bemerkbar machen würden. Dies ist das Thema der vorliegenden Arbeit, die sich insbesondere mit der Idee beschäftigt, daß der geladene Strom in Abweichung zum Standardmodell eine rechtshändige Komponente enthalten könnte.

## 1.3 Übersicht

Untersucht werden sollen hier die experimentellen Möglichkeiten, einen eventuellen rechtshändigen Anteil im geladenen Strom bei der Elektron-Proton-Streuung nachzuweisen. Ein Modell, das derartige Ströme zuläßt, muß einerseits ein rechtshändiges Neutrino einführen und andererseits ein zusätzliches geladenes Boson, das an die rechtshändigen Anteile der Fermionen koppelt. Die einfachste Erweiterung des Standardmodells, die dies gestattet, findet sich in den links-rechts-symmetrischen Modellen, d.h. in Modellen, die auf der Eichgruppe  $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U(1)$  beruhen. Zunächst sollen die verschiedenen Varianten dieser Theorien vorgestellt werden, um anschließend zu einer möglichst modellunabhängigen Formulierung des geladenen Stroms zu gelangen. Dies gestattet es dann den Wirkungsquerschnitt für die Elektron-Proton-Streuung herzuleiten und mit einigen zusätzlichen Annahmen über den Detektor zu einer Abschätzung der Grenzen zu gelangen, die man bei HERA für die Masse eines rechtshändigen W-Bosons setzen kann. Das darauf folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Erzeugung und dem Nachweis schwerer rechtshändiger Neutrinos. Die Arbeit schließt mit einem Anhang, der zum einen die Zerfallsbreite für schwere rechtshändige Neutrinos enthält und zum anderen einen Eventgenerator vorstellt, der auf dem hier entwickelten Ansatz zur Beschreibung rechtshändiger Ströme beruht.

## II. Theoretische Grundlagen

**Geschichtlicher Überblick** Die Entwicklung einer Theorie der schwachen Wechselwirkung beginnt 1933 mit den Arbeiten E. Fermis zum  $\beta$ -Zerfall [29]. Sein Ansatz, das Muster der QED<sup>1</sup> auf die schwache Wechselwirkung zu übertragen und für den Prozeß  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  eine 4-Fermionenkopplung anzunehmen, führte zu einem Matrixelement der Form

$$\bar{p}(x)\gamma^\mu n(x) \bar{e}(x)\gamma_\mu \nu(x).$$

Aus den vier Feldern wird also ein lorentzinvarianter Skalar gebildet. Dieser Ansatz kann verallgemeinert werden, wenn man die Summe aller denkbaren Lorentzskalare schreibt

$$\sum_i g_i \bar{p}(x) O_i n(x) \bar{e}(x) \tilde{O}_i \nu(x) + \tilde{g}_i \bar{p}(x) O_i n(x) \bar{e}(x) \tilde{O}_i \gamma_5 \nu(x).$$

Dabei legt die Lorentzinvarianz die Form der Operatoren  $O$ ,  $\tilde{O}$  fest:

$$\begin{aligned} O \otimes \tilde{O} = & \quad 1 \otimes 1, & \text{Skalar,} \\ & \gamma_5 \otimes \gamma_5, & \text{Pseudoskalar,} \\ & \gamma^\mu \otimes \gamma_\mu, & \text{Vektor,} \\ & \gamma^\mu \gamma_5 \otimes \gamma_\mu \gamma_5, & \text{Axialvektor,} \\ & \sigma^{\mu\nu} \otimes \sigma_{\mu\nu}, & \text{Tensor.} \end{aligned}$$

Es tritt also eine Kombination von Skalar(S)-, Pseudoskalar(P)-, Vektor(V)-, Axialvektor(A)- und Tensorströmen(T) auf, und es muß experimentell geklärt werden, welche der möglichen Kombinationen der Natur der schwachen Wechselwirkung entsprechen, d.h. welchen Wert die Konstanten  $g_i$  und  $\tilde{g}_i$  besitzen.

<sup>1</sup>Abkürzungen, die sich im Glosar S. 93 finden, sind bei ihrem ersten Auftreten durch ein <sup>g</sup> gekennzeichnet.

Es brauchte etwa 24 Jahre, um von den Arbeiten Fermis zu der heute gültigen — nicht notwendigerweise endgültigen — Klärung dieser Frage zu gelangen. Ein wesentlicher Schritt ergab sich dabei 1956 durch den Hinweis von T.C. Lee und N.C. Yang [55], daß die Paritätserhaltung in der schwachen Wechselwirkung experimentell nicht überprüft war. Invarianz unter der Paritätstransformation ( $P: \vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ , Raumspiegelung) galt lange Zeit als eine selbstverständliche Eigenschaft einer jeden physikalischen Theorie. Daß das Spiegelbild eines physikalisch möglichen Prozesses den Naturgesetzen widersprechen sollte, entsprach weder der menschlichen Anschauung, noch wies in den bekannten physikalischen Theorien, sei es die klassische Mechanik oder die Maxwellsche Elektrodynamik, sei es die Quantenmechanik bis hin zur QED, irgend etwas auf eine Verletzung der Parität hin. Ebenso wenig verlangten es die experimentellen Erkenntnisse zur starken Wechselwirkung, eine Theorie zu entwickeln, in der die Natur zwischen Links und Rechts unterscheidet. Das Experiment von C.S. Wu [81] ergab dann aber, daß genau dies für die schwache Wechselwirkung notwendig ist. Ihre Untersuchungen zeigten, daß  $\text{Co}^{60}$  beim  $\beta$ -Zerfall Elektronen bevorzugt entgegengesetzt zum Kernspin emittiert. Diese Asymmetrie half entscheidend bei der Klärung der V-A-Struktur der schwachen Wechselwirkung.

Ein weiterer Schritt auf dem Weg zu einer Theorie der schwachen Wechselwirkung waren 1954 die Arbeiten von C.N. Yang und R.L. Mills über nichtabelsche Eichtheorien [82], aber auch die in die gleiche Richtung weisenden Ideen, die O. Klein bereits im Jahre 1938 entwickelte [52]. In den 60er Jahren führte dies schließlich zusammen mit den Arbeiten zur Spontanen Symmetriebrechung (P.W. Higgs 1964 [44], T.W. Kibble 1967 [51] u.a.) zum heute gültigen Modell der elektroschwachen Wechselwirkung (S.L. Glashow 1961 [34], S. Weinberg 1967 [78], A. Salam 1968 [70] u.a.).

## 2.1 Glashow-Salam-Weinberg-Theorie

### 2.1.1 Eichgruppe und Fermionen

Die GSW<sup>g</sup>-Theorie beruht auf der Eichgruppe

$$SU_L(2) \times U_Y(1). \quad (2.1)$$

Die damit verbundenen erhaltenen Größen heißen schwacher Isospin  $I$  und schwache Hyperladung  $Y$ . Die elektrische Ladung  $Q$  wird in dieses Schema eingebaut, in dem man fordert, daß eine Gell-Mann-Nishijima-Relation

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y. \quad (2.2)$$

erfüllt ist. Um Fermionen in die Theorie einzufügen, müssen die Transformationseigenschaften der Felder  $\psi$ , genauer gesagt der links- und rechtshändigen Komponenten

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \quad (2.3)$$

bezüglich der Darstellungen der Symmetriegruppen festgelegt werden. Die links-händigen Fermionenfelder bilden  $SU(2)$ -Dubletts, sie erhalten also den Isospin  $\frac{1}{2}$ , die rechtshändigen Feldkomponenten sind  $SU(2)$ -Singulets, d.h. ihr Isospin ist null. Man wählt nun folgende Anordnung und legt damit auch die 3. Komponente des schwachen Isospins fest (die oberen Komponenten besitzen  $I_3 = \frac{1}{2}$ , die unteren  $I_3 = -\frac{1}{2}$ ).

$$\begin{array}{ccc} \text{Leptonen} & & \text{Quarks} \\ \left( \begin{array}{c} \nu_{e,L} \\ e_L \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} \nu_{\mu,L} \\ \mu_L \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} \nu_{\tau,L} \\ \tau_L \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} u_L \\ d'_L \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} c_L \\ s'_L \end{array} \right) & \left( \begin{array}{c} t_L \\ b'_L \end{array} \right) \\ e_R & \mu_R & \tau_R & u_R, d'_R & c_R, s'_R & t_R, b'_R \end{array} \quad (2.4)$$

Der Rest ist dann nur noch die formale Durchführung einer Eichtheorie. Man erhält 4 Eichfelder ( $W_\mu^i$ ,  $i = 1, 2, 3$ ;  $B_\mu$ ), entsprechend den 3+1 Generatoren der  $SU(2) \times U(1)$ . Soweit sind die Felder aber noch masselos und explizite Massenterme würden die Invarianz unter der Symmetriegruppe zerstören.

### 2.1.2 Higgs-Sektor

Damit die Felder Masse erhalten, wird das Higgs-Feld

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

eingeführt. Sein Anteil an der Lagrangedichte ist

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) + V(\Phi), \quad (2.6)$$

wobei das auftretende Potential die Form

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.7)$$

hat. Der Vakuumerwartungswert des Feldes ist (in 1. Näherung das Minimum des Potential)

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \rho \end{pmatrix}, \quad \rho = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.8)$$

Die Eichbosonen erhalten dadurch Masse und es gilt

$$M_{W'}^2 = \frac{g^2 \rho^2}{4}, \quad M_Z^2 = \frac{(g^2 + g'^2) \rho^2}{4}, \quad (2.9)$$

$$M_{W'}^2 = \cos^2 \Theta_W M_Z^2. \quad (2.10)$$

Die physikalischen Felder sind dann Linearkombinationen der Eichfelder:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= W_\mu^1 \mp i W_\mu^2, \\ Z_\mu &= \cos \Theta_W W_\mu^3 - \sin \Theta_W B_\mu, \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$A_\mu = \sin \Theta_W W_\mu^3 + \cos \Theta_W B_\mu$$

mit  $\sin \Theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ ,  $g, g'$  Kopplungskonstanten der  $SU(2), U(1)$ .

Schließlich erhalten auch die Fermionen durch das gleiche Higgs-Feld Masse, indem man für jedes Fermion ein Yukawa-Term

$$\mathcal{L}_Y = -c_i \bar{\psi}_R^i \Phi^\dagger \begin{pmatrix} \psi_L^i \\ \psi_L^i \end{pmatrix} + h.c., \quad (2.12)$$

$$\psi^i = e, \mu, \tau; \quad d', s', b';$$

$$\psi^i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau; \quad u, c, t$$

zur Lagrangedichte hinzufügt.

### 2.1.3 Paritätsverletzung in der GSW-Theorie

Die Lagrangedichte des geladenen Stroms ( $U_{ij}$  ist die Kobayashi-Maskawa-Matrix)

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ J_{CC}^\mu + W_\mu^- J_{CC}^{\mu\dagger}) \quad (2.13)$$

mit  $J_{CC}^\mu = \bar{\nu}_{iL} \gamma^\mu e_{iL} + \bar{u}_{iL} \gamma^\mu U_{ij} d_{jL}$

besitzt also eine V-A-Struktur durch den Projektionsoperator (2.3).

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e_i W_\mu^+ + \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) U_{ij} d_j W_\mu^+ + h.c. \quad (2.14)$$

Die vom Experiment geforderte Paritätsverletzung wird also beschrieben. Die Frage ist nun, was die Paritätsverletzung in die Theorie einführt. Offensichtlich ist es das unterschiedliche Transformationsverhalten der links- und rechtshändigen Felder, das durch (2.4) festgelegt wird. Damit muß eine  $SU(2)$ -invariante Lagrangedichte für die Fermionen die Form

$$\mathcal{L}_{Fermionen} = i \bar{\psi}_L \not{\partial} \psi_L + i \bar{\psi}_R \not{\partial} \psi_R$$



besitzen. Die kovariante Ableitung ist ( $\not{D} := \gamma_\mu a^\mu$ )

$$\not{D} = \not{D} + ig \not{A} + ig' \not{B}$$

mit  $\not{A} = A^i T_i$ ,  $T_i = \frac{1}{2} \tau_i$  Generatoren der  $SU(2)$ ,  $\tau_i$  Pauli-Matrizen,  
 $\not{B} = B \frac{1}{2} Y$ ,  $Y$  Generator der  $U(1)$ .

Da nun für die  $SU(2)$ -Singulets  $T_i \psi_R = 0$  gilt, koppeln nur die linkshändigen Felder an die entsprechenden Eichbosonen, insbesondere an die  $W^\pm$ . Die Paritätsverletzung wird also per Konstruktion in die GSW-Theorie „hineingesteckt“.

## 2.2 Links-rechts-Symmetrie

Mitte der 70er Jahre wurde von R.N. Mohapatra, J.C. Pati, A. Salam, G. Senjanović u.a. eine Eichtheorie entwickelt, die auf der Gruppe  $SU_L(2) \times SU_R(2) \times U(1)$  beruht [84]. Dieser Ansatz wurde im Laufe der Jahre in zahlreichen Arbeiten weiterentwickelt, so daß heute eine Reihe von Varianten des ursprünglichen Modells vorliegen [85]. Da diese Modelle einen geeigneten Rahmen bieten, rechtshändige Ströme in der Elektron-Proton-Streuung zu beschreiben, werden im folgendem die Grundzüge der Links-rechts-Symmetrie dargelegt.

### 2.2.1 Eichgruppe und Fermionen

Links-rechts-symmetrische Modelle basieren auf der Eichgruppe

$$SU_L(2) \times SU_R(2) \times U_{B-L}(1). \quad (2.15)$$

Die Zahl der Eichfelder beträgt nun 7 entsprechend den 3+3+1 Generatoren der Gruppe. Das Transformationsverhalten der Fermionen ist nun gleichsam eine symmetrisierte Variante von (2.4). Dabei ist es notwendig, ein rechtshändiges Neutrino einzuführen, das hier mit  $N_R$  bezeichnet wird.

$$\begin{aligned} SU_L(2) \left\{ \begin{array}{l} \text{Dubletts:} \quad \begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \\ \text{Singulets:} \quad u_R, d'_R, \quad N_R, e_R \end{array} \right. \\ \\ SU_R(2) \left\{ \begin{array}{l} \text{Dubletts:} \quad \begin{pmatrix} u_R \\ d'_R \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} N_R \\ e_R \end{pmatrix} \\ \text{Singulets:} \quad u_L, d'_L, \quad \nu_L, e_L \end{array} \right. \end{aligned} + \text{weitere Familien} \quad (2.16)$$

Die Quantenzahlen  $(I_{3L}, I_{3R}, Y)$  sind somit

$$\begin{aligned} (\text{Leptonen})_L &= \left(\frac{1}{2}, 0, -1\right), & (\text{Quarks})_L &= \left(\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{3}\right), \\ (\text{Leptonen})_R &= \left(0, \frac{1}{2}, -1\right), & (\text{Quarks})_R &= \left(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}\right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Die GSW-Gruppe (2.1) wird also um eine  $SU(2)$  erweitert. Dabei ändert sich aber auch die Interpretation der  $U(1)$ . Die Bedeutung des  $U_{B-L}(1)$ -Generator wird durch eine Erweiterung von (2.2) festgelegt:

$$Q = I_{3L} + I_{3R} + \frac{1}{2}Y. \quad (2.18)$$

Damit wird der Index  $B - L$  verständlich.  $Y$  ist gerade, wenn man (2.17) berücksichtigt, die Differenz zwischen Baryonen- und Leptonenzahl.

### 2.2.2 Higgs-Sektor

Da jetzt sowohl die links- als auch die rechtshändigen Felder Dubletts sind, benötigt man ein Higgs-Bidublett, um Yukawa-Terme für die Fermionen schreiben zu können, d.h. eichinvariante Terme, in denen links- und rechtshändige Felder gekoppelt sind.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^0 & \phi_1^+ \\ \phi_2^- & \phi_2^0 \end{pmatrix}, \quad \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^*, 0\right) \quad (2.19)$$

Seine (im allgemeinen komplexen) Vakuumerwartungswerte sind

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} \kappa & 0 \\ 0 & \kappa' \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

(Siehe Abschnitt 2.3 für weitere Details zum Yukawa-Term der Leptonen.)

Da für das Bidublett  $Y=0$  gilt, kann es die Symmetrie nicht bis hinunter zur elektromagnetischen  $U_Q(1)$  brechen. Außerdem ist ein Higgs-Feld mit  $I_{3R} \neq 0$  erforderlich, das bezüglich der  $SU_L(2)$  ein Singulett ist, um durch einen entsprechend großen Vakuumerwartungswert  $M_{\text{H}^R} \gg M_{\text{H}^L}$  sicherzustellen.

In den ersten links-rechts-symmetrischen Modellen [84] wurden dafür zwei Dubletts

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \chi_L^+ \\ \chi_L^0 \end{pmatrix}, \quad (\frac{1}{2}, 0, 1), \quad \langle \chi_L \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_L \end{pmatrix}, \quad (2.21)$$

$$\chi_R = \begin{pmatrix} \chi_R^+ \\ \chi_R^0 \end{pmatrix}, \quad (0, \frac{1}{2}, 1), \quad \langle \chi_R \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_R \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

mit  $v_R \gg \kappa, \kappa', v_L$

verwendet. Dabei ist  $\chi_L$  im Prinzip nur notwendig, wenn eine (s.S. 17) diskrete Links-rechts-Symmetrie gefordert wird. Häufig werden aber auch Higgs-Triplets eingeführt [58], was es gestattet, Majorana-Neutrinos in die Theorie aufzunehmen (s. Abschnitt 2.3).

$$\Delta_L = \begin{pmatrix} \Delta_L^{++} \\ \Delta_L^+ \\ \Delta_L^0 \end{pmatrix}, \quad (1, 0, 2), \quad \langle \Delta_L \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_L \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

$$\Delta_R = \begin{pmatrix} \Delta_R^{++} \\ \Delta_R^+ \\ \Delta_R^0 \end{pmatrix}, \quad (0, 1, 2), \quad \langle \Delta_R \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_R \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

mit  $v_R \gg \kappa, \kappa', v_L$

Die Zahl der physikalischen Higgs-Felder ist jetzt natürlich auch erhöht. Im Falle von Higgs-Dubletts treten z.B. [75] 4 geladene und 6 neutrale Felder auf, im Triplet-Fall kommen außerdem noch zweifach geladene Higgs-Felder hinzu.

Das Higgs-Potential ist nun verglichen mit (2.7) erheblich komplizierter. Die allgemeinste renormalisierbare Form ist z.B. für den Dublett-Fall

$$\begin{aligned} V = & - \sum_{i,j=1,2} \mu_{ij}^2 \text{Tr}(\phi_i^\dagger \phi_j) + \sum_{i,j,k,l=1,2} \lambda_{ijkl} \text{Tr}(\phi_i^\dagger \phi_j) \text{Tr}(\phi_k^\dagger \phi_l) \\ & + \sum_{i,j,k,l=1,2} \lambda'_{ijkl} \text{Tr}(\phi_i^\dagger \phi_j \phi_k^\dagger \phi_l) \\ & + \sum_{i=L,R} [-\bar{\mu}_i^2 \chi_i^\dagger \chi_i + \bar{\lambda}_i \{\chi_i^\dagger \chi_i + \alpha_i \text{Tr}(\phi_1^\dagger \phi_1)\} \chi_i^\dagger \chi_i] \\ & + \chi_L^\dagger \chi_L \chi_R^\dagger \chi_R + \sum_{i=L,R} \alpha'_{ij} \chi_i^\dagger \phi_j \phi_j^\dagger \chi_i \end{aligned} \quad (2.25)$$

mit  $\phi_1 = \phi$ ,  $\phi_2 = \bar{\phi} = \tau_2 \phi^* \tau_2$ .

Analysiert wird dies gewöhnlich für den Fall einer diskreten Links-rechts-Symmetrie, was die Zahl der Parameter ( $\alpha, \mu, \lambda$ ) erheblich reduziert. Wesentlich dabei ist, daß ein vollständig symmetrisches Potential bei geeigneter Wahl der Parameter ein nichtsymmetrisches Minimum besitzen kann. Die Paritätsverletzung kann hier also als Symmetriebrechungseffekt verstanden werden.

Die kovariante Ableitung für das Higgs-Bidublett ist

$$\mathcal{D}_\mu \phi = \partial_\mu \phi + \frac{i}{2}(g_L \tau^i W_{L\mu}^i - g_R \tau^i W_{R\mu}^i), \quad (2.26)$$

$W_{L,R}$ : Eichfelder der  $SU_{L,R}(2)$ .

Aus den kovarianten Ableitungen sowie (2.20) und (2.21), (2.22) bzw. (2.23), (2.24) ergibt sich dann die Massenmatrix der W-Bosonen.

$$\begin{array}{cc} W_L^+ & W_R^+ \\ \begin{array}{c} W_L^- \\ W_R^- \end{array} & \begin{pmatrix} \frac{1}{2}g_L^2(\tilde{v}_L^2 + \kappa^2 + \kappa'^2) & -g_L g_R \kappa' \kappa \\ -g_L g_R \kappa' \kappa & \frac{1}{2}g_R^2(\tilde{v}_R^2 + \kappa^2 + \kappa'^2) \end{pmatrix} \end{array} \quad (2.27)$$

Dabei ist  $\tilde{v}_{L,R}^2 = \begin{cases} v_{L,R}^2 & \text{Dublett-Higgs} \\ 2v_{L,R}^2 & \text{Triplet-Higgs} \end{cases}$ .

Eine unitäre Transformation kann diese Matrix diagonalisieren. Die Transformationsmatrix kann durch den Mischungswinkel  $\zeta$  zwischen  $W_L$  und  $W_R$  beschrieben werden.

$$\begin{pmatrix} W_L \\ W_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & -\sin \zeta \\ \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Genau genommen braucht man, da die Vakuumerwartungswerte im allgemeinen auch komplex sein können, 3 Phasen und 1 Winkel, um die Transformation zu beschreiben. Davon können aber 2 Phasen in den W-Feldern absorbiert werden. Aber auch die dritte Phase beeinflusst die später zu berechnenden Matrixelemente nicht, so daß es hier genügt (2.28) zu betrachten und  $\kappa, \kappa', v_L$  und  $v_R$  als reell anzunehmen.

Für  $v_R \gg \kappa, \kappa', v_L$  sind die Masseneigenwerte zu (2.27)

$$M_1^2 \simeq \frac{1}{2}g_L^2(\tilde{v}_L^2 + \kappa^2 + \kappa'^2), \quad (2.29)$$

$$M_2^2 \simeq \frac{1}{2}g_R^2\tilde{v}_R^2 \quad (2.30)$$

und der Mischungswinkel ist

$$|\zeta| \simeq \frac{g_L}{g_R} \frac{2\kappa\kappa'}{v_R^2}. \quad (2.31)$$

Häufig wird Invarianz unter einer diskreten Links-rechts-Transformation gefordert, d.h. Invarianz unter

$$\begin{array}{ll} \text{Eichfelder:} & W_L \leftrightarrow W_R, \\ \text{Fermionen:} & \psi_L \leftrightarrow \psi_R, \\ \text{Higgs:} & \chi_L \leftrightarrow \chi_R \quad \text{bzw. } \Delta_L \leftrightarrow \Delta_R, \\ & \phi \leftrightarrow \phi^\dagger. \end{array} \quad (2.32)$$

Damit folgt für die Kopplungskonstanten  $g_L = g_R$ . Die Forderung (2.32) genügt aber noch nicht, um die beiden hier auftretenden Kobayashi-Maskawa-Matrizen (s.u. (2.52)) festzulegen. Hier kann man zwei Fälle unterscheiden

$$\text{manifeste LRS}^g: \quad U^R = U^L, \quad (2.33)$$

$$\text{pseudomanifeste LRS:} \quad U^R = U^{L*} K, \quad (2.34)$$

wobei  $K$  eine diagonale Phasenmatrix ist.

Da die zusätzliche Bedingung einer diskreten Links-rechts-Symmetrie keineswegs zwingend ist, scheint es sinnvoll, bei der Interpretation experimenteller Daten vom allgemeinsten Fall auszugehen. Das bedeutet, daß  $U^R$  eine beliebige unitäre Matrix ist und die Kopplungskonstanten  $g_L, g_R$  nicht notwendigerweise identisch sind. *Innerhalb dieser Arbeit wird aber immer von der Annahme  $g_L \simeq g_R$  ausgegangen, da sich ansonsten überhaupt keine Aussagen treffen lassen.*

Die Kobayashi-Maskawa-Matrizen lassen sich mit 3 Winkeln und 6 Phasen parametrisieren. Für die linkshändige  $KM^g$ , also die gewöhnliche Mischungsmatrix, können 5 Phasen durch die Quarkfelder absorbiert werden. Diese Freiheit hat man aber nur einmal und die rechtshändige  $KM$  muß im allgemeinen mit 3 Winkeln und allen 6 Phasen beschrieben werden.

### 2.2.3 Neutrale Eichbosonen

Neben den  $W_R$ -Bosonen tritt in der Links-rechts-Symmetrie ein zusätzliches neutrales Eichboson  $Z'$  auf. Da sich diese Arbeit vorwiegend mit den geladenen Bosonen beschäftigt, sind hier nur die wichtigsten Eigenschaften aufgezählt.

Die Masseneigenzustände sind [75][85]

$$M_A = 0, \quad (2.35)$$

$$M_Z = \frac{1}{2} g^2 \frac{g^2 + 2g'^2}{g^2 + g'^2} (\kappa^2 + \kappa'^2), \quad (2.36)$$

$$M_{Z'} = v_R^2 (g^2 + g'^2) \begin{cases} \cdot \frac{1}{2}, & \text{Dublett} \\ \cdot 2, & \text{Triplet} \end{cases} \quad (2.37)$$

und die physikalischen Felder [75] (für  $v_L \ll \kappa, \kappa' \ll v_R$  und  $g = g_L = g_R$ )

$$A_\mu = \sin \Theta_W (W_{L\mu}^3 + W_{R\mu}^3) + \sqrt{\cos 2\Theta_W} B_\mu, \quad (2.38)$$

$$Z_\mu = \cos \Theta_W W_{L\mu}^3 - \sin \Theta_W \tan \Theta_W W_{R\mu}^3 - \tan \Theta_W \sqrt{\cos 2\Theta_W} B_\mu, \quad (2.39)$$

$$Z'_\mu = \frac{\sqrt{\cos 2\Theta_W}}{\cos \Theta_W} W_{R\mu}^3 - \tan \Theta_W B_\mu. \quad (2.40)$$

Definiert man  $\cos\Theta_W^2 = \frac{g^2+g'^2}{g^2+2g'^2}$ , so ist die Beziehung (2.10) des Standardmodells zwischen  $W_L$ - und  $Z$ -Masse auch in der Links-rechts-Symmetrie gegeben. Eine analoge Beziehung gilt außerdem für die rechtshändigen Bosonen (s.u. (6.12), (6.14)).

Neben den hier vorgestellten minimalen Versionen links-rechts-symmetrischer Modelle, besteht die Möglichkeit, die Zahl der Higgs-Felder zu erweitern (z.B. [59][65]) oder auch auf das Bidublett (2.19) zu verzichten und dafür zusätzliche Singulett-Fermionen einzuführen, um Yukawa-Terme für die Fermionen schreiben zu können [69]. Auf solche Modellvarianten wird hier nicht weiter eingegangen. Vielmehr soll versucht werden, einen möglichst modellunabhängigen Ansatz zu finden, mit dem sich die Phänomenologie links-rechts-symmetrischer Modelle beschreiben läßt. Zunächst aber müssen noch die verschiedenen Möglichkeiten vorgestellt werden, ein rechtshändiges Neutrino in die Theorie einzufügen.

### 2.3 Neutrinoarten

In links-rechts-symmetrischen Modellen ist es notwendig, ein rechtshändiges Neutrino einzuführen, so daß die Leptonen  $SU_R(2)$ -Dubletts bilden können. Damit ist aber über die Natur des rechtshändigen Neutrinos noch nichts ausgesagt. Zunächst ist die grundsätzliche Unterscheidung zwischen Majorana- und Dirac-Neutrinos zu treffen. Majorana-Teilchen sind mit ihren Antiteilchen identisch, d.h.  $\psi = \psi^c$ , wobei  $\psi^c$  das ladungskonjugierte Feld ist.

Der einfachste Fall liegt vor, wenn das  $N_R$  masselos, bzw. genauso leicht wie das normale linkshändige Neutrino ist. Dann können die beiden Felder entgegengesetzter Chiralität einen vierkomponentigen Dirac-Spinor bilden

$$\nu = \nu_L + N_R. \quad (2.41)$$

Das rechtshändige Neutrino wäre dann ein masseloses und stabiles Teilchen, das den Detektor ohne weitere Spuren verläßt.

Will man Massenterme in die Lagrangedichte einbauen, so gibt es die folgenden Möglichkeiten

$$\mathcal{L}_{Masse}^{Dirac} = -M_D \overline{\psi_R} \psi_L + h.c. \quad (2.42)$$

$$\mathcal{L}_{Masse}^{Majorana} = -\frac{M_L}{2} \overline{(\psi_L)^c} \psi_L - \frac{M_R}{2} \overline{(\psi_R)^c} \psi_R + h.c. \quad (2.43)$$

Der allgemeine Fall, wenn keine zusätzlichen Singulett-Fermionen auftreten (s.u.), hat die Form

$$\mathcal{L}_{Masse} = -\frac{1}{2}(\overline{(\psi_1)^c}, \overline{(\psi_2)^c}) \begin{pmatrix} M_L & M_D \\ M_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

wobei die Felder  $\psi$  zweikomponentige Spinore sind. Dabei kann man drei Fälle unterscheiden [60].

1. Dirac:  $M_L = M_R = 0$  und  $M_D \neq 0$ .
2. Majorana:  $M_L \neq 0$  und/oder  $M_R \neq 0$ ,  $M_D$  beliebig.
3. Pseudo-Dirac:  $M_D \neq 0$  und  $M_L \simeq M_R \ll M_D$ .

Der 1. Fall läge vor, wenn das  $\nu_L$  Masse besitzt, und es gilt (2.41). Der 3. Fall unterscheidet sich davon zumindest mit Blick auf HERA nicht wesentlich: Man hätte zwei fast massenentartete Majorana-Neutrinos und das rechtshändige Neutrino wäre wiederum leicht bzw. masselos. Es bleibt der 2. Fall, der in links-rechts-symmetrischen Modellen gewöhnlich in folgender Weise realisiert ist[58][59]: Als Higgs-Felder treten (Abschnitt 2.2.2) das Bidublett  $\Phi$  und zwei Triplets  $\Delta_{L,R}$  auf. Ihre Vakuumerwartungswerte sind für die Massen verantwortlich:

$$\langle \Phi \rangle \sim M_D, \quad \langle \Delta_L \rangle \sim 0, \quad \langle \Delta_R \rangle \sim M_R. \quad (2.45)$$

Der Yukawa-Term hat die Form

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y &= h_1 \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + h_2 \bar{\psi}_L \tilde{\Phi} \psi_R \\ &+ h_3 \left( (\bar{\psi}_L)^c \tau_2 \Delta_L \psi_L + h_4 (\bar{\psi}_R)^c \tau_2 \Delta_R \psi_R \right) + h.c., \end{aligned} \quad (2.46)$$

wobei  $\tilde{\Phi} = \tau_2 \Phi^* \tau_2$  ist.

Die Theorie enthält hierbei zwei Majorana-Neutrinos  $\nu_L$  und  $N_R$  mit den Massen

$$m_L \simeq \frac{M_D^2}{M_R} \quad \text{und} \quad m_R \simeq M_R. \quad (2.47)$$

Und es ist

$$m_L m_R = M_D^2. \quad (2.48)$$

Man erhält also die sogenannte *see-saw*-Beziehung zwischen den Massen des leichten linkshändigen und des schweren rechtshändigen Neutrinos.

Da jetzt  $m_R \simeq M_R \sim \langle \Delta_R \rangle$ , die Masse des rechtshändigen Neutrino also vom selben Vakuumerwartungswert erzeugt wird wie die Masse des  $W_R$ , gilt

$$m_R \sim M_{W_R}. \quad (2.49)$$

Solche Aussagen über die Ähnlichkeit von Massen sind jedoch mit Blick auf das Standardmodell zu interpretieren, wo sämtliche Massen ebenfalls vom gleichen Vakuumerwartungswert stammen und sich trotzdem um mehr als 4 Größenordnungen unterscheiden.

Schließlich kann man auch schwere Dirac-Neutrinos einführen. Dazu ist es allerdings notwendig, die Zahl der Freiheitsgrade zu erhöhen. Offensichtlich kann ein massives rechtshändiges Dirac-Neutrino durch eine Lorentztransformation in ein linkshändiges Teilchen überführt werden, das aber — da es Masse besitzt — nicht mit dem normalen  $\nu_L$  zu identifizieren ist. Im Gegensatz zum Majorana-Fall ist dieses Teilchen aber auch nicht identisch mit dem Neutrino, das man durch eine CPT-Transformation erhält. Man muß also ein weiteres Feld hinzufügen. Die linkshändige Komponente des schweren Neutrinos ist dann steril, d.h. es ist ein Singulett bezüglich der  $SU_L(2)$  wie auch der  $SU_R(2)$  und nimmt an keiner Wechselwirkung teil. Im einfachsten Fall treten in einem solchen Modell [80] pro Familie mindestens drei Neutrinofelder auf:  $\nu_L$ ,  $N_R$  und das Singulett  $s_L$ . Auf den ersten Blick scheint dies eine weniger ökonomische Lösung. Da aber solche Modelle mit Higgs-Doublets auskommen, ist die Zahl der insgesamt auftretenden physikalischen Felder auch nicht größer als für den Fall von Higgs-Triplets. Eine Variante dieses Schemas in links-rechts-symmetrischen Modellen [71][62] verwendet zwei Fermionen-Singulets  $\Theta_1, \Theta_2$  und zwei Higgs-Doublets  $\chi_L, \chi_R$ . Der Yukawa-Term hat dabei die Form

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & h_1 \bar{\psi}_L \Phi \psi_R + h_2 \bar{\psi}_L \tilde{\Phi} \psi_R \\ & + h_3 (\bar{\psi}_R \chi_L \Theta_1 + \bar{\psi}_L \chi_R \Theta_2) + \mu \Theta_1 \Theta_2 + h.c., \end{aligned} \quad (2.50)$$

und die Massenmatrix ( $\langle \Phi \rangle \sim M_D, \langle \chi_R \rangle \sim M_R, \langle \chi_L \rangle \sim 0$ )

$$\mathcal{L}_{Masse} \sim -(\nu, \Theta_1, N, \Theta_2) \begin{pmatrix} 0 & 0 & M_D & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu \\ M_D & 0 & 0 & M_R \\ 0 & \mu & M_R & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu \\ \Theta_1 \\ N \\ \Theta_2 \end{pmatrix}. \quad (2.51)$$

Hierbei treten zwei Dirac-Neutrinos auf, ein leichtes  $m_\nu \sim M_D \mu / M_R$  und ein schweres  $m_R \sim M_R$ , das also wieder von der Größenordnung der  $W_R$ -Masse ist.



Damit ist die Modellvielfalt noch lange nicht erschöpft[83]. Der kurze Überblick mag aber genügen, um zu rechtfertigen, daß hier die Masse des rechtshändigen Neutrinos als (völlig) freier Parameter angesehen wird.

### 2.3.1 Der geladene Strom in der Links-rechts-Symmetrie

Wie die vorausgegangenen Abschnitte gezeigt haben, gibt es eine Reihe von Varianten links-rechts-symmetrischer Modelle, was den Higgs-Sektor, die Realisierung des rechtshändigen Neutrinos bzw. die möglichen Yukawa-Terme und die Form der Kobayashi-Maskawa-Matrix für die rechtshändigen Quarkfelder angeht. *Um zu einer möglichst modellunabhängigen Formulierung der Elektron-Proton-Streuung und des  $N_R$ -Zerfalls zu gelangen, wird als Ausgangspunkt für alle weiteren Überlegungen die folgende Lagrangedichte verwendet, wie sie im wesentlichen schon durch die Struktur der Eichgruppe (2.15) festgelegt ist:*

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{CC} = & - \frac{1}{\sqrt{2}} g_L \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) U_{ij}^L d_j W_{L\mu}^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} g_L \bar{\nu}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e_i W_{L\mu}^+ \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} g_R \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) U_{ij}^R d_j W_{R\mu}^+ - \frac{1}{\sqrt{2}} g_R \bar{\nu}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e_i W_{R\mu}^+ + h.c., \end{aligned} \quad (2.52)$$

wobei der Index über alle Familien läuft ( $u_i = u, c, t$ ;  $\nu_i = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$  u.s.w.). Die ersten beiden Summanden entsprechen der GSW-Theorie (2.14), während die zusätzlichen beiden Terme eine V+A-Struktur besitzen.

Weder wird hierbei der Higgs-Sektor weiter spezifiziert, noch liegt die genaue Form des Yukawa-Terms für die Neutrinos fest. Die Massen  $M_{W_R}$  und  $m_R$  sind damit beliebige freie Parameter. Ebenso wenig ist die Matrix bekannt, die die Eich- mit den Masseneigenzuständen der  $W$ -Bosonen verbindet. Außerdem enthält (2.52) die Annahme, daß es keine wesentlichen Beiträge durch geladene Higgs-Felder gibt. Definiert man die Ströme

$$\begin{aligned} J_L^\mu & := \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) U_{ij}^L d_j + \bar{\nu}_{Li} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) e_i, \\ J_R^\mu & := \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) U_{ij}^R d_j + \bar{N}_{Ri} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) e_i, \end{aligned} \quad (2.53)$$

so läßt sich die Lagrangedichte (2.52) mit (2.28) in den Masseneigenzuständen der geladenen Bosonen als

$$- \mathcal{L}_{CC} = \frac{g_L \cos \zeta}{\sqrt{2}} J_L^\mu W_{1\mu} + \frac{g_R \sin \zeta}{\sqrt{2}} J_R^\mu W_{1\mu} - \frac{g_L \sin \zeta}{\sqrt{2}} J_L^\mu W_{2\mu} + \frac{g_R \cos \zeta}{\sqrt{2}} J_R^\mu W_{2\mu} + h.c. \quad (2.54)$$

schreiben. Daraus liest man folgende Vertexfaktoren ab

$$\begin{array}{ll}
 \begin{array}{c} f_L \quad f'_L \\ \diagdown \quad / \\ \text{---} \\ | \\ W_1 \end{array} & \frac{-ig_L \cos\zeta}{\sqrt{2}} \gamma^{\mu\frac{1}{2}} (1 - \gamma_5) U_{ff'}^L, \\
 \begin{array}{c} f_L \quad f'_L \\ \diagdown \quad / \\ \text{---} \\ | \\ W_2 \end{array} & \frac{+ig_L \sin\zeta}{\sqrt{2}} \gamma^{\mu\frac{1}{2}} (1 - \gamma_5) U_{ff'}^L, \\
 \begin{array}{c} f_R \quad f'_R \\ \diagdown \quad / \\ \text{---} \\ | \\ W_1 \end{array} & \frac{-ig_R \sin\zeta}{\sqrt{2}} \gamma^{\mu\frac{1}{2}} (1 + \gamma_5) U_{ff'}^R, \\
 \begin{array}{c} f_R \quad f'_R \\ \diagdown \quad / \\ \text{---} \\ | \\ W_2 \end{array} & \frac{-ig_R \cos\zeta}{\sqrt{2}} \gamma^{\mu\frac{1}{2}} (1 + \gamma_5) U_{ff'}^R.
 \end{array} \tag{2.55}$$

Für Leptonen ist  $U_{ff'}^R, U_{ff'}^L$  durch  $\delta_{ff'}$  zu ersetzen. Außerdem ist der  $W$ -Propagator

$$\frac{-i \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{M_i^2} \right)}{p^2 - M_i^2}, \quad i = 1, 2. \tag{2.56}$$

Wichtig ist dabei, daß  $N_R$  und  $\nu_L$  nicht notwendigerweise Dirac-Partner sind. In (2.53) müßten korrekterweise die Masseneigenzustände statt der Eicheigenzustände der Neutrinos auftreten. Solange die Überlegungen sich nicht auf ein spezielles Modell beschränken, ist diese Ungenauigkeit nicht zu vermeiden. Allerdings existiert dieses Problem für masselose Neutrinos nicht und für schwere Neutrinos sind die Korrekturen zu den Streuquerschnitten z.B. mit Blick auf das Modell (2.50) lediglich von der Größenordnung  $\sim O(\frac{1}{M_R})$ .

## 2.4 Zusammenfassung

Die Links-rechts-Symmetrie stellt sich bei genauerem Hinsehen nicht als eine einheitliche Theorie dar. Vielmehr existieren eine Reihe von Varianten. Die Unterschiede betreffen insbesondere die Art der Higgs-Felder — und auch, was hier nicht weiter behandelt wurde, die genaue Form des Higgs-Potentials [40] — und damit

verbunden die Form der Yukawa-Terme und die Natur des rechtshändigen Neutrinos. Zudem kann man sich die Freiheit nehmen, die rechtshändige Kobayashi-Maskawa-Matrix als unabhängig von der linkshändigen anzusehen. Der gemeinsame Kern aller Modelle ist die Eichgruppe (2.15), was es gestattet, sich auf die Lagrangedichte (2.54) zu beschränken, und die Massen  $M_{W_R}$  und  $m_R$ , sowie den Mischungswinkel  $\zeta$  als freie Parameter anzusehen. Wo es für spezielle Aussagen notwendig ist, wird dann später die  $U^R$  und die Art des Neutrinos festgelegt.

## III. Grenzen auf $M_{W_R}$ und $\zeta$

---

In diesem Kapitel sollen die experimentellen Grenzen für die  $W_R$ -Masse und den Mischungswinkel  $\zeta$  zusammengefaßt werden. Dabei wird nicht immer zwischen  $M_{W_R}$  und  $M_2$  (Masseneigenzustand) unterschieden, da sich zeigen wird, daß der Mischungswinkel klein sein muß. Das Ziel ist es zu klären, welche Varianten der Links-rechts-Symmetrie bei HERA zugänglich sein könnten. Hier werden nur vier der wichtigsten Experimente vorgestellt. Eine ausführlichere Zusammenfassung findet sich in [56].

### 3.1 Grenzen für die $W_R$ -Masse

#### 3.1.1 Größenordnung der bei HERA zugänglichen $W_R$ -Massen

Um die Massengrenzen einordnen zu können, die in den nächsten Abschnitten angegeben werden, ist es notwendig zu wissen, welche  $W_R$ -Massen bei HERA beobachtbar sind. Dies ist für den HERA-Workshop von 1987 untersucht worden [19]. Ausgangspunkt war dabei der Wirkungsquerschnitt für die  $ep^g$ -Streuung bei einem Mischungswinkel  $\zeta = 0$ .

$$\frac{d\sigma(e_{L,R}^-)}{dx dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2}{2\sin^4\Theta} \frac{1}{(Q^2 + M_{W_{R,L}}^2)^2} \sum_i \{u_i(x, Q^2) + \bar{d}_i(x, Q^2)(1-y)^2\} \quad (3.1)$$

Das Ergebnis ist, daß  $W_R$ -Massen bis ca. 300 GeV für den Fall einer integrierten Luminosität von  $250 \text{ pb}^{-1}$  zu erkennbaren Abweichungen im Verlauf des Wirkungsquerschnitts als Funktion von  $Q^2$  führen. Dieser Wert verbessert sich, wenn der Elektronenstrahl eine Polarisation von  $P = 0.8$  besitzt, auf 400 GeV bei  $125 \text{ pb}^{-1}$ .

#### 3.1.2 $K_L^0$ - $K_S^0$ -Massendifferenz

Die am häufigsten zitierte untere Grenze für die  $W_R$ -Masse hängt mit der Massendifferenz zwischen  $K_L^0$  und  $K_S^0$  zusammen. Diese Grenze wird gewöhnlich als

$M_{W_R} > 1.6$  TeV angegeben [11].

Der experimentelle Wert für diese Massendifferenz ist [66]

$$\Delta m_K = 0.35 \cdot 10^{-14} \text{ GeV.}$$

Der theoretische Wert wird durch den effektiven Hamiltonoperator für  $|\Delta S| = 2$  bestimmt

$$\Delta m_K = 2 \langle K^0 | H_{\Delta S=2}^{eff} | \bar{K}^0 \rangle$$

Die wesentlichen Diagramme, die zu  $H_{\Delta S=2}^{eff}$  beitragen, sind

$$\begin{array}{c} \begin{array}{|c|c|c|} \hline s & u, c, t & d \\ \hline & W_{L,R} & W_{L,R} \\ \hline \bar{d} & u, c, t & \bar{s} \\ \hline \end{array} + \begin{array}{|c|c|c|} \hline s & W_{L,R} & d \\ \hline & u, c, t & u, c, t \\ \hline \bar{d} & W_{L,R} & \bar{s} \\ \hline \end{array} \end{array} .$$

Die beiden Diagramme zusammen sind noch nicht eichinvariant, stellen aber den dominanten Anteil dar [9].

Man hat hier drei Möglichkeiten:

$H_{LL}$	Austausch zweier $W_L$ ,
$H_{LR}$	Austausch eines $W_L$ und eines $W_R$ ,
$H_{RR}$	Austausch zweier $W_R$ .

Im Standardmodell tritt nur  $H_{LL}$  auf, in der Links-rechts-Symmetrie zusätzlich  $H_{LR}$  und  $H_{RR}$ , wobei aber der Austausch zweier  $W_R$  vernachlässigbar ist, da dieser Prozeß mit  $(\frac{M_{W_L}}{M_{W_R}})^4$  unterdrückt ist.

Der effektive Hamiltonoperator für den in der Links-rechts-Symmetrie hinzukommenden Anteil hat dann die Form

$$H_{LR}^{eff} = 2 \frac{G_F^2}{\pi^2} \frac{g_R^2 M_1^2}{g_L^2 M_2^2} \bar{d}^{\frac{1}{2}} (1 - \gamma_5) s \bar{d}^{\frac{1}{2}} (1 + \gamma_5) s \sum_{i=u,c,t} m_i U_{id}^{L*} U_{js}^R \eta_{ij}^{LR} \mathcal{I}_0(x_i, x_j, \beta) + h.c.$$

$m_i$ : Quarkmassen

Hierbei erfaßt  $\eta_{ij}$  QCD-Korrekturen und  $\mathcal{I}_0$  stammt von der Integration über die Quark- und  $W$ -Propagatoren der auftretenden Schleife.  $H_{LR}^{eff}$  hängt offensichtlich nicht von Art und Masse des rechtshändigen Neutrinos ab, aber von  $U^R$ , und es besteht die Möglichkeit, die Elemente der rechtshändigen Kobayashi-Maskawa-Matrix so aufeinander abzustimmen, daß die einzelnen Beiträge sich kompensieren. In diesem Fall läßt sich kein Grenzwert mehr für die  $W_R$ -Masse ableiten. Eine solche „Feinabstimmung“ wäre allerdings äußerst unwahrscheinlich. Daneben gibt es aber Bereiche im Raum der Parameter, die  $U^R$  beschreiben, in denen die untere Grenze für  $M_{W_R}$  bis auf 300 GeV sinkt.

Diese Bereiche liegen in der Nähe folgender Formen [56]:

$$U_A^R(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \pm \sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \mp \cos \alpha \end{pmatrix}, \quad U_B^R(\alpha) = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ \cos \alpha & 0 & \pm \sin \alpha \\ \sin \alpha & 0 & \mp \cos \alpha \end{pmatrix},$$

wobei  $\alpha$  ein beliebiger Winkel ist. Mit  $\alpha = 0$  und  $\alpha = \frac{\pi}{2}$  ergeben sich die 4 Matrizen

$$\begin{aligned} U_I^R &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, & U_{III}^R &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ U_{II}^R &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & U_{IV}^R &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Diese 4 Formen und den Fall  $U_{LR}^R$ , d.h.  $|U_{ij}^R| = |U_{ij}^L|$  (manifeste oder pseudomani-feste LRS), kann man dazu benutzen, die experimentellen Grenzen zu diskutieren. (Die Massenunterschiede zwischen den Quarkfamilien sprechen allerdings dafür, daß das Mischen zwischen den Familien gering ist, was nur für  $U_I^R$  und  $U_{LR}^R = U^L$  gegeben ist.) Die Grenzen für andere Werte von  $\alpha$  ergeben sich durch Interpolation zwischen diesen Extremformen. Die unteren Grenzen für  $M_{W_R}$ , die sich aus der Massendifferenz zwischen  $K_L^0$  und  $K_R^0$  ableiten läßt, sind: [56]

	$U_I^R$	$U_{II}^R$	$U_{III}^R$	$U_{IV}^R$	$U_{LR}^R$
$M_{2g}[\text{GeV}]$	300	340	670	350	1350

Da diese Grenzen von dem Verhältnis der Kopplungskonstanten abhängen, ist nicht die Masse  $M_2$  des zusätzlichen W-Bosons, sondern  $M_{2g} = M_2 \frac{g_L}{g_R}$  angegeben. Daß auch der für  $U_{LR}^R$  angegebene Grenzwert kleiner ist als der oben genannte Wert von 1.6 TeV, ist vor allem durch Unsicherheiten in den QCD-Korrekturen  $\eta_{ij}$  begründet. Die Grenzen werden am schwächsten für  $U_I^R$ , also der Fall, in dem Massen- und Eigeigenzustände identisch sind und es keine Übergänge zwischen den Familien gibt.

### 3.1.3 $\mu$ -Zerfall

Die Particle Data Group nennt als untere Grenze für die  $W_R$ -Masse 406 GeV [66]. Dieser Wert stammt aus Messungen des  $\mu^+$ -Zerfalls bei TRIUMF [15][48]. Gemessen wird im Endpunkt des Impulsspektrums der Positronen aus dem Myonzerfall. Der Detektor ist dabei so ausgerichtet, daß er die Positronen registriert, deren Impuls zum  $\mu^+$ -Spin entgegengesetzt ist. Dort ist die Emission von Positronen bei reiner V-A-Struktur der schwachen Wechselwirkung unterdrückt.

Da die Myonen beim Zerfall von Pionen entstehen, ist auch hier eine Abhängigkeit von  $U^R$  vorhanden. Außerdem wirkt sich die Phase  $\cos \delta_d = \frac{\text{Re}(U_{ud}^R)}{|U_{ud}^R|}$  und der Mischungswinkel  $\zeta$  aus. Es ergeben sich die folgenden Grenzen [56]:

$\cos \delta_d$	$U^R$	$\zeta = 0$ $M_{2g}[\text{GeV}]$	$\zeta$ beliebig $M_{2g}[\text{GeV}]$
1	I,II,LR	490	430
1	III,IV	410	430
0	I,II,LR	490	510
0	III,IV	410	430

Diese Werte hängen natürlich von der Masse des rechtshändigen Neutrinos ab. In Abb.3.1 ist die untere Grenze für  $M_{2g}$  als Funktion der Neutrinomasse angegeben. Schon für  $m_R \simeq 8$  MeV sinkt diese untere Schranke auf ca. 240 GeV. Für  $m_R \geq 17$  MeV verliert man diese Grenze ganz [48].

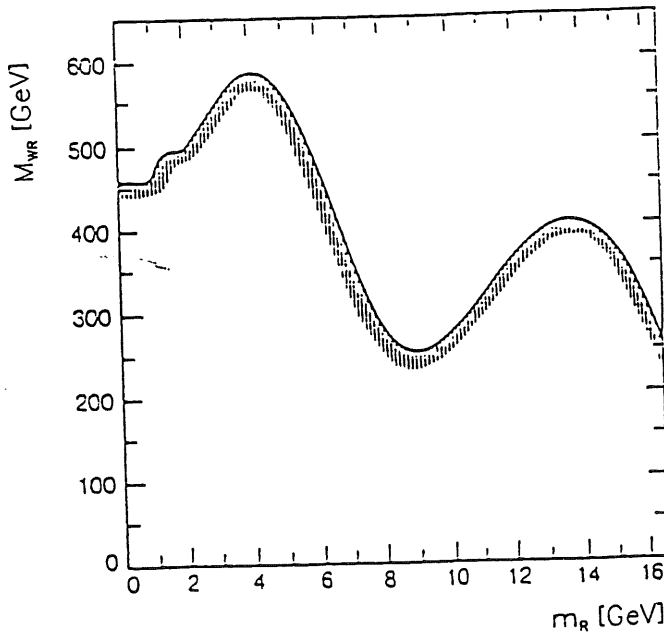
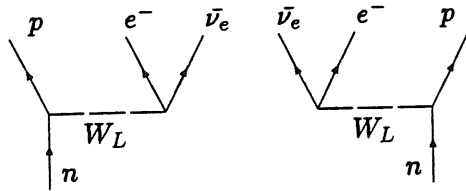


Abbildung 3.1: Untere Grenze für  $M_{W_R}$  aus dem Myonzerfall (manifeste LRS,  $\zeta = 0$ ).

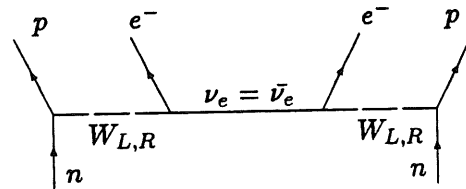
### 3.1.4 Neutrinoloser doppelter $\beta$ -Zerfall

Der normale doppelte  $\beta$ -Zerfall ist der Zerfall eines Kernes  $(A, Z)$  nach  $(A, Z+2)$  unter Aussendung zweier Elektronen und zweier Neutrinos. Da er als Prozeß 2. Ordnung gegenüber dem einfachen  $\beta$ -Zerfall unterdrückt ist, kann er praktisch nur beobachtet werden, wenn der einfache  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten ist. Man hat im Prinzip folgenden Situation:



Doppelter  $\beta$ -Zerfall, wie er im SM<sup>g</sup> möglich ist und beobachtet wird.

Wenn das Neutrino mit seinem Antiteilchen identisch ist, d.h. wenn es ein Majorana-Neutrino ist, kann folgender Prozeß auftreten:



Neutrinoloser doppelter  $\beta$ -Zerfall.

Dieser Prozeß ist aber im Standardmodell allein schon deshalb nicht möglich, weil das emittierte Neutrino linkshändig ist, während das absorbierte Neutrino rechtshändig sein muß. Für ein Teilchen mit Masse entfällt diese letzte Einschränkung, und ebenfalls wenn es einen V+A-Anteil in der schwachen Wechselwirkung gibt. Allerdings ist der neutrinolose doppelte  $\beta$ -Zerfall auch in Anwesenheit rechtshändiger Ströme nur möglich, wenn das rechtshändige Neutrino Masse besitzt [50].

Untersucht wurde insbesondere der doppelte  $\beta$ -Zerfall von  $^{76}\text{Ge}$  [61][26]. Aus der Nichtbeobachtung des neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfalls läßt sich eine untere Grenze für  $M_{W_R}$  in Abhängigkeit von der Masse des rechtshändigen Neutrinos angeben. Die experimentellen Daten lassen sich in zwei Beziehungen für leichte und schwere rechtshändige Majorana-Neutrinos zusammenfassen:

$$\begin{aligned}
 M_2 &> \frac{g_L}{g_R} M_1 |U_{ud}^R|^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{m_R}{1\text{eV}}} \quad \text{für } m_R \ll 40\text{MeV}, \\
 M_2 &> 55 \frac{g_L}{g_R} M_1 |U_{ud}^R|^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{1\text{GeV}}{m_R}} \quad \text{für } m_R \gg 40\text{MeV}.
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

Diese Grenze ist also nur gültig für Majorana-Neutrinos mit Masse und wegen der Abhängigkeit von  $|U_{ud}^R|$  nur in den Fällen I, II und der (pseudo-)manifesten LRS.



### 3.1.5 Zusammenfassung der Massengrenzen (ohne CDF)

Es existiert eine Reihe weiterer experimenteller Grenzen für die  $W_R$ -Masse, die hier aber nicht ausführlich behandelt werden sollen. Stattdessen sind die wichtigsten Daten in der folgenden Tabelle zusammengefaßt [56].

Schwere Majorana-Neutrinos <sup>a</sup>		Schwere Dirac-Neutrinos <sup>b</sup>	Leichte Dirac-Neutrinos <sup>c</sup>
Fall	$M_{2g}$ [GeV]	$M_{2g}$ [GeV]	$M_{2g}$ [GeV]
$U_I^R$	810	300	500
$U_{II}^R$	800	460	500
$U_{III}^R$	670	670	560
$U_{IV}^R$	740	740	740
$U_{LR}^R$	1400	1400	1300

Die Daten stammen aus

- a) wie b) + neutrinoloser doppelter  $\beta$ -Zerfall,
- b)  $K_L^0$ - $K_S^0$ -Massendifferenz +  $B_d\bar{B}_d$ -Mischen + b-Zerfälle,
- c)  $K_L^0$ - $K_S^0$ -Massendifferenz +  $B_d\bar{B}_d$ -Mischen +  $\mu$ -Zerfall

und sind für 90% C.L.<sup>g</sup> angegeben. Leicht heißt hier  $m_R < 10$  MeV, so daß die Grenzen aus den  $\mu$ -Zerfall gültig sind. Schwer bedeutet, daß  $m_R > 3.5$  GeV ist, d.h. für  $m_R > m_b - m_c$ . In diesem Fall läßt sich aus Zerfällen mit b-Quarks eine untere Grenze für  $M_{W_R}$  ableiten, da dann das Verzweungsverhältnis zwischen leptonischen und hadronischen Kanälen bei Anwesenheit eines rechtshändigen W-Bosons vom Standardmodell abweichen müßte.

### 3.1.6 CDF

Die oben zusammengefaßten Grenzen werden mittlerweile durch die neueren Ergebnisse von CDF/Tevatron ergänzt. Bei hinreichender Schwerpunktsenergie können  $W_R$ -Bosonen in  $p\bar{p}$ -Reaktionen direkt erzeugt werden. Die Suche nach den Zerfallsprodukten eines zusätzlichen  $W'$ -Bosons führt bei CDF zu einer unteren Grenze von  $M_{W'} > 520$  GeV (95% C.L.) [36]. Eine ausführliche Analyse der CDF-Daten in einem allgemeinen links-rechts-symmetrischen Modell, in der Art, wie sie in den vorangegangenen Abschnitten zusammengefaßt wurde, existiert nicht. Stattdessen sei hier die Strategie der  $W'$ -Suche bei CDF skizziert [33].

Gesucht wird nach den Zerfällen  $W' \rightarrow e + N_R$  oder  $W' \rightarrow \mu + N_R$ . Dazu werden alle Ereignisse mit hoher fehlender transversaler Energie betrachtet, die gleichzeitig ein Elektron oder Myon mit großem Transversalimpuls enthalten. Von diesen

Ereignissen wird die Verteilung der transversalen Masse bestimmt. In dieser Verteilung erscheint ein massives Teilchen als Maximum bei einer transversalen Masse nahe der Teilchenmasse. Das Nicht-Auftreten eines solchen Maximums läßt sich als untere Grenze für die Teilchenmasse interpretieren.

Die CDF-Limits sind zunächst einmal gültig für ein  $W'$ , das die gleichen Kopplungen besitzt wie das  $W_L$  des Standardmodells. Für den Fall einer rechtshändigen Kopplung ist die Winkelverteilung der Leptonen aus dem  $W_R$ -Zerfall verändert. Der Einfluß liegt aber im Bereich weniger Prozent und insofern ist die CDF-Massengrenze auf das  $W_R$  anwendbar. Für schwere Neutrinos ist die Annahme, daß das  $N_R$  den Detektor unbeobachtet verläßt (fehlende transversale Energie), nur richtig, wenn die mittlere Lebensdauer des rechtshändigen Neutrinos hinreichend groß ist. Das beschränkt die Gültigkeit der CDF-Daten auf Neutrinomassen von einigen GeV (s.u. Abschnitt 6.4.1.3). Der genaue Gültigkeitsbereich hängt von den Eigenschaften des Detektors und der Impulsverteilung der Neutrinos ab und läßt sich deshalb hier nicht ermitteln. Ein solches schweres Neutrino würde allerdings durch seine Zerfallsprodukte als Abweichung in der  $p_T$ -Verteilung der Leptonen in Erscheinung treten, was aber bisher nicht beobachtet wurde. Dies könnte wiederum als untere Grenze für  $M_{W_R}$  — gegebenenfalls als Funktion der Neutrinomasse — interpretiert werden. Eine solche Analyse ist aber bei CDF nicht durchgeführt worden.

Abschätzen läßt sich auch der Einfluß der rechtshändigen Kobayashi-Maskawa-Matrix. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfallskanal  $W_R \rightarrow \text{Lepton} + N_R$  mal dem  $W_R$ -Produktionsquerschnitt ist für  $U_{LR}^R, U_I^R$  und  $U_{II}^R$  praktisch identisch, für  $U_{III}^R$  und  $U_{IV}^R$  aber etwa um einen Faktor 10 kleiner [56]. Weiterhin ist die Akzeptanz des Detektors für die interessierenden Ereignisse von der Winkelverteilung der  $W_R$  abhängig. Die Winkelverteilung wiederum wird vom Verhältnis der  $W_R$ -Produktion durch Valenz-Valenz-, Valenz-See- und See-See-Reaktionen beeinflusst und kann deshalb von  $U^R$  abhängen. Diese Abhängigkeit ist bei CDF aber ebenfalls nicht untersucht worden.

Die CDF-Grenze ist also gültig für rechtshändige Neutrinos bis zu einigen GeV in den Fällen  $U_{LR}^R, U_I^R$  und mit Einschränkungen  $U_{II}^R$ , nicht aber für  $U_{III}^R$  und  $U_{IV}^R$ .

Diese untere Grenze ergänzt die Werte aus Abschnitt 3.1.5 insbesondere für Massen des rechtshändigen Neutrinos im Bereich zwischen 10 MeV und 3.5 GeV, wo weder die Ergebnisse aus dem Myonzerfall noch aus den semileptonischen b-Zerfällen anwendbar sind.

### 3.1.7 Grenzen für $\zeta$

Schließlich müssen noch die Grenzen für den Mischungswinkel  $\zeta$  betrachtet werden. Details dazu finden sich in der hier schon mehrfach zitierten Arbeit von P.Langacker und S.Uma Sankar [56]. CDF liefert hierzu keine neuen Aussagen.

$U_I^R$	$ \zeta $	$<$	$0.013$
$U_{II}^R$	$ \zeta $	$<$	$0.013$
$U_{III}^R$	$ \zeta $	$<$	$0.0045$
$U_{IV}^R$	$ \zeta $	$<$	$0.0045$
$U_{LR}^R$	$ \zeta $	$<$	$0.0030$

Der Mischungswinkel ist also auf jeden Fall kleiner als 0.013.

# IV. Elektron-Proton-Streuung

## 4.1 Kinematik

Für die Beschreibung der ep-Streuung werden die üblichen kinematischen Variablen der Lepton-Nuklon-Streuung verwendet. Dabei ist aber zu beachten, daß die Masse des rechtshändigen Neutrinos nicht in allen Fällen vernachlässigbar ist und damit einige der gewöhnlichen Beziehungen zwischen den kinematischen Größen modifiziert sein können. Alle in diesem Abschnitt zusammengefaßten Gleichungen sind immer auch für schwere Neutrinos gültig.

Abb. 4.1 legt die Impulse der beteiligten Teilchen fest.

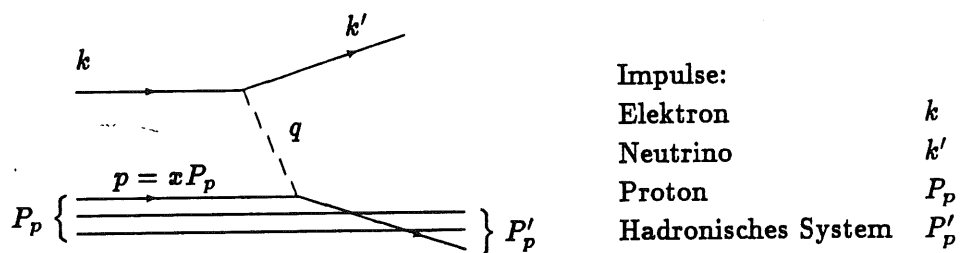


Abbildung 4.1: Elektron-Proton-Streuung

Bei HERA können die Massen des Elektrons und des Protons vernachlässigt werden, d.h. es gilt für ihre Impulse  $p^{o/2} \approx \vec{p}^{\prime/2}$ .

Der Impulsübertrag der Streuung ist

$$q = k - k' = P'_p - P_p \quad (4.1)$$

und man definiert  $Q^2 = -q^2$ .

Die Schwerpunktsenergie ergibt sich zu

$$s = (k + P_p)^2 \approx 2kP_p = 4E_e E_p, \quad (4.2)$$

wobei  $E_e$ ,  $E_p$  die Energie des Elektrons und des Protons im Laborsystem sind. Weiterhin sind die Variablen  $x$ ,  $y$  in gewohnter Weise definiert.

$$x = \frac{Q^2}{2P_p q}, \quad y = \frac{P_p q}{P_p k} \quad (4.3)$$

Zur Beschreibung der Streuung genügen 2 der 3 kinematischen Variablen  $x$ ,  $y$  und  $Q^2$ . Die dritte Größe ist dann durch

$$Q^2 = sxy \quad (4.4)$$

gegeben.

Das Partonmodell gestattet es, die ep-Streuung auf die Streuung des Elektrons an einem einzelnen Quark zurückzuführen. Der Impuls des Quarks ist dabei

$$p = xP_p \quad (4.5)$$

und die Schwerpunktsenergie im Partonsystem

$$\hat{s} = (p + k)^2 = sx. \quad (4.6)$$

Außerdem folgt mit (4.4) aus (4.3)

$$y = \frac{pq}{pk}. \quad (4.7)$$

Schließlich ist noch bei der Erzeugung eines schweren Neutrinos zu berücksichtigen, daß die Schwerpunktsenergie im Partonsystem größer sein muß als die Neutrinomasse. Dies verlangt

$$x > \frac{m_R^2}{s}. \quad (4.8)$$

## 4.2 Der Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen bzw. Positronen am Proton in niedrigster Ordnung soll in diesem Kapitel hergeleitet werden. Es sei  $\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\pm)}{dx dQ^2}$  der Streuquerschnitt für Positronen (+) oder Elektronen (-), die vollständig linkshändig oder rechtshändig polarisiert sind. Die kinematischen Variablen  $x, Q^2$  sind in 4.1 eingeführt. Im einzelnen hat man folgende Reaktionen:

$$\frac{d^2\sigma(e_R^-)}{dx dQ^2} : \quad e_R^- + p \rightarrow N_R + \text{Hadronen}, \quad (4.9)$$

$$\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} : \quad e_L^- + p \rightarrow \nu_e + \text{Hadronen}, \quad (4.10)$$

$$\frac{d^2\sigma(e_R^+)}{dx dQ^2} : \quad e_R^+ + p \rightarrow \bar{\nu}_e + \text{Hadronen}, \quad (4.11)$$

$$\frac{d^2\sigma(e_L^+)}{dx dQ^2} : \quad e_L^+ + p \rightarrow \bar{N}_L + \text{Hadronen}. \quad (4.12)$$

Dabei ist  $\bar{N}_L$  das Antiteilchen zu  $N_R$  bzw. im Falle von Majorana-Neutrinos der Zustand mit entgegengesetzter Helizität.

Die Leptonen können beliebig polarisiert sein.

$$\text{Polarisation: } P = \frac{n_R - n_L}{n_R + n_L}, \quad \begin{array}{l} n_L \text{ Anteil linkshändiger } e^\pm \\ n_R \text{ Anteil rechtshändiger } e^\pm \end{array} \quad (4.13)$$

Da bei HERA der Impuls der Elektronen (Positronen) 30 GeV beträgt, ist die Masse des Elektrons (Positrons) vernachlässigbar:  $m_e \approx 0$ . In diesem Fall ist es auch nicht notwendig zwischen Helizität (Spin-Komponente in Impulsrichtung) und Händigkeit (Eigenwert bzgl.  $\gamma_5$ ) zu unterscheiden.

Der Wirkungsquerschnitt für ein Lepton mit Polarisation  $P$  ist dann:

$$\frac{d^2\sigma(e^\pm)}{dx dQ^2} = \frac{1}{2}(1+P) \frac{d^2\sigma(e_R^\pm)}{dx dQ^2} + \frac{1}{2}(1-P) \frac{d^2\sigma(e_L^\pm)}{dx dQ^2} \quad (4.14)$$

Von den 4 differentiellen Wirkungsquerschnitten (4.9) bis (4.12) sei zunächst (4.9), die Streuung rechtshändiger Elektronen, behandelt. Dazu sind auf Partonebene im Prinzip 2 Prozesse zu addieren:

$$\text{Quarks:} \quad e_R^- + u_i \rightarrow N_R + d_i, \quad (4.15)$$

$$\text{Antiquarks:} \quad e_R^- + \bar{d}_i \rightarrow N_R + \bar{u}_i. \quad (4.16)$$

Dabei stehen  $u_i, d_i$  für alle 3 Familien. Allerdings genügt es hier  $u, c$ - bzw.  $d, s$ -Quarks und Antiquarks zu betrachten, da die schwereren Quarks aus dem See nur unwesentlich zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Als nächstes muß die unterschiedliche Händigkeit der Quarks berücksichtigt werden. Da die beiden  $W$ -Bosonen über den Mischungswinkel  $\zeta$  an die links- wie auch an die rechtshändigen Felder koppeln, hat man wiederum für jeden der beiden Prozesse (4.15) und (4.16) zwei Anteile zu addieren:

$$e_R^- + u_{iR} \rightarrow N_R + d_{iR}, \quad (4.17)$$

$$e_R^- + u_{iL} \rightarrow N_R + d_{iL}, \quad (4.18)$$

$$e_R^- + \bar{d}_{iL} \rightarrow N_R + \bar{u}_{iL}, \quad (4.19)$$

$$e_R^- + \bar{d}_{iR} \rightarrow N_R + \bar{u}_{iR}. \quad (4.20)$$

Zu jedem dieser 4 Prozesse tragen schließlich 2 Amplituden bei, nämlich der  $W_1$ - und der  $W_2$ -Austausch. Die Matrixelemente zu 4.17 und 4.18 sind somit:

$$|M_{ij}^{RR-}|^2 = \left| \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} e_R^- & & N_R \\ k & & k' \\ & \searrow & \nearrow \\ & W_1 & \\ & \nearrow & \searrow \\ p & & p' \\ u_{iR} & & d_{jR} \\ I \end{array} & + & \begin{array}{ccc} e_R^- & & N_R \\ & \searrow & \nearrow \\ & W_2 & \\ & \nearrow & \searrow \\ u_{iR} & & d_{jR} \\ II \end{array} \end{array} \right|^2$$

$$|M_{ij}^{RL-}|^2 = \left| \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} e_R^- & & N_R \\ k & & k' \\ & \searrow & \nearrow \\ & W_1 & \\ & \nearrow & \searrow \\ p & & p' \\ u_{iL} & & d_{jL} \\ III \end{array} & + & \begin{array}{ccc} e_R^- & & N_R \\ & \searrow & \nearrow \\ & W_2 & \\ & \nearrow & \searrow \\ u_{iL} & & d_{jL} \\ IV \end{array} \end{array} \right|^2$$

Hierbei ist folgendes Bezeichnungsschema für die Matrixelemente verwendet:

$$M_{ij}^{ABC}$$

- $A$  Händigkeit der Leptonen
- $B$  Händigkeit der Quarks ( $\bar{B}$  bei Antiquarks)
- $C$  Ladung des Leptons
- $i$  einlaufendes Quark
- $j$  auslaufendes Quark

Die in (2.55) und (2.56) zusammengefaßten Feynmanregeln ergeben für die 4 Amplituden  $A_\alpha$ :

$$A_\alpha = \frac{ig_R}{2(Q^2 - M^2)} \bar{u}(k') \gamma^\mu \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) a u(k) \bar{u}(p') \gamma_\mu \frac{1}{2}(1 + \lambda \gamma_5) b u(p),$$

mit

$\alpha$	I	II	III	IV
a	$\sin \zeta$	$\cos \zeta$	$\sin \zeta$	$\cos \zeta$
b	$U_{q\bar{q}'}^R g_R \sin \zeta$	$U_{q\bar{q}'}^R g_R \cos \zeta$	$U_{q\bar{q}'}^L g_L \cos \zeta$	$-U_{q\bar{q}'}^L g_L \sin \zeta$
$\lambda$	+1	+1	-1	-1
M	$M_1$	$M_2$	$M_1$	$M_2$

Spinsummiert ergibt dann (Ein Faktor  $\frac{1}{2}$  für die Mittelung über die Quarkspins tritt auf. Der Spin des Elektrons ist festgelegt):

$$|M_{ij}^{RR-}|^2 = g_R^4 \left( \frac{\sin^2 \zeta}{Q^2 + M_1^2} + \frac{\cos^2 \zeta}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 2k' \cdot p' k \cdot p U_{ij}^R, \quad (4.21)$$

$$|M_{ij}^{RL-}|^2 = g_R^2 g_L^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left( \frac{1}{Q^2 + M_1^2} - \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 2k' \cdot p' k \cdot p U_{ij}^L. \quad (4.22)$$

Die Feynmangraphen für die Prozesse (4.19) und (4.20) gehen aus (4.17) und (4.18) durch „crossing“ der entsprechenden Quarklinien hervor. Die Matrixelemente ergeben sich daher aus (4.21) und (4.22) durch  $p \leftrightarrow p'$ .

$$|M_{ij}^{R\bar{R}-}|^2 = g_R^4 \left( \frac{\sin^2 \zeta}{Q^2 + M_1^2} + \frac{\cos^2 \zeta}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 2k' \cdot p' k \cdot p U_{ij}^R, \quad (4.23)$$

$$|M_{ij}^{R\bar{L}-}|^2 = g_R^2 g_L^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left( \frac{1}{Q^2 + M_1^2} - \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 2k' \cdot p' k \cdot p U_{ij}^L. \quad (4.24)$$

Um zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten für die Streuung am Proton zu gelangen, sind die Matrixelemente (4.21) bis (4.24) mit den Quarkverteilungen  $u_i(x, Q^2)$  und  $\bar{d}_i(x, Q^2)$  des Protons zu falten und dann zu addieren.

$$\frac{d\sigma(e^-)}{dy} = \frac{1}{16\pi s} \sum_{i,j} \left\{ \left( |M_{ij}^{RR-}|^2 + |M_{ij}^{RL-}|^2 \right) u_i(x, Q^2) dx + \left( |M_{ij}^{R\bar{R}-}|^2 + |M_{ij}^{R\bar{L}-}|^2 \right) \bar{d}_i(x, Q^2) dx \right\} \quad (4.25)$$



Im weiteren seien folgende Abkürzungen verwendet:

$$\begin{aligned}\tilde{A}_L &= \left( \frac{\cos^2 \zeta}{Q^2 + M_1^2} + \frac{\sin^2 \zeta}{Q^2 + M_2^2} \right)^2, \\ \tilde{A}_R &= R^4 \left( \frac{\sin^2 \zeta}{Q^2 + M_1^2} + \frac{\cos^2 \zeta}{Q^2 + M_2^2} \right)^2, \\ \tilde{B} &= R^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left( \frac{1}{Q^2 + M_1^2} - \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2\end{aligned}\quad (4.26)$$

mit  $R = \frac{g_R}{g_L}$ .

Die Produkte der Vierervektoren ergeben sich mit (4.6), (4.7) und (4.1) zu:

$$\begin{aligned}k' \cdot p' &= \frac{1}{2}(\hat{s} - m_R^2), \\ k \cdot p &= \frac{1}{2}\hat{s}, \\ p \cdot k' &= \frac{1}{2}\hat{s}(1 - y), \\ p' \cdot k &= \frac{1}{2}(\hat{s}(1 - y) - m_R^2).\end{aligned}\quad (4.27)$$

Berücksichtigt man nun noch, daß die Matrixelemente (4.21) bis (4.24) nur über die KM-Matrizen  $U^R$  und  $U^L$  von den Quarkarten abhängen und daß wegen Unitarität  $\sum_j |U_{ij}^{R,L}|^2 = 1$  gilt, so folgt aus (4.25) mit (4.26) und (4.27)

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(e_R^-)}{dy} &= \\ \frac{g_L^4}{32\pi\hat{s}} &\sum_i \left\{ \left( \tilde{A}_R \hat{s}(\hat{s} - m_R^2) + \tilde{B} \hat{s}(1 - y)(\hat{s}(1 - y) - m_R^2) \right) u_i(x, Q^2) dx \right. \\ &+ \left. \left( \tilde{A}_R \hat{s}(1 - y)(\hat{s}(1 - y) - m_R^2) + \tilde{B} \hat{s}(\hat{s} - m_R^2) \right) \bar{d}_i(x, Q^2) dx \right\}\end{aligned}\quad (4.28)$$

Und schließlich

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma(e_R^-)}{dx dQ^2} &= \\ \frac{g_L^4}{32\pi} &\sum_i \left\{ \left( \tilde{A}_R \left(1 - \frac{m_R^2}{sx}\right) + \tilde{B} (1 - y) \left(1 - y - \frac{m_R^2}{sx}\right) \right) u_i(x, Q^2) \right. \\ &+ \left. \left( \tilde{A}_R (1 - y) \left(1 - y - \frac{m_R^2}{sx}\right) + \tilde{B} \left(1 - \frac{m_R^2}{sx}\right) \right) \bar{d}_i(x, Q^2) \right\}\end{aligned}\quad (4.29)$$

Wesentlich hierbei ist, daß der Wirkungsquerschnitt nicht mehr von den KM-Matrizen abhängt. Entsprechend lassen sich mit HERA Grenzen für  $M_{WR}$  angeben, die im Gegensatz zu fast allen anderen Experimenten unabhängig von  $U^R$  sind.

Für die numerische Auswertung werden allerdings — wie schon erwähnt — nur die  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Quarks bzw. Antiquarks berücksichtigt. Das verlangt, daß auch der  $u$ -,  $d$ -,  $s$ - und  $c$ -Anteil der rechtshändigen KM-Matrix für sich genommen näherungsweise unitär ist.

Als nächstes werden die Wirkungsquerschnitte für die Streuung linkshändig polarisierter Elektronen benötigt, d.h. für den Prozeß (4.10), der analog zu (4.17) bis (4.20) in 4 Anteile aufspaltet.

Von der Lagrangedichte (2.54) wurde nicht gefordert, daß sie eine diskrete Links-rechts-Symmetrie aufweist. Sie besitzt aber eine formale Symmetrie unter der Vertauschung der links- und rechtshändigen Felder gemäß (2.32) zusammen mit einer Vertauschung der Kopplungskonstanten und der beiden KM-Matrizen.

$$U^R \leftrightarrow U^L, \quad g_R \leftrightarrow g_L$$

Daraus folgt für die Matrixelemente:

$$\begin{array}{l} |M_{ij}^{LL-}|^2 = |M_{ij}^{RR-}|^2 \\ |M_{ij}^{LR-}|^2 = |M_{ij}^{RL-}|^2 \end{array} \left\{ \begin{array}{l} \text{bei Vertauschen von} \\ g_R \leftrightarrow g_L \\ U^R \leftrightarrow U^L \\ M_1 \leftrightarrow M_2 \\ m_R \leftrightarrow m_L = 0 \end{array} \right\} \text{dem entspricht } \begin{array}{l} \tilde{A}_L \leftrightarrow \tilde{A}_R \end{array}$$

Damit ergibt sich schließlich

$$\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} = \frac{g_L^4}{32\pi} \sum_i \left\{ \begin{array}{l} (\tilde{A}_L + \tilde{B}(1-y)^2) u_i(x, Q^2) \\ + (\tilde{A}_L(1-y)^2 + \tilde{B}) \bar{d}_i(x, Q^2) \end{array} \right\}. \quad (4.30)$$

Die Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Positronen ergeben sich aufgrund von CP-Invarianz.

$$\begin{aligned} \sigma(e_R^- + u_{R,L} \leftrightarrow N_R + d_{R,L}) &= \sigma(e_L^+ + \bar{u}_{L,R} \leftrightarrow \bar{N}_L + \bar{d}_{L,R}) \\ \sigma(e_R^- + \bar{d}_{R,L} \leftrightarrow N_R + \bar{u}_{R,L}) &= \sigma(e_L^+ + d_{L,R} \leftrightarrow \bar{N}_L + u_{L,R}) \end{aligned}$$

analog für  $\nu_L$

Daraus folgt

$$\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^+)}{dx dQ^2} = \frac{d^2\sigma(e_{R,L}^-)}{dx dQ^2} \Bigg|_{\substack{u_i \leftrightarrow \bar{u}_i \\ d_i \leftrightarrow \bar{d}_i}}. \quad (4.31)$$

Schließlich muß  $\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2}$  in erster Näherung mit dem Streuquerschnitt, wie er aus dem Standardmodell folgt, identisch sein. Das ist für kleine Mischungswinkel  $\zeta$

offensichtlich der Fall, da dann  $\bar{B} \approx 0$  und  $\bar{A}_L \approx \left(\frac{1}{Q^2 + M_1^2}\right)^2$ . Dies scheint allerdings zu bedeuten, daß der Wirkungsquerschnitt direkt proportional zu  $\cos^4\zeta$  ist, was es gestatten würde, bei HERA wesentliche experimentelle Grenzen für den Mischungswinkel zu setzen. Diese Abhängigkeit ist aber nur scheinbar vorhanden, in dem Sinne, daß sie experimentell nicht zugänglich ist. Man sieht dies, wenn die Kopplungskonstante  $g_L$  durch die Fermikonstante  $G_F$  ausgedrückt wird.  $G_F$  ist experimentell aus dem Myonzerfall bestimmt. Im Standardmodell ergibt sich in 1. Ordnung

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_1^2}. \quad (4.32)$$

In der Links-rechts-Symmetrie ist dies modifiziert. Die Zerfallsbreite des Myons ist hier durch 4 Anteile gegeben:

$$\Gamma_{\mu\text{-Zerfall}} = \Gamma^{LL} + \Gamma^{LR} + \Gamma^{RR} + \Gamma^{RL}.$$

Dabei beschreibt  $\Gamma^{AB}$  den Zerfall eines Myons der Händigkeit A in ein Elektron der Händigkeit B. Im Standardmodell tritt nur  $\Gamma^{LL}$  auf, da das  $W_L$  nur an die linkshändige Myon- bzw. Elektronkomponente koppelt. Die zusätzlichen rechtshändigen Anteile wird man als Ergebnis neuer Physik werten und z.B. dazu nutzen, Grenzen für  $M_{W_R}$  aus dem Myonzerfall abzuleiten. Es bleibt der rein linkshändige Anteil. Da auch hierbei der Zerfall durch zwei W-Bosonen vermittelt wird, hat man

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_L^2}{8} \left( \frac{\cos^2\zeta}{M_1^2} + \frac{\sin^2\zeta}{M_2^2} \right).$$

Da  $\frac{\cos^2\zeta}{M_1^2} \gg \frac{\sin^2\zeta}{M_2^2}$  genügt es

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_L^2 \cos^2\zeta}{8M_1^2}. \quad (4.33)$$

zu betrachten, also nur den Anteil, der mit dem bekannten  $W$ -Boson zusammenhängt.

Die endgültigen Wirkungsquerschnitte ergeben sich mit (4.33) aus (4.26),(4.29),(4.30) und (4.31).

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2\sigma(e_{L,R}^-)}{dx dQ^2} &= \\
 \frac{G_F^2 M_1^4}{\pi} \sum_i &\left\{ \left( A_{L,R} \left( 1 - \frac{m_{L,R}^2}{sx} \right) + B(1-y) \left( 1 - y - \frac{m_{L,R}^2}{sx} \right) \right) u_i(x, Q^2) \right. \\
 &+ \left. \left( A_{L,R} (1-y) \left( 1 - y - \frac{m_{L,R}^2}{sx} \right) + B \left( 1 - \frac{m_{L,R}^2}{sx} \right) \right) \bar{d}_i(x, Q^2) \right\} \\
 \frac{d^2\sigma(e_{L,R}^+)}{dx dQ^2} &= \\
 \frac{G_F^2 M_1^4}{\pi} \sum_i &\left\{ \left( A_{R,L} \left( 1 - \frac{m_{R,L}^2}{sx} \right) + B(1-y) \left( 1 - y - \frac{m_{R,L}^2}{sx} \right) \right) \bar{u}_i(x, Q^2) \right. \\
 &+ \left. \left( A_{R,L} (1-y) \left( 1 - y - \frac{m_{R,L}^2}{sx} \right) + B \left( 1 - \frac{m_{R,L}^2}{sx} \right) \right) d_i(x, Q^2) \right\} \quad (4.34)
 \end{aligned}$$

mit  $m_L = 0$ ,  $R = \frac{g_R}{g_L}$

$$\begin{aligned}
 A_L &= \left( \frac{1}{Q^2 + M_1^2} + \tan^2 \zeta \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 \\
 A_R &= R^4 \left( \tan^2 \zeta \frac{1}{Q^2 + M_1^2} + \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2 \\
 B &= R^2 \tan^2 \zeta \left( \frac{1}{Q^2 + M_1^2} - \frac{1}{Q^2 + M_2^2} \right)^2
 \end{aligned}$$

Der Anteil, der mit dem Standardmodell identisch ist, also der erste Summand in  $A_L$  für  $\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2}$ , ist jetzt fixiert, d.h. unabhängig von  $\zeta$ . Der Einfluß des Mischungswinkels ist also unterdrückt, sofern  $Q^2 < M_2^2$  gilt. Die Wirkungsquerschnitte (4.34) gestatten es nun, die ep-Streuung in der Links-rechts-Symmetrie zu analysieren.

### 4.3 Strukturfunktionen

Für die numerische Auswertung von (4.34) werden die Partonverteilungsfunktionen  $u_i(x, Q^2)$  und  $d_i(x, Q^2)$  benötigt. Es existieren eine Reihe von Parametrisierungen. Sie beruhen auf der Auswertung experimenteller Daten zusammen mit einer  $Q^2$ -Entwicklung, wie sie durch die Altarelli-Parisi-Gleichung gegeben ist, was die Verbindung zu dem kinematischen Bereich herstellt, für den die Daten vorliegen.

Die wichtigsten Parametrisierungen sind

**DO** Duke und Owens, 1984 [22]

**GHR** Glück, Hoffmann und Reya, 1982 [35]

**EHLQ** Eichten, Hinchliffe, Lane und Quigg, 1984 [24]

**DFLM** Diemoz, Ferroni, Longo und Martinelli, 1988 [21]

**HRMS** Harriman, Martin, Roberts und Stirling, 1990 [41]

**MT** Morfin und Tung, 1990 [57]

Die älteren Parametrisierungen (DO, EHLQ und GHR) sind mit den neueren Daten (SLAC [76], BCDMS [10] und EMC [27]) nicht verträglich [41]. Die Ergebnisse von BCDMS und EMC weichen zudem geringfügig voneinander ab [41]. Die HRMS-Parametrisierung liegt aus diesem Grund in zwei verschiedenen Sätzen vor; und zwar HRMS(B) und HRMS(E). Größere Abweichungen existieren insbesondere bei den Gluonstrukturfunktionen und im Bereich kleiner  $x$  ( $x < 0.01$ ). Für die Quarkverteilungsfunktionen und das Intervall in  $x$ , das hier betrachtet wird ( $0.01 < x$ , s. Abschnitt 5.1 bzw. 6.1), betragen die Abweichungen allerdings nur einige Prozent, was für die Überlegungen in dieser Arbeit vernachlässigbar ist. Im weiteren wird durchweg die neuere HRMS-Parametrisierung verwendet; und zwar HRMS(E).

## V. $M_{W_R}$ und $\zeta$ bei HERA

---

Um zu untersuchen, welche Aussagen HERA über die Masse des rechtshändigen W-Bosons und den Mischungswinkel  $\zeta$  treffen kann, müssen einige Annahmen über den Detektor und die Datenanalyse gemacht werden. Auf eine ausführliche Detektorsimulation ist verzichtet worden. Stattdessen wird im folgenden ein einfaches Modell für den Detektor und den Prozeß der Datenanalyse entwickelt, das es gestattet, alle hier interessierenden Fragen zu beantworten.

### 5.1 Detektor- und Analysemodell

#### 5.1.1 Konzeption des Modells

Zunächst sei das prinzipielle Verhalten des Wirkungsquerschnittes (4.34) mit dem SM-Wirkungsquerschnitt [45]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{SM}(e_L^-)}{dx dQ^2} &= \frac{1}{(Q^2 + M_{W_L}^2)^2} \frac{g_L^4}{32\pi} \sum_i \{u_i(x, Q^2) + (1-y)^2 \bar{d}_i(x, Q^2)\} \\ \frac{d^2\sigma^{SM}(e_R^-)}{dx dQ^2} &= 0 \end{aligned} \quad (5.1)$$

verglichen. Offensichtlich ist in (4.34) und (5.1) die Abhängigkeit von  $x$  für den linkshändigen Anteil identisch. Lediglich die  $Q^2$ -Abhängigkeit aufgrund der  $W_1$ -,  $W_2$ - bzw.  $W_L$ -Propagatorfaktoren ist unterschiedlich. Für kleine  $Q^2$  d.h. für  $Q^2 \ll M_1^2$  (und  $M_1^4 \ll M_2^4$ ) hat man

$$\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} \approx \frac{d^2\sigma^{SM}(e_L^-)}{dx dQ^2}.$$

Die Wirkungsquerschnitte fallen monoton mit  $Q^2$  und für  $Q^2 \gg M_2^2$  ist

$$\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} \approx 2 \frac{d^2\sigma^{SM}(e_L^-)}{dx dQ^2}.$$

Der LRS-Streuquerschnitt ist also verglichen mit dem SM-Streuquerschnitt größer, was insbesondere für hohe Impulsüberträge sichtbar wird. Die Abweichung hängt direkt von  $M_2$  ab. Ein zusätzliches  $W_R$ -Boson äußert sich somit durch eine Änderung im Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion von  $Q^2$ .

Die Größe, die hier untersucht werden soll, ist

$$\frac{d\sigma^{LR}}{dQ^2} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{1}{2}(1-P) \frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} + \frac{1}{2}(1+P) \frac{d^2\sigma(e_R^-)}{dx dQ^2} dx, \quad (5.2)$$

wobei die Grenzen in  $x$  durch den Detektor gegeben sind (s.u.). Die entsprechende Größe lautet im Standardmodell

$$\frac{d\sigma^{SM}}{dQ^2} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{1}{2}(1-P) \frac{d^2\sigma^{SM}(e_L^-)}{dx dQ^2} dx. \quad (5.3)$$

Dabei kommt es letztlich nicht auf die absolute Größe des Wirkungsquerschnittes an, sondern auf die relative Größe der Abweichung zum Standardmodell. Die Ergebnisse hängen deshalb nicht von der Genauigkeit ab, mit der die Luminosität von HERA gemessen wird. Dem entspricht, daß sich die Analyse im Prinzip auf eine normierte Anzahl von Ereignissen beschränken kann, deren  $Q^2$ -Abhängigkeit untersucht wird.

Bei Reaktionen mit geladenen Strömen muß die gesamte Information über die kinematischen Variablen der ep-Streuung aus dem Stromjet rekonstruiert werden, d.h. aus dem Jet, der aus dem gestreuten Quark hervorgeht. Eine Methode dafür stammt von Blondel und Jacquet [4]. Der Bereich in  $x$ , in dem der systematische Fehler bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte kleiner als 10% ist, beträgt [28]

$$x_{min} = 0.01 < x < 0.5 = x_{max}$$

Dies legt die Integrationsgrenzen in (5.2) fest und begrenzt auch  $Q^2$  wegen  $Q^2 = sxy$ , woraus für HERA folgt:  $Q_{max}^2 = sx_{max} = 49200 \text{ GeV}^2$ . Für den Fall schwerer Neutrinos ist außerdem  $\frac{m_B^2}{s} < x$  (s. Abschnitt 4.1) zu beachten.

Weiterhin muß sichergestellt sein, daß geladene von neutralen Ereignissen unterschieden werden können. Eine Abschätzung hierzu lautet [45]

Fehlinterpretation als  $NC^g$ -Ereignis: 0.25 % der  $CC^g$ -Ereignisse  
Verunreinigung durch NC-Ereignisse: 0.80 %

Dies kann hier vernachlässigt werden.  $CC$ -Ereignisse unterscheiden sich von  $NC$ -Ereignissen allerdings lediglich durch das fehlende Elektron. Für den Fall schwerer Neutrinos ist dies nur gewährleistet, wenn die Zerfallslänge des rechtshändigen

Neutrinos in der Größenordnung der Detektorabmessungen liegt. Hier wird angenommen, daß

$$\text{Zerfallslänge } N_R > 1\text{m}$$

gelten muß. Dann zerfallen die meisten  $N_R$  außerhalb der Spurkammern des Detektors und das Fehlen des gestreuten Elektrons im inneren Teil des Detektors unterscheidet NC- von CC-Ereignissen. Dies beschränkt später den Gültigkeitsbereich der Massengrenzen für  $M_{W_R}$  bezüglich der Neutrinomasse (s. Abschnitt 5.1.3). Die genaue Annahme über die mittlere Zerfallslänge  $l$ , bei der noch eine Unterscheidung zwischen geladenen und neutralen Ereignissen möglich ist, ist dabei unkritisch, da  $\sqrt[3]{l} \sim m_R$  (s. Abschnitt 6.4.1.3).

Schließlich muß noch festgelegt werden, wie aus den Daten, d.h. letztlich einem Satz von  $Q^2$ -Werten,  $M_{W_R}$  bestimmt wird. Die einfachste Annahme ist, daß  $\frac{d\sigma^{LR}}{dQ^2}$  an die Daten durch einen Least squares fit<sup>g</sup> angepaßt wird. Die Binbreite braucht dafür nicht kleiner als die Auflösung in  $Q^2$  zu sein. Der Bereich von  $Q_{min}^2$  bis  $Q_{max}^2$  wird hier in 40 Bins unterteilt gemäß

$$\begin{aligned} Q_1^2 &= Q_{min}^2 \\ Q_{i+1}^2 &= 1.1 \cdot Q_i^2 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Dann ist  $Q_{41}^2 = (1.1)^{40} \cdot Q_{min}^2 = Q_{max}^2$ , was einer Auflösung von 10% entspricht.

Die durchgeführte Analyse beruht also auf folgenden Annahmen:

- Untersucht wird  $\frac{d\sigma^{LR}}{dQ^2} - \frac{d\sigma^{SM}}{dQ^2}$ .
- $Q^2$  wird aus dem Stromjet bestimmt.
- Der systematische Fehler, mit dem sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmen lassen, beträgt  $\delta\sigma = 10\%$
- Es gilt  $0.01 < x < 0.5$ , gegebenenfalls  $\frac{m_R^2}{sx} < x$  und es ist  $1000 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 49200 \text{ GeV}^2$ .
- $M_{W_R}$  wird aus den Daten durch einen LS-Fit<sup>g</sup> bestimmt. Dabei werden 40 Bins in  $Q^2$  verwendet und eine normierte Anzahl von Ereignissen.

### 5.1.2 Realisierung des Modells

Das zuvor skizzierte Verfahren soll nun detaillierter dargestellt werden. Analog zu (5.2) und (5.3) wird

$$\frac{d\sigma^R}{dQ^2} = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{1}{2}(1+P) \frac{d^2\sigma(e_R^-)}{dx dQ^2} dx \quad (5.5)$$



definiert. Die möglichen Grenzen für  $M_{WR}$  und  $\zeta$  werden direkt proportional zur integrierten Luminosität  $L$  sein, da sie die Zahl der beobachteten Ereignisse und damit die statistische Unsicherheit der Messung bestimmt.

Es sei

$$n_i^a = L \int_{Q_i^2}^{Q_{i+1}^2} \frac{d\sigma^a}{dQ^2} dQ^2 \quad \text{mit} \begin{cases} a = SM, LR, R \\ Q_i^2 \text{ wie in (5.4)} \end{cases} \quad (5.6)$$

die Zahl der Ereignisse im  $i$ -ten Bin.  $n_i^{SM}$  ist also die Anzahl, die das Standardmodell vorhersagt,  $n_i^{LR}$  die entsprechende Anzahl, wenn ein  $W_R$ -Boson vorhanden ist, und  $n_i^R$  gibt die Zahl der Ereignisse an, die durch eine rein rechteilhändige Wechselwirkung am Leptonvertex bei der  $ep$ -Streuung entstehen. Für  $m_r^2 \ll sx$  und  $\tan^2 \zeta \ll 1$  kann man folgende Näherung verwenden (dem entspricht  $\frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} \approx \frac{d^2\sigma^{SM}(e_L^-)}{dx dQ^2}$ )

$$n_i^{LR} - n_i^{SM} \approx n_i^R. \quad (5.7)$$

Paßt man  $\frac{d^2\sigma^{LR}}{dQ^2}$  mit einem LS-Fit an die Daten an, so läßt sich die Kovarianzmatrix  $C_{ij}^{-1}$  der zu bestimmenden Parameter  $a_i = M_{WR}, \zeta, m_R$  angeben. Hier soll aber eine Abschätzung über ein noch nicht durchgeführtes Experiment gemacht werden. Solange die Daten nicht vorhanden sind, liegt auch der Fehler der angepaßten Parameter nicht fest. Für eine hinreichend große Anzahl von Ereignissen ist aber die LS-Schätzung eines Parameters um den wahren Wert normalverteilt [32]. Der Erwartungswert für den Fehler kann dann als Vorhersage für die später im Experiment erzielbare Genauigkeit verwendet werden. In diesem Fall ist das Inverse der Kovarianzmatrix für die Parameter  $a_i$  [79]

$$C_{jk} = \sum_{i=1}^m \frac{\frac{\partial n_i^{LR}}{\partial a_j} \frac{\partial n_i^{LR}}{\partial a_k}}{F_i}. \quad (5.8)$$

Dabei ist  $m$  die Anzahl der Bins und  $F_i$  erfaßt den Fehler in der Anzahl der Ereignisse pro Bin:

$$\begin{aligned} F_i &= \sigma_{stat}^2 + \sigma_{sys}^2, \\ \sigma_{stat} &= \sqrt{n_i}, \\ \sigma_{sys} &= \delta\sigma n_i. \end{aligned}$$

$\sigma_{stat}$  gibt den statistischen Fehler und  $\sigma_{sys}$  den systematischen Fehler an, mit dem  $n_i$  bestimmt werden kann. Für den systematischen Fehler wird  $\delta\sigma = 10\%$  verwendet (s. Abschnitt 5.1.1).

Berechnet man mit den so ermittelten Parametern die Anzahl der Ereignisse pro Bin, die in Anwesenheit eines  $W_R$ -Bosons zu erwarten ist, d.h.  $n_i^{LR}(a_i)$ , so ist der

Fehler dieser Größe

$$\delta n_i^{LR} = \sqrt{\frac{\partial n_i^{LR}}{\partial a_j} \frac{\partial n_i^{LR}}{\partial a_k} C_{jk}^{-1}}. \quad (5.9)$$

Es wird nun gefordert, daß die Abweichung vom Standardmodell im obersten Bin, also bei maximalem  $Q^2$ , wo die stärkste Abweichung auftritt, größer ist als die Breite des Vertrauensbereichs  $t \delta n_i^{LR}$ . In diesem Fall liegt eine signifikante Abweichung zwischen dem Standardmodell und dem Experiment vor.

$$n_{40}^{LR} - n_{40}^{SM} > t \delta n_{40}^{LR} \quad (5.10)$$

Dabei ist  $t = 2.014$  für 95% C.L. (Studentsche  $t$ -Verteilung für  $n-1=39$  Freiheitsgrade). Mit (5.7) kann man folgende Funktion definieren

$$g(a_i) = t \frac{\delta n_{40}^{LR}}{n_{40}^R}. \quad (5.11)$$

Die Nullstellen dieser Funktion geben nun die gesuchten 95%-C.L.-Grenzen für die Parameter an.

### 5.1.3 Ergebnisse

Um das Problem zu vereinfachen, wird nicht versucht, den Fall zu behandeln, in dem  $M_{WR}$  und  $\zeta$  gleichzeitig aus den Daten bestimmt werden. Stattdessen seien zwei Extremfälle betrachtet:

1. Grenzen für  $M_{WR}$  bei  $\zeta = 0$ , Abb.5.1 und Abb.5.2,
2. Grenzen für  $\zeta$  bei  $M_{WR} \rightarrow \infty$ , Abb.5.3.

**Untere Grenze für  $M_{WR}$  bei  $\zeta = 0$  (kinematisch zugänglicher Bereich in  $m_R$ )** Abb. 5.1 zeigt die unteren Grenzen für die Masse des rechtshändigen Bosons, die sich bei HERA setzen lassen. Dargestellt sind zwei Kurvenscharen, die sich durch Variation der integrierten Luminosität  $L$  ergeben. Im ersten Fall (durchgezogene Linien) ist das Elektron nicht polarisiert und  $L$  reicht von  $200 \text{ pb}^{-1}$  bis  $600 \text{ pb}^{-1}$ . Im zweiten Fall (gestrichelte Linien) wird eine Polarisation des Elektrons von 80% angenommen und eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  bis

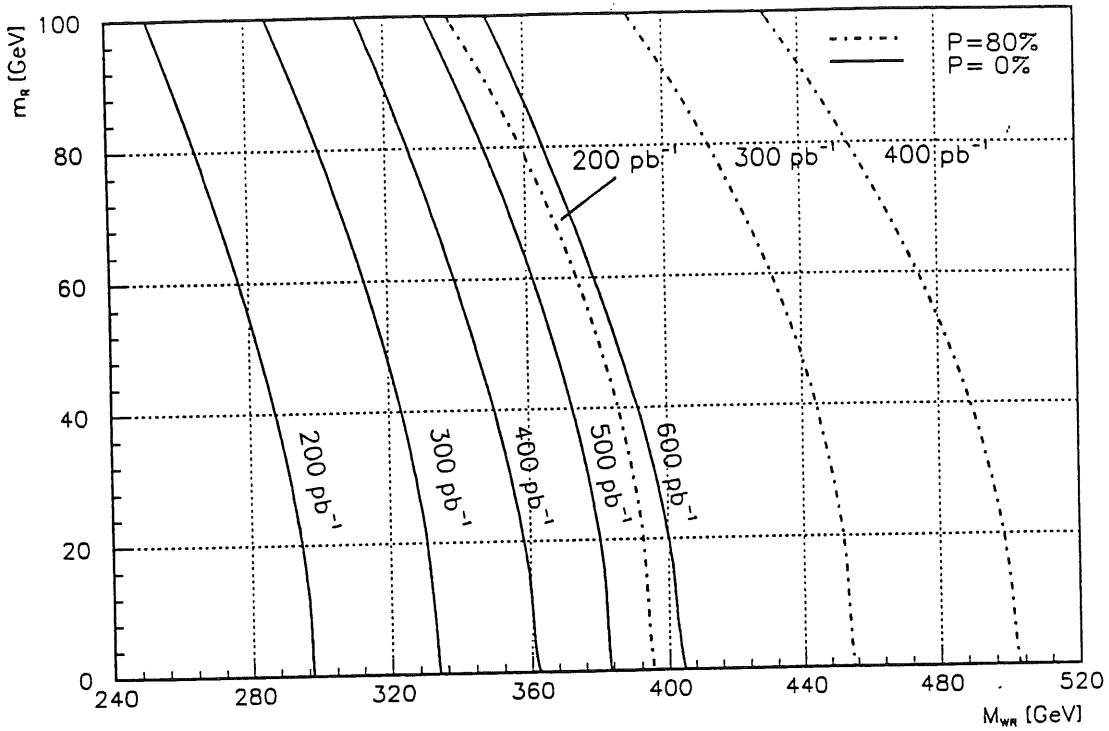


Abbildung 5.1: Untere Grenze für  $M_{W_R}$  (kinematisch zugänglicher Bereich)

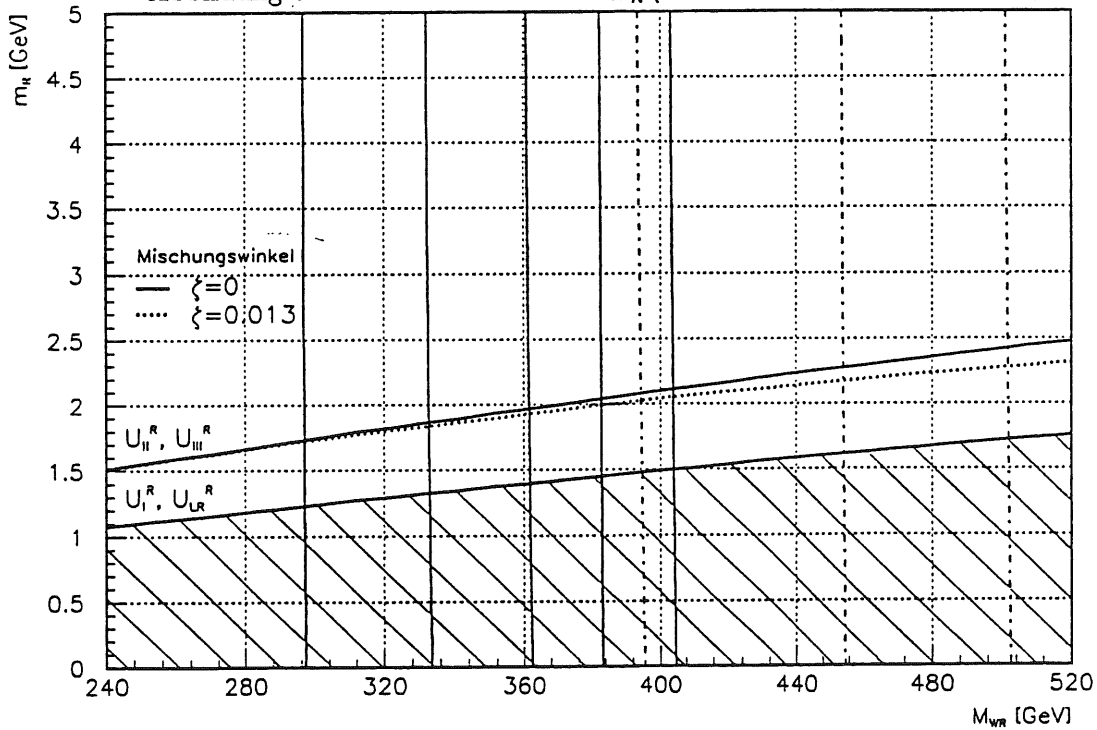


Abbildung 5.2: Untere Grenze für  $M_{W_R}$  (experimentell zugänglicher Bereich)

$400 \text{ pb}^{-1}$ . Die Kurven geben dabei die 95%-C.L.-Grenzen für  $M_{W_R}$  in Abhängigkeit von der Masse des rechtshändigen Neutrinos an. Die Neutrinomasse wird als bekannt angesehen und der Einfluß auf die Grenzen ist rein kinematischer Natur: je größer  $m_R$ , desto kleiner ist die Anzahl rechtshändiger Ereignisse und desto geringer fällt auch die untere Schranke für  $M_{W_R}$  aus.

Wichtiger ist aber der Einfluß der Neutrinomasse auf die  $N_R$ -Zerfallslänge, da diesen experimentell zugänglichen Bereich festlegt.

**Untere Grenze für  $M_{W_R}$  bei  $\zeta = 0$  (experimentell zugänglicher Bereich)**  
 Abb. 5.2 unterscheidet sich von Abb. 5.1 lediglich durch den dargestellten Bereich der Neutrinomasse. Die hier durchgeführte Analyse setzt eine Trennung der geladenen von den neutralen Ereignissen voraus, was eine hinreichend große Reichweite der rechtshändigen Neutrinos im Detektor erfordert. Verwendet wird hier der Ausdruck (6.10) für die mittlere Reichweite des schweren Neutrinos, der in Kapitel 6 hergeleitet ist. Damit läßt sich angeben, für welche Neutrinomassen die  $W_R$ -Massengrenzen gültig sind. In Abb. 5.2 ist dies der schraffierte Bereich. Da die Zerfallsbreite (6.4) von der Masse des rechtshändigen Bosons abhängt, steigt die maximal zulässige Neutrinomasse mit  $M_{W_R}$  an. Außerdem beeinflussen  $\zeta$  und  $U^R$  die Zerfallsbreite. Die Abhängigkeit von  $\zeta$  ist — zumindest im Rahmen der experimentellen Grenzen aus Abschnitt 3.1.7 — gering und kann hier vernachlässigt werden. Der Einfluß von  $U^R$  wird in Abb. 5.2 durch eine Verschiebung des Gültigkeitsbereichs für  $U_{III}^R$  und  $U_{IV}^R$  zu höheren Neutrinomassen sichtbar. In diesen beiden Fällen ist der Zerfall des Neutrinos in die leichtesten Quarks unterdrückt.

Üblicherweise geht man von einer Laufzeit des Experiments von ca. 2 Jahren aus, um eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  anzusammeln. HERA wird nach dieser Zeit eine Grenze von ca.  $M_{W_R} > 300 \text{ GeV}$  ( $m_R \approx 0$ ) angeben können. Dies liegt allerdings erheblich unter den aktuellen Grenzen und in der Größenordnung zahlreicher Niederenergieexperimente. Eine längere Datennahme gestattet es, diesen Wert nach einigen Jahren bis auf ca.  $400 \text{ GeV}$  anzuheben. Dies liegt aber immer noch unter der derzeitigen (März 1991) CDF-Grenze und auch unterhalb des Wertes, den die Experimente zum Myonenzerfall nennen. Außerdem ist zu erwarten, daß CDF in der Lage sein wird, innerhalb der nächsten Jahre die untere Schranke für  $M_{W_R}$  auf  $700$  bis  $800 \text{ GeV}$  zu erhöhen. Abb. 5.2 zeigt auch, daß der Gewinn einer längeren Datennahme zunehmend geringer wird. Er wächst lediglich mit  $\sqrt{L}$ , bis schließlich der systematische Fehler dominiert.

Günstiger fallen die Ergebnisse aus, wenn der Elektronenstrahl polarisiert ist. In diesem Fall besteht die Möglichkeit mit  $200 \text{ pb}^{-1}$  eine  $W_R$ -Masse bis  $400 \text{ GeV}$  und für  $400 \text{ pb}^{-1}$  bis  $500 \text{ GeV}$  auszuschließen. Allerdings sind solch hohe integrierte Luminositäten für polarisierte Elektronen wenig realistisch. Die Frage, ob die Elek-

tronen bei HERA überhaupt polarisiert werden können, ist derzeit ungeklärt. Die Simulationen der Quadrupol- und Sextupolmagnete des Elektronenspeicherrings von HERA sprechen, je detaillierter sie werden, eher dagegen, daß Polarisation in wesentlichem Umfang möglich sein wird [72]. Allerdings ist dies eine Frage, die letztlich erst in den Testläufen Mitte 1991 geklärt werden kann [74]. Auf jeden Fall wird für polarisierte Elektronen die erzielbare Luminosität des Elektronenrings geringer sein und das Ausmaß der Polarisation dürfte zudem erheblich kleiner ausfallen als die hier angenommenen 80%. Polarisation bei HERA wird deshalb vermutlich ohne praktische Bedeutung bleiben, was die hier behandelten Fragen angeht. Ohne Polarisation wird man allerdings auch nicht in der Lage sein, die Händigkeit der Kopplung eines zusätzlichen  $W$ -Bosons zu bestimmen. Ein zweites schweres  $W_L$  würde zu den gleichen Abweichungen in den Wirkungsquerschnitten für die Streuung unpolarisierter Elektronen führen wie ein  $W_R$ . Dies ist aber, wenn man eine untere Schranke für die  $W_R$ -Masse angeben will, keine Einschränkung.

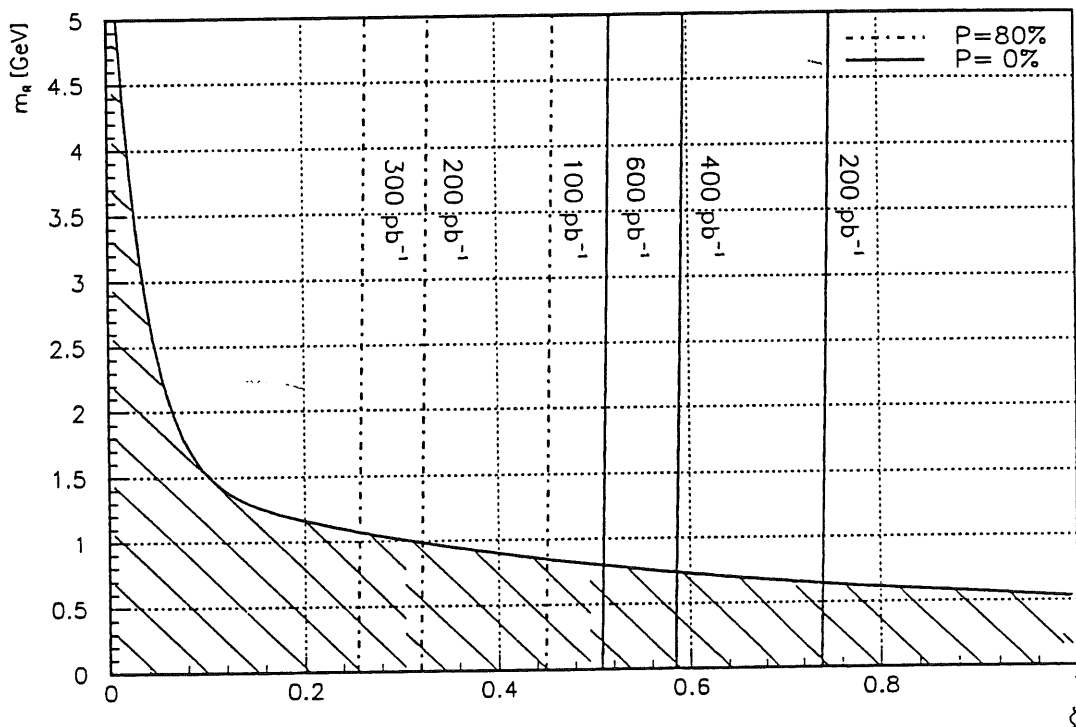


Abbildung 5.3: Obere Grenze für  $\zeta$  bei  $M_{W_R} \rightarrow \infty$

Obere Grenze für  $\zeta$  bei  $M_{W_R} \rightarrow \infty$  Für Abb. 5.3 ist nun umgekehrt angenommen, daß der direkte Einfluß eines zweiten W-Bosons vernachlässigbar ist. Dazu ist hier  $M_{W_R} = 2$  TeV gewählt. Der rechtshändige Anteil geht dann praktisch nur auf den Mischungswinkel  $\zeta$  zurück. Je höher dabei die integrierte Luminosität ist, desto kleiner fällt die obere Schranke aus, die man für  $\zeta$  angeben kann. Wiederum ist das Ergebnis nur bis zu einer maximalen Neutrinomasse gültig, die jetzt gemäß (6.4) eine Funktion des Mischungswinkels ist. Unter optimalen Bedingungen ( $300 \text{ pb}^{-1}$ , Polarisation 80%) kann man eine experimentelle Grenze von  $\zeta < 0.25$  setzen. Solche großen Mischungswinkel sind aber weder physikalisch sinnvoll mit Blick auf den Massenunterschied zwischen den W-Bosonen, noch eine Ergänzung der vorhandenen experimentellen Grenzen.

#### 5.1.4 Zusammenfassung

Ausgehend von einigen grundsätzlichen Annahmen über den Detektor und die Datenanalyse ist es möglich anzugeben, in welcher Größenordnung die Grenzen liegen werden, die HERA für die Masse eines zusätzlichen schweren W-Bosons und den Mischungswinkel  $\zeta$  setzen kann. Abhängig von der Laufzeit des Experimentes sollte es gelingen eine Masse von  $M_{W_R} < 300 - 400$  GeV auszuschließen. Brauchbare Aussagen über die Größe des Mischungswinkels wird HERA nicht treffen können.

## VI. Neutrinos

Während bisher die Aufmerksamkeit vor allem den geladenen rechtshändigen Bosonen galt, beschäftigt sich dieses Kapitel mit dem rechtshändigen Neutrino. Seine Natur ist in links-rechts-symmetrischen Modellen letztlich nicht festgelegt, wie Abschnitt 2.3 gezeigt hat. Da Art (Majorana oder Dirac) und Masse praktisch beliebig sind, wird hier untersucht, welche der möglichen Realisierungsformen zu Effekten führen, die bei HERA beobachtbar sein könnten.

### 6.1 Produktionsrate für rechtshändige Neutrinos

Als erstes soll geklärt werden, wie hoch die Produktionsrate für schwere rechtshändige Neutrinos bei HERA ist. Dazu wird der differentielle Wirkungsquerschnitt (4.34) über den bei HERA relevanten Bereich in  $x$  und  $Q^2$  (s. Abb. 6.1) und unter Berücksichtigung von (4.4) und (4.8) integriert und das Ergebnis mit einer integrierten Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  multipliziert, was — wie erwähnt — etwa einer Laufzeit von 2 Jahren entspricht. Das Resultat hängt dann insbesondere von der  $W_R$ -Masse, der Neutrinomasse und dem Mischungswinkel  $\zeta$  ab, nicht aber von  $U^R$ .

**Abhängigkeit von  $m_R$**  Abb. 6.1 gibt die Anzahl der erzeugten Neutrinos in Abhängigkeit von der Neutrinomasse an, wobei als Parameter  $M_{W_R}$  verwendet ist. Deutlich wird hier, daß Neutrinomassen von einigen GeV den Wirkungsquerschnitt nur unwesentlich beeinflussen. Erst bei  $m_R = 70 \text{ GeV}$  halbiert sich die Produktionsrate. Bei hinreichend kleiner  $W_R$ -Masse könnten bei HERA Neutrinos mit einer Masse bis in den Bereich von 100 GeV erzeugt werden.

**Abhängigkeit von  $M_{W_R}$**  Abb. 6.2 enthält die gleichen Daten, diesmal als Funktion von  $M_{W_R}$ . Als Parameter tritt nun die Neutrinomasse auf. Dargestellt sind zwei Kurvenscharen für  $\zeta = 0$  und für  $\zeta = 0.013$ . Klar erkennbar ist der Einfluß

des Mischungswinkels. Oberhalb von  $M_{W_R} \sim 700$  GeV fällt der Wirkungsquerschnitt für den Fall  $\zeta = 0.013$  erheblich weniger stark ab, da hier der konstante Beitrag dominiert, der durch die Kopplung der rechtshändigen Neutrinos an das  $W_L$  gegeben ist. Allerdings ist bei  $\zeta = 0.013$ , also dem größten Mischungswinkel zwischen  $W_L$  und  $W_R$ , der mit den experimentellen Daten verträglich ist, der Wirkungsquerschnitt so klein, daß dieser Anteil bei HERA vernachlässigbar ist. Sinnvolle Produktionsraten erhält man höchstens bis  $M_{W_R} \sim 700$  GeV. In diesem Fall würde man für  $m_R = 0$  ca. 6 Ereignisse beobachten. Was hier „sinnvoll“ bedeutet, hängt natürlich davon ab, ob diese Ereignisse eine so eindeutige Signatur besitzen, daß sie sich aus der Flut der Standardereignisse abheben. Dies soll in den nächsten Abschnitten untersucht werden. Es wird dabei angenommen, daß nur  $W_R$ -Massen zwischen 300 bis höchstens 800 GeV von Interesse sind. Kleinere Massen sind mit Blick auf die vorhandenen Massengrenzen nicht sinnvoll, größere wären bei HERA nicht beobachtbar.

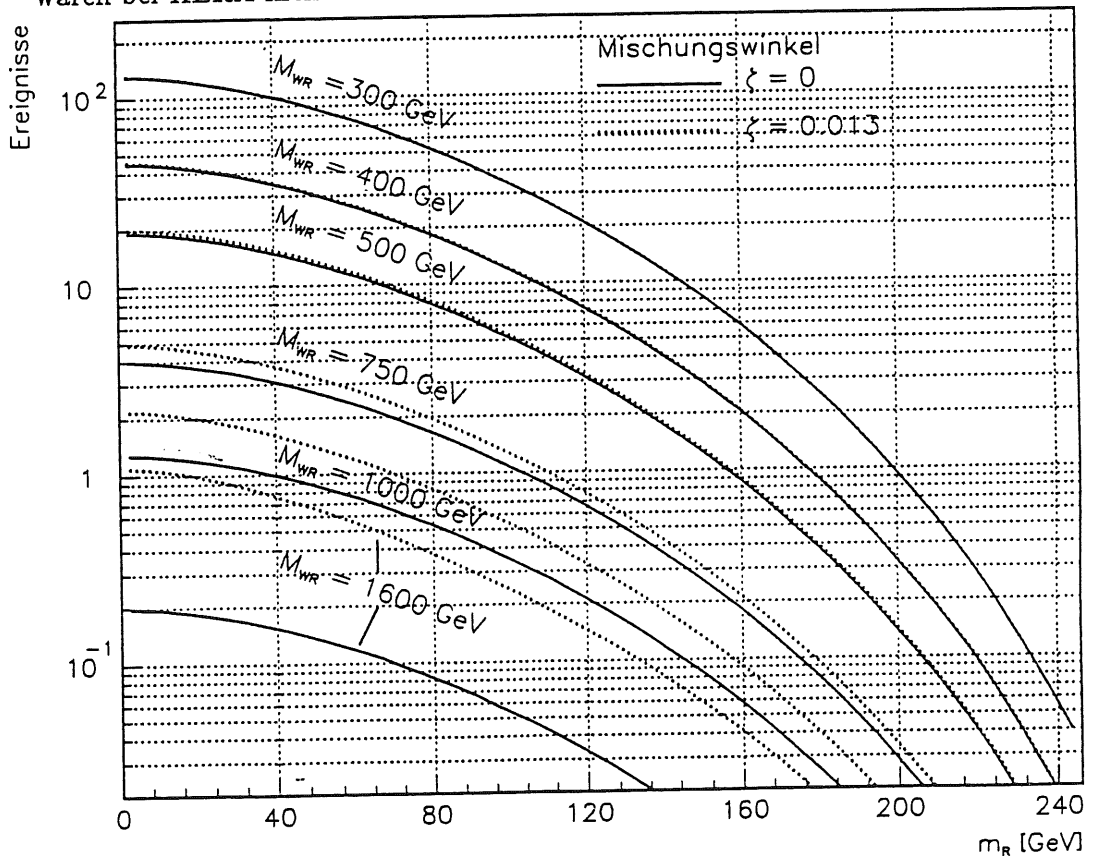


Abbildung 6.1: Produktionsrate für schwere Neutrinos als Funktion der Neutrinomasse. Hier wie auch in Abb. 6.2 gelten folgende Bedingungen:  $0.01 < x < 1$ ,  $10^3 \text{ GeV} < Q^2 < 9.84 \cdot 10^4 \text{ GeV}$ ,  $0.017 < \Theta < 3.072$  (beam pipe), Strukturfunktionen: HMRS(E) [41], int. Luminosität:  $200 \text{ pb}^{-1}$



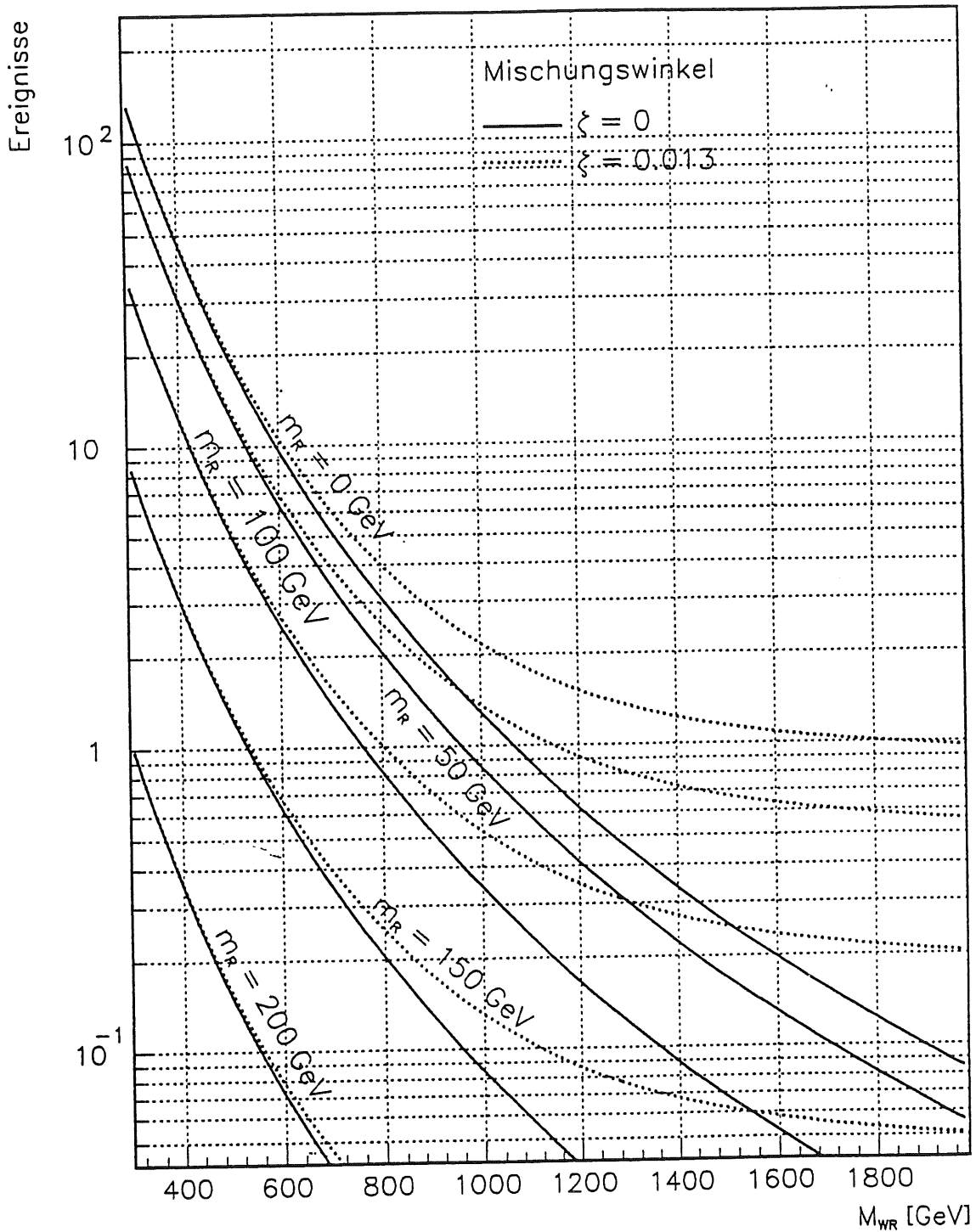


Abbildung 6.2: Produktionsrate für schwere Neutrinos als Funktion der  $W_R$ -Masse. Gleiche Bedingungen wie in Abb. 6.1

## 6.2 Impuls- und Winkelverteilung der Neutrinos

Aus den Wirkungsquerschnitten (4.34) folgt mit Hilfe der Beziehungen aus Abschnitt A.2.2.1 die Verteilung der Neutrinoimpulse Abb. 6.4 und die Winkelverteilung der Neutrinos bezüglich des Protonimpulses Abb. 6.3, die für die folgenden Überlegungen benötigt werden. Alle Verteilungen — auch die für normale linkshändige Neutrinos — sind für  $Q^2 > 10^3$  GeV dargestellt, da erst für höhere  $Q^2$ -Werte der rechtshändige Anteil in Erscheinung tritt. Die Verteilung normaler linkshändiger Neutrinos bei HERA erstreckt sich natürlich zu kleineren Winkeln als im folgenden dargestellt, wenn man auf diesen Schnitt in  $Q^2$  verzichtet.

**Winkelverteilung der Neutrinos** Abb. 6.3 stellt die Winkelverteilung der rechtshändigen Neutrinos für verschiedene Neutrinomassen als Polardiagramm dar. Wegen der großen Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten für verschiedene Werte von  $m_R$  und  $M_{W_R}$  (s. Produktionsraten) sind die dargestellten Verteilungen auf gleichen Maximalwert normiert. Der Abstand zum Ursprung des Diagramms gibt also nur die relative Häufigkeit an.

Die obere Hälfte von Abb. 6.3 gibt die Verteilungen für eine Masse des W-Bosons von 300 GeV die untere für 800 GeV an. Der Unterschied ist allerdings nicht mehr sehr groß, da die W-Massen in beiden Fällen größer als der mittlere Impulsübertrag sind. Zum Vergleich ist die Winkelverteilung der normalen linkshändigen Neutrinos eingetragen, also bei einer Masse des W-Bosons von 80.9 GeV. Entsprechend der Bevorzugung höherer  $Q^2$ -Werte ist die Verteilung der rechtshändigen Neutrinos gegenüber den normalen linkshändigen Neutrinos zu kleineren Winkeln verschoben.

Bei schweren Neutrinos muß die Schwerpunktsenergie im Partonsystem und damit  $x$  hinreichend groß sein (s. (4.8)). Dem entspricht, daß die Streuwinkel im Laborsystem mit steigender Neutrinomasse kleiner werden, was insbesondere für sehr schwere Neutrinos ( $m_R \geq 100$  GeV) sichtbar wird.

Für den Massenbereich, der im weiteren interessant sein wird ( $m_R < 10$  GeV), beträgt der mittlere Streuwinkel ca.  $40^\circ$ . Die Neutrinos werden also in den vorderen Teil des Detektors gestreut, d.h. in Richtung des Protonimpulses, und sind in den meisten Fällen getrennt von den hadronischen Anteilen (Proton- und Stromjet<sup>9</sup>).

**Impulsverteilung der Neutrinos** Die Reichweite massiver und damit instabiler rechtshändiger Neutrinos im Detektor, die in den folgenden Abschnitten untersucht werden wird, hängt von ihrem Impuls ab. In Abb. 6.4 ist die Verteilung des Neutrinoimpulses für  $M_{W_R} = 300$  GeV bis  $M_{W_R} = 800$  GeV angegeben. Der mittlere Neutrinoimpuls  $\langle P_{N_R} \rangle$  hängt in diesem Bereich nicht wesentlich von

$M_{WR}$  ab, ist aber gegenüber den normalen Neutrinos ( $\langle P_{NR} \rangle = 60.3 \text{ GeV}$ ) zu höheren Werten verschoben. Es ist im einzelnen:

$M_{WR}$ [GeV]	300	400	500	600	700	800
$\langle P_{NR} \rangle$ [GeV]	98.5	102.3	105.9	107.8	108.8	109.4

Diese Werte beziehen sich auf  $m_R = 10 \text{ GeV}$ . Die Verteilungen, die sich für  $m_R = 0$  ergeben, unterscheiden sich davon praktisch nicht.

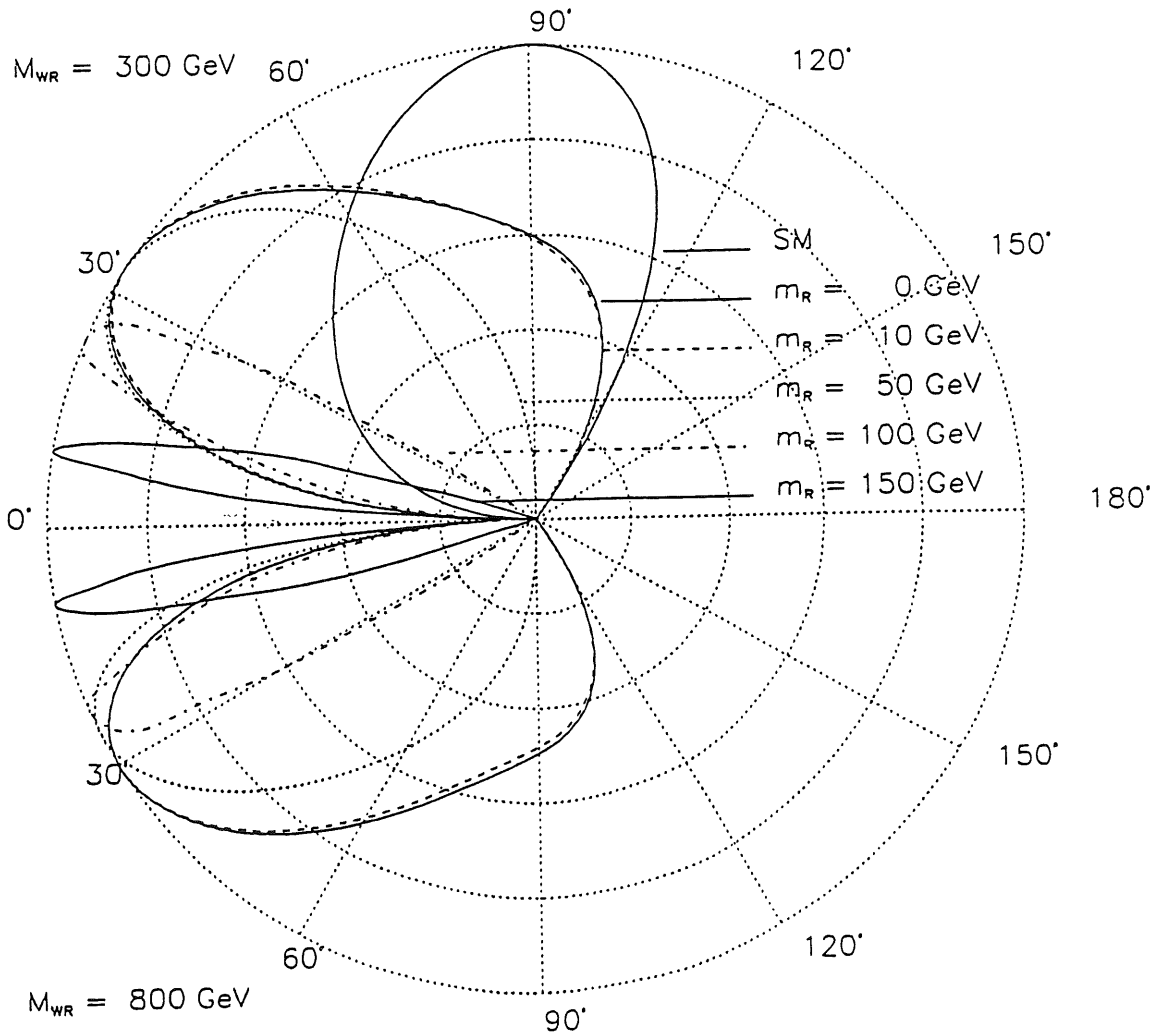


Abbildung 6.3: Winkelverteilung schwerer rechtshändiger Neutrinos

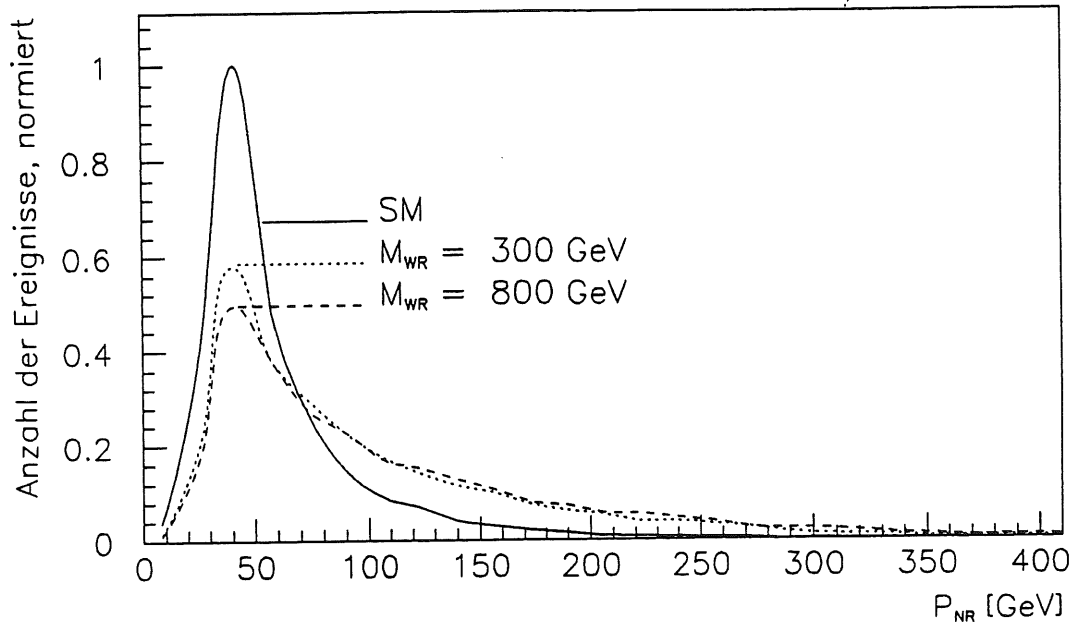


Abbildung 6.4: Impulsverteilung schwerer rechtshändiger Neutrinos

### 6.3 Majorana-Neutrinos

Majorana-Neutrinos besitzen eine auffällige Signatur; sie können mit gleicher Wahrscheinlichkeit in Elektronen und Positronen zerfallen

$$N_R^c \rightarrow e^\pm + X.$$

Das legt es nahe, nach einem leptonenzahlverletzenden Prozeß der Form

$$e^- + p \rightarrow e^+ + X$$

zu suchen. Allerdings sind Majorana-Neutrinos mit Blick auf HERA nur von geringem Interesse. Abgesehen von dem unteren Limit für die  $W_R$ -Masse, das in 3.1.7 erwähnt ist, ergibt sich aus den Experimenten zum neutrinolosen doppelten Betazerfall ein Zusammenhang zwischen der  $W_R$ -Masse und der Neutrinomasse [61]. In Abb. 6.5 ist diese Abhängigkeit dargestellt. Wenn man den Massenbereich von 300 bis 800 GeV betrachtet, so folgt daraus, daß die Neutrinomasse größer als 1 bis 10 TeV sein muß (und zudem noch im theoretisch verbotenen Bereich liegt). Abb. 6.5 bezieht sich allerdings auf den Fall pseudomanifester Links-rechts-Symmetrie.

Diese Grenze ist für die Fälle  $U_I^R$  und  $U_{II}^R$  geringfügig höher und entfällt für  $U_{III}^R$  und  $U_{IV}^R$ . In den letzten beiden Fällen liegen aber die Grenzen für  $M_{W_R}$  aus anderen Experimenten höher. Im günstigsten Fall ( $U_{III}^R$ ,  $M_{W_R} > 670$  GeV, s. Abschnitt 3.1.5) könnten (s. Abb. 6.2) bei  $200 \text{ pb}^{-1}$  ca. 5 Majorana-Neutrinos erzeugt werden. Die Suche nach links-rechts-symmetrisch motivierten Majorana-Neutrinos scheint damit bei HERA wenig aussichtsreich. Die folgenden Abschnitte beschäftigen sich aus diesem Grund vorwiegend mit Dirac-Neutrinos. Die Aussagen, die dort getroffen werden, können aber leicht auf Majorana-Neutrinos übertragen werden. Die Zerfallsbreiten unterscheiden sich lediglich um einen Faktor 2 aufgrund der zusätzlichen Zerfallskanäle, bei denen das  $e^-$  durch eine  $e^+$  ersetzt ist.

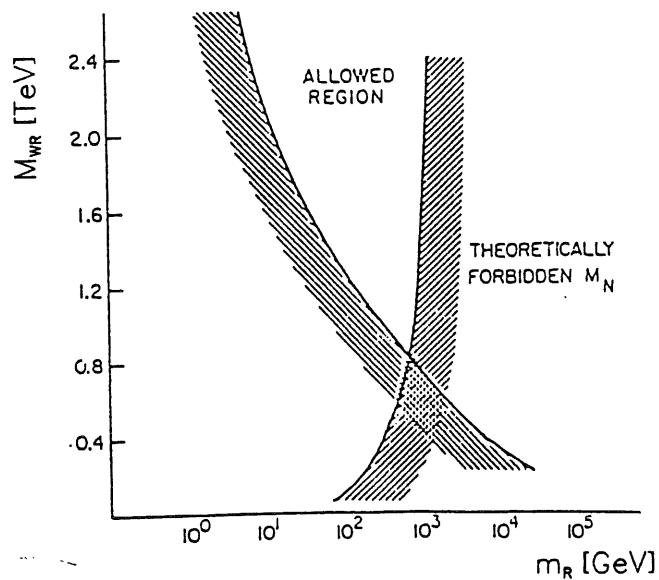


Abbildung 6.5: Erlaubter Bereich für  $M_{W_R}$  und  $m_R$ . Die Begründung der theoretischen oberen Grenze für  $M_{W_R}$  (Vakuumstabilität) findet sich in [61].

## 6.4 Dirac-Neutrinos

Wie erwähnt führen links-rechts-symmetrische Modelle mit schweren Dirac-Neutrinos gewöhnlich zu Neutrinomassen in der Größenordnung von  $M_{W_R}$ . Abgesehen von dem, was oben über solche Abschätzungen gesagt wurde, gibt es auch experimentell für Neutrinos, die nur an das  $W_R$  und das  $Z'$  koppeln bzw. an das  $Z$  nur mit verminderter Stärke (s. (6.11)), keine eindeutige untere Grenze für die Neutrinomasse, da solche Prozesse immer auch durch die höhere Masse der zusätz-

lichen Vektorbosonen unterdrückt sind ( $\sim M_{W_R, Z'}^{-4}$ ). Deswegen existiert von der experimentellen Seite her keine Beschränkung für die Masse der hier betrachteten Neutrinos, wenn man von kosmologischen und astrophysikalischen Argumenten absieht, die insbesondere Massen im MeV-Bereich verbieten [60][63][53][56]. Der hier interessante Bereich von  $m_R > 1$  GeV, wird dadurch aber nicht betroffen.

### 6.4.1 Zerfall schwerer Neutrinos

Mit einer Schwerpunktsenergie von ca. 314 GeV gestattet es HERA offensichtlich nur rechtshändige Neutrinos zu erzeugen, für die  $m_R < M_{W_R}$  gilt. Prinzipiell ist für  $m_R > M_{W_L}$  der Zerfall in ein  $W_L$  möglich. Die Impulse der  $W_L$ -Zerfallsprodukte könnten dann, da sie bei der invarianten Masse des Bosons lägen, eine gut erkennbare Signatur ergeben. Dieser Zerfallskanal besteht aber nur für  $\zeta \neq 0$ . Mit Blick auf die Grenzen für  $\zeta$  und die ohnehin schon bei  $m_R \approx 100$  GeV geringe Produktionsrate bleibt dieser Zerfallskanal ohne praktische Bedeutung für HERA. Hier wird deshalb nur der direkte Zerfall in Fermionen betrachtet.

#### 6.4.1.1 Zerfall durch neutrale Ströme

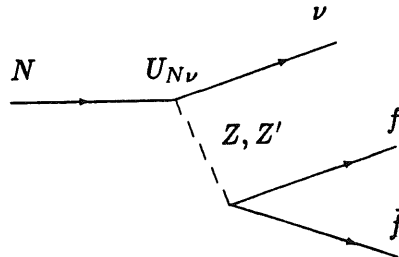


Abbildung 6.6: Zerfall durch neutrale Ströme

Eine Möglichkeit für den Zerfall eines schweren Neutrinos ist das Mischen mit dem  $\nu_L^e$ . Der entsprechende Prozeß ist in Abb. 6.6 dargestellt. Die sich daraus ergebende Lebensdauer ist [38]:

$$\tau_{mix} = \left( \frac{5 \text{ GeV}}{m_{N_R}} \right)^5 \frac{1}{|U_{N\nu}|^2} 10^{-10} \text{ sec.} \quad (6.1)$$

Dabei beschreibt  $U_{N\nu}$  das Mischen zwischen  $N_R$  und  $\nu_e$ . Der konkurrierende Prozeß ist der  $W_R$ -Austausch (Abb. 6.8), der im nächsten Abschnitt ausführlich behandelt

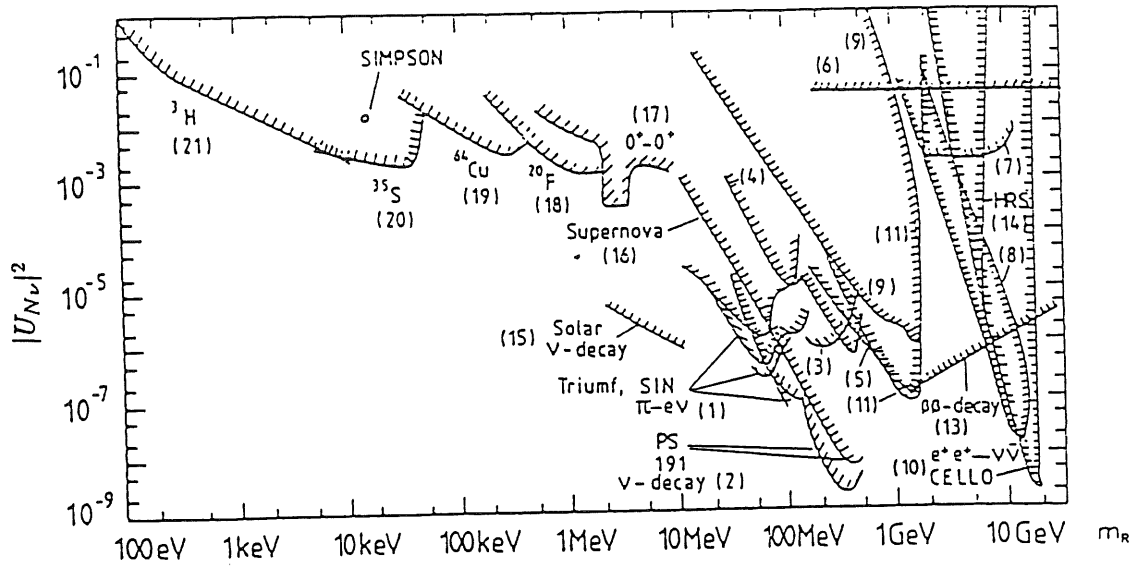


Abbildung 6.7: Grenzen für  $|U_{N\nu}|$  als Funktion der Masse des schweren Neutrinos [25].

wird. Hier sei zum Vergleich die Lebensdauer angegeben, die sich dabei ergibt [39]. In beiden Fällen sind die Massen der Quarks, in die das  $N_R$  zerfällt, vernachlässigt.

$$\tau_{W_R} = \left( \frac{5 \text{ GeV}}{m_{N_R}} \right)^5 \left( \frac{M_{W_R}}{1.6 \text{ TeV}} \right)^4 2.5 \cdot 10^{-15} \text{ sec} \quad (6.2)$$

Das Verhältnis der Zerfallsbreiten ist dann

$$\frac{\Gamma_{mix}}{\Gamma_{W_R}} = |U_{N\nu}|^2 \left( \frac{M_{W_R}}{M_{W_L}} \right)^4. \quad (6.3)$$

Die Größe dieses Verhältnisses hängt von der Mischungsmatrix  $U_{N\nu}$  ab. Zahlreiche Experimente geben eine obere Grenze für den Mischungswinkel zwischen  $\nu_e$  und einem schweren Neutrino in Abhängigkeit von der Neutrinomasse [25] an. Abb. 6.7 zeigt, daß bei Neutrinomassen zwischen 1 und 10 GeV die obere Grenze für  $|U_{N\nu}|^2$  im Bereich von  $10^{-7}$  bis  $10^{-6}$  liegt. Für den hier betrachteten  $W_R$ -Massenbereich liefert (6.3):

$\frac{\Gamma_{mix}}{\Gamma_{W_R}}$	$ U_{N\nu} ^2$	
	$10^{-7}$	$10^{-6}$
$M_{W_R}$		
300 GeV	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
800 GeV	$10^{-3}$	$10^{-2}$

Mischen zwischen schweren und leichten Neutrinos hat also an der Zerfallsbreite höchstens einen Anteil von 1% und kann damit vernachlässigt werden. Oder anders ausgedrückt: Wenn man bei HERA schwere rechtshändige Neutrinos erzeugen

kann (wenn also  $M_{W_R} < 800 \text{ GeV}$  ist), dann ist der  $W$ -Austausch der dominante Zerfallsprozeß.

#### 6.4.1.2 Zerfall durch geladene Ströme

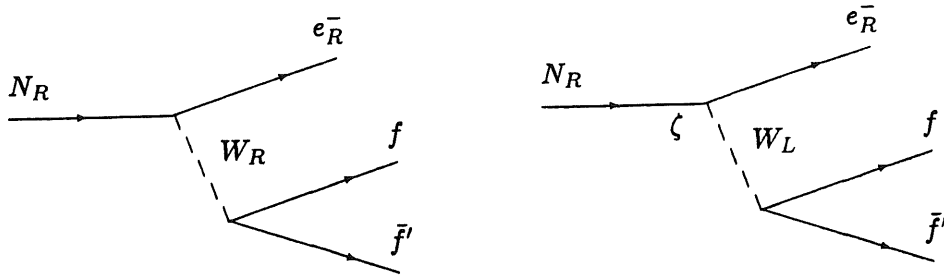


Abbildung 6.8: Dominanter Anteil für den Zerfall durch Austausch eines  $W$ -Bosons

Abb. 6.8 zeigt die prinzipiellen Beiträge für Zerfälle, bei denen ein  $W$ -Boson ausgetauscht wird. Zum einen kann das  $W_R$  an das  $N_R$  koppeln, zum andern kann aber auch bei nicht verschwindendem Mischungswinkel  $\zeta$  das  $W_L$  an das  $N_R$  koppeln. Genau wie im  $\mu$ - oder  $\tau$ -Zerfall sind diese Prozesse proportional zu  $m_R^5 M_{W_R}^{-4}$  (bzw.  $|\zeta|^2 m_R^5 M_{W_L}^{-4}$ ).

Es gibt nun im Prinzip zwei Zerfallskanäle:

1. leptonische Kanäle:  $N_R \rightarrow e_R^- + \text{Leptonen}$   
In Abb. 6.8 ist dann  $f = e^+, \mu^+, \tau^+$ ;  $\bar{f}' = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$
2. hadronische Kanäle:  $N_R \rightarrow e_R^- + \text{Hadronen}$   
In Abb. 6.8 ist dann  $f = u, c$  (es sei  $m_R < m_t$ );  $\bar{f}' = \bar{d}, \bar{s}, \bar{b}$

Wenn man die naheliegende Annahme macht, daß die schweren rechtshändigen Neutrinos analog zu den massiven Teilchen im Standardmodell einer Massenhierarchie unterliegen, d.h. wenn gilt  $m_R^e < m_R^\mu < m_R^\tau$  (wobei  $e, \mu, \tau$  die jeweilige Familie bezeichnet <sup>1)</sup>), dann kann das  $N_R$  durch Austausch eines  $W_R$ -Bosons nur

<sup>1</sup>Normalerweise wird hier der Index  $e$  unterdrückt. Es ist  $m_R = m_R^e$ .



in hadronische Kanäle zerfallen. Zieht man die in Kapitel 3.1.7 angegebene obere Grenze für den Mischungswinkel in Betracht ( $\zeta < 0.013$ ), so bedeutet das: *Schwere rechtshändige Neutrinos ( $N_R^c$ ) zerfallen vorwiegend in Hadronen.*

Die folgende Tabelle gibt mit Hilfe von (6.2) einige Werte für die  $N_R$ -Lebensdauer an, um einen Eindruck von der Größenordnung zu vermitteln.

$\tau$	$m_R$	
	1 GeV	10 GeV
$M_{W_R}$		
300 GeV	$10^{-9} \text{ sec}$	$10^{-14} \text{ sec}$
800 GeV	$2.9 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$	$2.9 \cdot 10^{-13} \text{ sec}$

Es gibt zwei Extremfälle: Bei einer Lebensdauer von  $10^{-14} \text{ sec}$  sind im Detektor nur die Zerfallsprodukte des Neutrinos erkennbar, wohingegen für  $\tau = 2.9 \cdot 10^{-8} \text{ sec}$  das Neutrino den Detektor verläßt, ohne Spuren zu hinterlassen. Offensichtlich gilt aber auch, daß für bestimmte Bereiche der Parameter  $M_{W_R}$  und  $m_R$  Zerfalls- und Produktionsvertex im Detektor klar erkennbar getrennt sind. Für welche Massenbereiche das der Fall ist, soll im folgenden genauer untersucht werden.

### 6.4.1.3 Zerfallsbreite

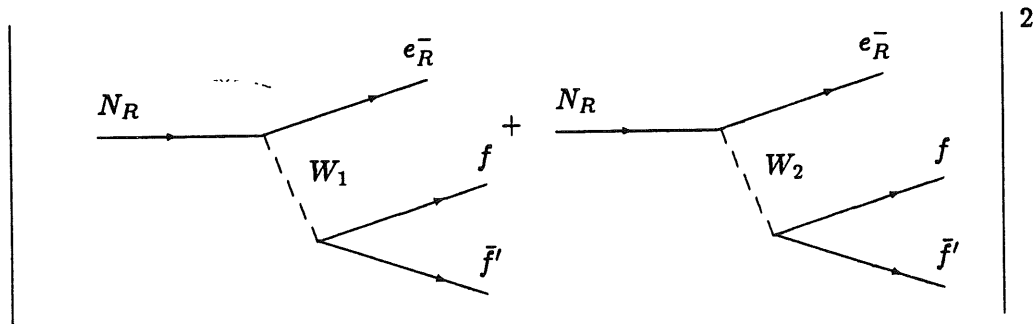


Abbildung 6.9: Matrixelement für den Zerfall durch  $W$ -Austausch

Was bisher mehr qualitativ zum Neutrinozerfall gesagt wurde, soll hier nun ausführlicher behandelt werden. Zunächst zeigt Abb. 6.9 das Matrixelement, auf das sich die folgenden Überlegungen stützen. An die Stelle von  $W_R$  und  $W_L$  treten jetzt wieder die Masseneigenzustände  $W_1$  und  $W_2$ , wie sie in (2.28) definiert sind. Betrachtet wird der Zerfall in einzelne Quarks bzw. Leptonen. Bei den hier betrach-

teten Neutrinomassen muß berücksichtigt werden, daß bestimmte Zerfallskanäle (z.B. Zerfälle in c- oder b-Quarks) kinematisch unterdrückt sind. Deshalb sind in den folgenden Ausdrücken für die Zerfallsbreiten die Quark- bzw. Leptonenmassen berücksichtigt. Dabei wird für die Quarks mit konstanten Strommassen gerechnet, d.h.  $m_u = 5.6$  MeV,  $m_d = 9.9$  MeV,  $m_s = 199$  MeV,  $m_c = 1.35$  GeV,  $m_b = 5$  GeV, die für  $Q^2 = 1$  GeV<sup>2</sup> angegeben sind [66], was für die hier angestrebte Genauigkeit genügt.

Die partiellen Zerfallsbreiten in links- und rechtshändige Quarks bzw. in Leptonen, die sich dann ergeben, sind<sup>2</sup>

$$\Gamma_{q\bar{q}'}^R = 3 \frac{R^4 G_F^2 M_1^4 |U_{q\bar{q}'}^R|^2 m_R^5}{192\pi^3} \left[ \tan^2 \zeta \frac{1}{M_1^2} + \frac{1}{M_2^2} \right]^2 I\left(\frac{m_q}{m_R}, \frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}\right), \quad (6.4)$$

$$\Gamma_{q\bar{q}'}^L = 3 \frac{R^2 G_F^2 M_1^4 |U_{q\bar{q}'}^L|^2 m_R^5}{192\pi^3} \tan^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2 I\left(\frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}, \frac{m_q}{m_R}\right), \quad (6.5)$$

$$\Gamma_{l'l'}^L = \frac{R^2 G_F^2 M_1^4 m_R^5}{192\pi^3} \tan^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2 I\left(0, \frac{m_l}{m_R}\right). \quad (6.6)$$

Dabei ist  $R = \frac{g_R}{g_L}$  und  $I(x, y)$  durch folgendes Integral gegeben

$$I(x, y) = 12 \int_{x^2}^{(1-y)^2} \frac{ds}{s} (s - x^2)^2 (1 + y^2 - s) \sqrt{(s - (1+y)^2)(s - (1-y)^2)}. \quad (6.7)$$

Die Lösung dieses Integrals lautet [18]

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \sqrt{1 - 2(x^2 + y^2) + (x^2 - y^2)^2} [1 - 7(x^2 + y^2 + x^4 + y^4 + x^2 y^2 + x^4 y^2) + 12x^2 y^2 + x^6 + y^6] \\ &+ 12(x^4 - 2y^4 + x^4 y^4) \ln \frac{1 + y^2 - x^2 - \sqrt{1 - 2(x^2 + y^2) + (x^2 - y^2)^2}}{2y} \\ &+ 12x^4(1 - y^4) \ln \frac{(1 - y^2)^2 - x^2(1 + y^2) + (1 - y^2)\sqrt{1 - 2(x^2 + y^2) + (x^2 - y^2)^2}}{2yx^2} \end{aligned} \quad (6.8)$$

und für den Spezialfall  $x = 0$ :  $I(0, y) = 1 - 8y^2 + 8y^6 - y^8 - 24y^4 \ln y$ .

Das Integral (6.7) stammt im wesentlichen aus dem Phasenraumintegral für den Zerfall in drei Teilchen und hat die Funktion eines „threshold“-Faktors. Es ist

$$\begin{aligned} I\left(\frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}, \frac{m_q}{m_R}\right) &= 1 \quad \text{für} \quad m_{\bar{q}'}, m_q \ll m_R \\ \text{und} \quad I\left(\frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}, \frac{m_q}{m_R}\right) &= 0 \quad \text{für} \quad m_{\bar{q}'}, m_q > m_R \end{aligned}$$

<sup>2</sup>Die Rechnung findet sich im Anhang A.1

#### 6.4.1.4 Numerische Auswertung

Die in 6.4.1.3 angegebenen Zerfallsbreiten können nun dazu benutzt werden, Aussagen über die mittlere Reichweite und den Anteil leptonischer Kanäle am Neutrinozerfall zu machen. In Abb. 6.10 und Abb. 6.11 ist die numerische Auswertung der folgenden Ausdrücke (als Funktion von  $m_R$ ) dargestellt:

$$\text{Abb. 6.10: Anteil leptonischer Kanäle} = \frac{\Gamma_{Lepton}}{\Gamma_{N_R}}, \quad (6.9)$$

$$\text{wobei} \quad \Gamma_{N_R} = \Gamma_{Hadron} + \Gamma_{Lepton},$$

$$\Gamma_{Hadron} = \sum_{\substack{q=u,c \\ q'=d,s,b}} \Gamma_{q\bar{q}'}^R + \Gamma_{q\bar{q}'}^L, \quad \Gamma_{Lepton} = \sum_{\substack{l=e,\mu,\tau \\ l'=\nu_e,\nu_\mu,\nu_\tau}} \Gamma_{ll'}^L,$$

$$\text{Abb. 6.11: mittlere Reichweite} = \frac{\langle P_{N_R} \rangle c}{\Gamma_{N_R} m_R}. \quad (6.10)$$

Dabei findet  $\langle P_{N_R} \rangle$ , der mittlere Impuls der Neutrinos, aus Abschnitt 6.2 Verwendung. Für den Mischungswinkel wurde der obere Grenzwert  $\zeta = 0.013$  gewählt. Da  $\Gamma_{Lepton} \sim |\zeta|^2$  ist, verringert sich der leptonische Anteil, je kleiner der Mischungswinkel ist. Man erhält hier also eine obere Abschätzung für den leptonischen Kanal. Im Gegensatz zu den Streuquerschnitten bleibt  $\Gamma_{Hadron}$  trotz der Summe über die Familien von  $U^R$  abhängig, da die Quarkflavour zusätzlich in  $I(\frac{m_{q'}}{m_R}, \frac{m_q}{m_R})$  eingehen.

**Anteil leptonischer Kanäle.** Als Parameter für die Kurvenschar in Abb. 6.10 tritt die  $W_R$ -Masse auf. Je größer  $M_{W_R}$ , desto größer ist der leptonische Anteil, da dann mit steigender  $W_R$ -Masse der  $W_L$ -Austausch die Zerfallsbreite bestimmt. Das gleiche geschieht auch, wenn die Neutrinomasse zu klein wird für den Zerfall in schwere Quarks. Das führt dazu, daß die Kurven in Abb. 6.10 bei  $N_R$ -Massen zwischen 2 bis 3 GeV ansteigen, da sich dann der  $c\bar{s}$ -Kanal schließt. Schließlich beeinflußt auch die Wahl der Kobayashi-Maskawa-Matrix für den rechtshändigen Sektor das Ergebnis. Die in (3.2) angegebene Form  $U_{II}^R$  zeichnet sich z.B. dadurch aus, daß  $|U_{II,ud}^R| = 0$  ist. Der Zerfall in die leichtesten Quarks ist damit verboten, sodaß wiederum bei Neutrinomassen unterhalb von ca. 1 GeV die leptonischen Kanäle dominieren. Bei dieser Form der rechtshändigen KM beträgt die obere Grenze für den Mischungswinkel  $\zeta < 0.0045$  (s. Abschnitt 3.1.7), so daß der leptonische Anteil insgesamt stärker unterdrückt ist.

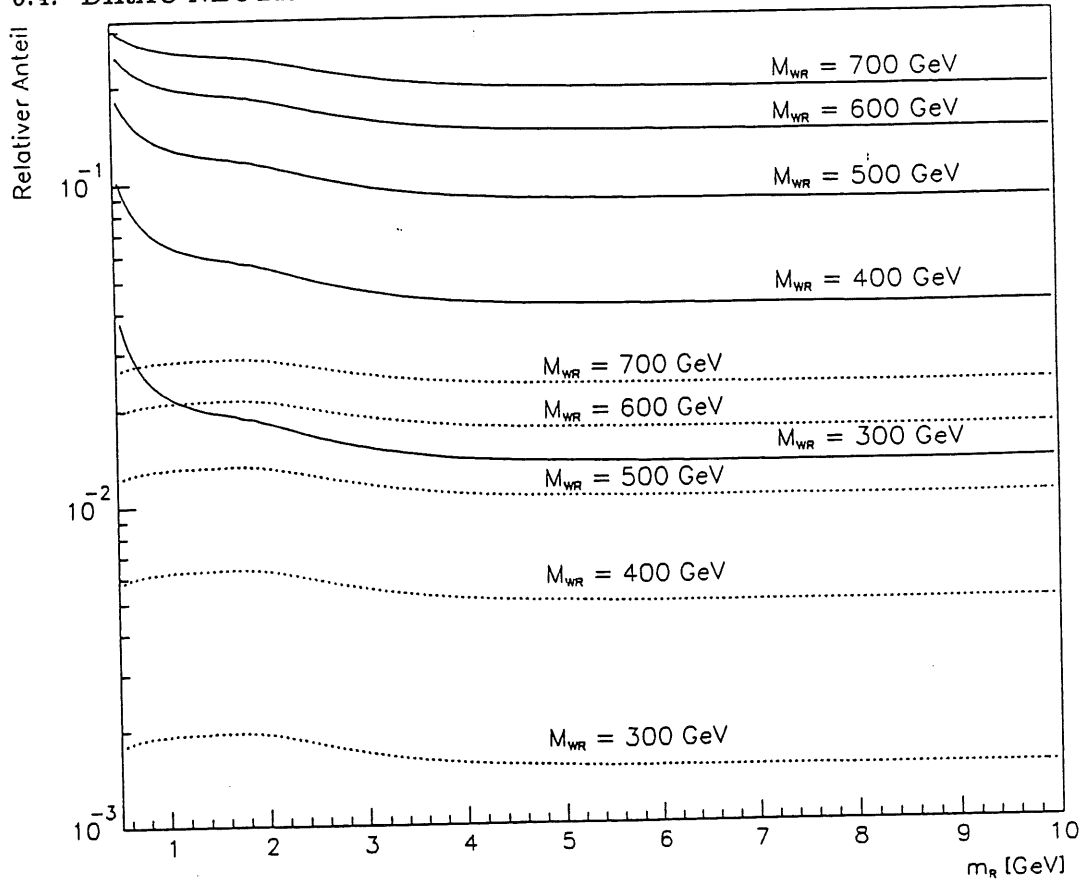


Abbildung 6.10: Anteil leptonischer Kanäle beim  $N_R$ -Zerfall. Für die durchgezogenen Kurven wurde  $\zeta = 0.013$ ,  $U_{LR}^R$  verwendet und für die gestrichelten  $\zeta = 0.0045$ ,  $U_{III}^R$ .

**Mittlere Reichweite.** In Abb. 6.11 ist die mittlere Reichweite der Neutrinos dargestellt; wiederum als Funktion von  $m_R$  mit  $M_{W_R}$  als Parameter. In diesem Fall ist die Kobayashi-Maskawa-Matrix für die rechtshändigen Quarks identisch mit der Matrix des Standardmodells. Der gewählte Bereich für die Reichweite erstreckt sich von 10 cm, wo man den Zerfallsvertex praktisch nicht mehr sieht<sup>3</sup>, bis zu 10 m, wo das Neutrino den Detektor in den meisten Fällen unbeobachtet verläßt. Der Bereich für die Neutrinomasse, bei der der Zerfallsvertex im Detektor beobachtet werden kann, liegt also bei ca. 1.3 bis 2.8 GeV für  $M_{W_R} = 300$  GeV und bei ca. 2.3 bis 4.7 GeV, wenn die  $W_R$ -Masse 700 GeV beträgt und die W-Bosonen nicht mischen.

<sup>3</sup>Ein Vertexdetektor, über dessen Verwendung bei H1 diskutiert wird, würde den Größenordnungsbereich nach unten um etwa eine Dekade ausdehnen. Da die mittlere Reichweite  $\sim m_R^{-6}$  ist, erweitert sich der zugängliche Massenbereich allerdings nur um ca. 47%.

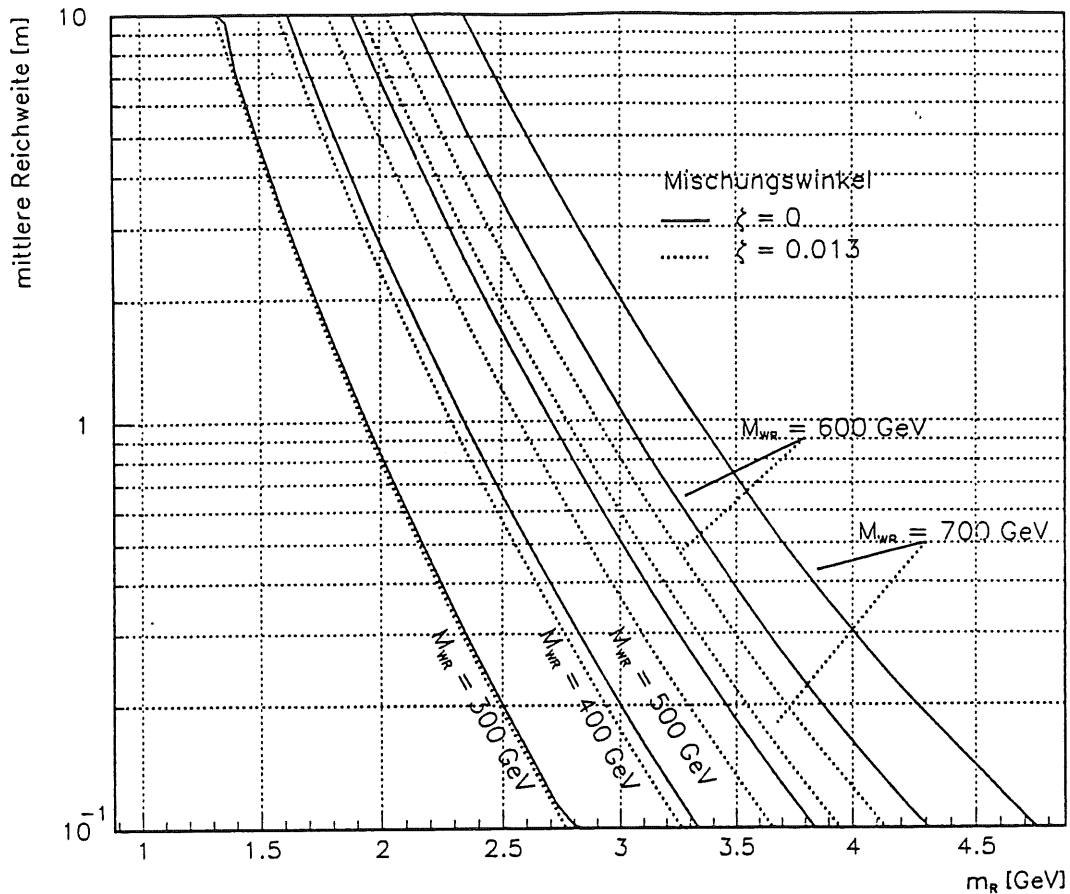


Abbildung 6.11: Mittlere Reichweite schwerer rechtshändiger Neutrinos

#### 6.4.1.5 Struktur der Ereignisse

Neutrinomassen von einigen GeV bleiben bei HERA kinematisch praktisch ohne Auswirkung, das wird auch in Abb. 6.3 deutlich. Die Winkelverteilung entspricht also der masseloser Neutrinos. Entsprechend liegt der Zerfallsvertex im vorderen Teil des Detektors (s. Abschnitt 6.2).

Da die meisten  $N_R$  in Hadronen zerfallen, ergibt die Summe der Impulse der Zerfallsteilchen (abgesehen von sekundären Neutrinos) den Impuls des ursprünglichen schweren Neutrinos. Ein signifikantes Ereignis könnte also so aussehen, daß die Transversalimpulse des Stromjets und der  $N_R$ -Zerfallsprodukte sich kompensieren und die gesamte Energie im Detektor deponiert wird (sofern alle Teilchen nachgewiesen würden), wenn man die Informationen der Kalorimeter verwendet, während gleichzeitig die Spurkammern ein typisches CC-Ereignis zeigen.

### 6.4.2 Zusammenfassung

Es ergibt sich also folgendes Bild für die Erzeugung und den Zerfall schwerer rechtshändiger Dirac-Neutrinos in dem Massenbereich, der bei HERA zugänglich ist

- Die Produktionsrate beträgt bis zu 100 schwere Neutrinos für eine integrierte Luminosität von  $200 \text{ pb}^{-1}$  ( $M_{WR} = 300 \text{ GeV}$ ).
- Die Neutrinos gehen in den vorderen Teil des Detektors.
- Der Zerfallsvertex ist isoliert ( $p_T$  entgegengesetzt zum Stromjet).
- Das  $N_R$  zerfällt vorwiegend ( $> 80\%$ ) in Hadronen.
  1. Bei geeigneter  $N_R$ -Masse (1-5 GeV) ist der Zerfall im Detektor beobachtbar.
  2. Leichte  $N_R$  ( $< 1 \text{ GeV}$ ) verlassen den Detektor.
  3. Bei höherer  $N_R$ -Masse ( $> 10 \text{ GeV}$ ) sind im Detektor nur die Zerfallsprodukte nachweisbar (2 zusätzliche Jets).

Wenn die Neutrinomasse so groß ist, daß nur die Zerfallsprodukte im Detektor beobachtbar sind, dann dürften sich die Ereignisse nur wenig von Standardereignissen bzw. von Ereignissen mit schweren Quarks unterscheiden. Zudem wird, da Produktion und Zerfall der  $N_R$  über Ströme gleicher Händigkeit geschieht, das Elektron, das beim  $N_R$ -Zerfall entsteht, bevorzugt in die Richtung des  $N_R$ -Impulses emittiert. (Man erhält also auch keine Information über die Händigkeit der schweren W-Bosonen.) Der um etliche Größenordnungen stärkere Untergrund durch Standardphysik wird einen Nachweis praktisch unmöglich machen. Experimentell zugänglich ist vermutlich nur der Fall schwerer Neutrinos mit einer Masse von einigen GeV. Ein Beispiel, wie ein solche Ereignis aussehen könnte, ist in Abb. 6.12 dargestellt. Die eindeutige Signatur würde es auch noch bei einer kleinen Anzahl von Ereignissen gestatten, schwere Neutrinos zu identifizieren. Andererseits — und das ist pragmatisch gesehen die interessantere Fragestellung — wird es schwierig sein, aus der Nichtbeobachtung solcher Ereignisse auch nur eine eindeutige untere Grenze für die Neutrinomasse als Funktion der  $W_R$ -Masse abzuleiten, da zudem die unbestimmten Parameter ( $\zeta, U^R$ ) zu berücksichtigen sind.

### 6.4.3 Anmerkung zu LEP

Die hier dargelegte Idee, daß die vorhandenen experimentellen Daten schwere rechtshändige Neutrinos im GeV-Bereich nicht sicher ausschließen können, bleibt

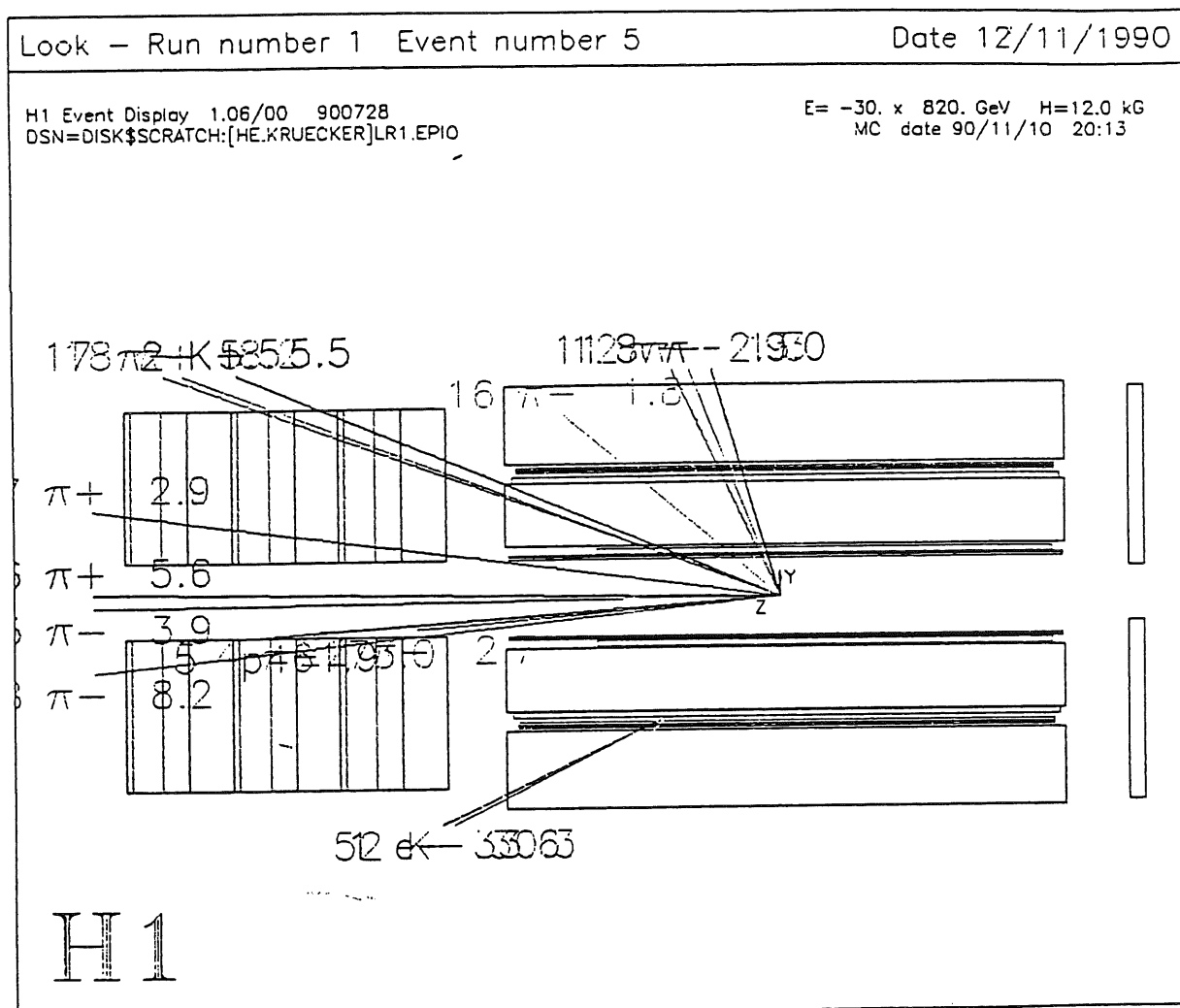


Abbildung 6.12: Zerfall eines  $N_R$  mit einer Masse von 5 GeV im Central Tracker:  
 $e^- + p \rightarrow N_R + \text{Hadronen}$ ,  $N_R \rightarrow e^- + K + 2\pi$ . Die  $W_R$ -Masse ist zu 500 GeV gewählt.

auch gültig mit Blick auf die bis jetzt vorliegenden Ergebnisse von LEP, wo Schwerpunktsenergien vergleichbarer Größenordnung erreicht werden wie bei HERA. Die Erzeugung schwerer rechtshändiger Neutrinos auf der  $Z$ -Resonanz ist zunächst einmal möglich, da sich in der Links-rechts-Symmetrie das  $Z$  aus allen drei neutralen Eichfeldern zusammensetzt (2.40), also auch aus der neutralen Komponente, die mit der  $SU_R(2)$  verbunden ist. Die  $SU_R(2)$ -Dubletts koppeln somit an das normale  $Z$ . Damit kann man, da auf der  $Z$ -Resonanz der Prozeß  $e^+ + e^- \rightarrow Z \rightarrow f + \bar{f}$  dominiert, abschätzen, wieviel schwere rechtshändige Neutrinos bei LEP produziert werden könnten.

Die effektive Lagrangedichte für den neutralen Strom hat in links-rechts-symmetrischen Theorien die Form [59]

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{g}{\cos \Theta_W} \left[ Z_\mu (J_L^\mu + \eta J^\mu) + \frac{1}{\sqrt{\cos 2\Theta_W}} Z'_\mu J^\mu \right], \quad (6.11)$$

wobei  $\eta = \left( \frac{M_Z}{M'_Z} \right)^2$ ,  $J = \sin^2 \Theta_W J_L + \cos^2 \Theta_W J_R$ ,  $J_{L,R} = I_{L,R}^3 - Q \sin^2 \Theta_W$ .

Daraus folgt, daß die Kopplung an das rechtshändige Neutrino um einen Faktor  $(M_Z/M'_Z) \cos^2 \Theta_W$  unterdrückt ist. Verwendet man

$$M_{Z'}^2 = \frac{\cos^2 \Theta_W}{\cos 2\Theta_W} M_{W_R}^2, \quad (6.12)$$

so ist dies mindestens (d.h. für  $M_{W_R} = 300$  GeV) eine Abschwächung um  $\frac{1}{20}$ . Die  $Z$ -Zerfallsbreite hängt quadratisch von der Größe der Kopplung ab, d.h. man hat, wenn die Masse des rechtshändigen Neutrinos vernachlässigt werden kann,

$$\Gamma_{N_R^\epsilon N_R^\epsilon} = \frac{1}{400} \Gamma_{\nu_e \bar{\nu}_e} \quad (6.13)$$

Wenn man die Annahme macht, daß die Massenunterschiede zwischen den Familien ähnlich groß sind wie zwischen den bekannten Fermionen, dann ist die Masse eines  $N_R^\mu$  oder  $N_R^\tau$  zu hoch, um den  $Z$ -Zerfall zu beeinflussen. Das ergibt bei  $\Gamma_{\nu_e \bar{\nu}_e} = 6.4 \cdot 10^{-2} \Gamma_{total}$  [66] einen Anteil der schweren Neutrinos von  $1.6 \cdot 10^{-4}$ . Die damit verbundene Erhöhung der  $Z$ -Breite liegt noch im tolerierbarem Bereich (derzeit [23] entspricht 95 % C.L. ca. einer Abweichung von 40 MeV bei  $\Gamma_{\nu_e \bar{\nu}_e} \simeq 160$  MeV). Die mittlere Anzahl von  $Z$ -Ereignissen, die bis jetzt (November 1990) pro LEP-Detektor registriert wurden, liegt bei ca.  $1.1 \cdot 10^5$  [23]. Dementsprechend könnten maximal  $\sim 18$  schwere Neutrinos erzeugt worden sein (bei  $M_{W_R} = 700$  GeV würde sich das auf 0.6 reduzieren). Die für 1991 angestrebte Anzahl von registrierten  $Z$ -Ereignissen soll die Zahlen von 1990 um einen Faktor 3 bis 4 übertreffen. Die



Genauigkeit, mit der die  $Z$ -Breite bekannt ist, wird aber schon jetzt vor allem durch systematische Fehler begrenzt, und die untere Grenze für die  $Z'$ -Masse kann wahrscheinlich nicht wesentlich erhöht werden. Die Übertragung der Aussagen von LEP auf HERA hängt aber wesentlich von der Relation zwischen der  $W_R$ - und der  $Z'$ -Masse (6.12) ab. Diese Beziehung wiederum hängt vom Higgs-Sektor der Theorie ab. Für den Fall, daß die Higgs-Felder Triplets sind, wird (6.12) zu

$$M_{Z'}^2 = 2 \frac{\cos^2 \Theta_{IV}}{\cos 2\Theta_W} M_{W_R}^2. \quad (6.14)$$

Dann wären statt 18 nur noch 4 schwere Neutrinos erzeugt worden. Zudem hängen die Beziehungen (6.12) und (6.14) davon ab, wie man die relative Größe der Vakuumerwartungswerte der Higgs-Felder abschätzt.

Schließlich kann man sich fragen, ob bei LEP überhaupt einige wenige Ereignisse mit einem schweren Neutrino registriert würden, wenn man nicht speziell nach ihnen sucht. Natürlich ist bei den verschiedenen LEP-Detektoren nach neutralen schweren Teilchen gesucht worden [64][1][20]. Die üblichen Massengrenzen für neutrale Leptonen knapp unterhalb des kinematischen Limits von  $\sim 45$  GeV beziehen sich dabei aber auf den Fall gleich starker Kopplung (4. Familie mit schweren Neutrinos). Wenn nach dem Zerfall schwerer Leptonen gesucht wurde, dann entweder direkt mit der Annahme einer minimalen Masse der neutralen Teilchen (z.B. ALEPH [1],  $> 20$  GeV), oder indirekt, indem als Selektionskriterium eine isolierte  $e^-$ - oder  $\mu^-$ -Spur gefordert wird (OPAL [64]) oder eine Zerfallslänge von weniger als 1 cm (L3 [54]), was ebenfalls kleine Teilchenmassen ausschließt.

Die Suche nach schweren rechtshändigen Neutrinos bleibt bei HERA also durchaus sinnvoll.

## VII. Resümee

Die hier diskutierten Möglichkeiten, links-rechts-symmetrische Modelle bei HERA zu untersuchen, lassen sich nach der Masse des rechtshändigen Neutrinos in drei Bereiche aufteilen.

**Neutrinos mit einer Masse von weniger als 1 GeV.** Ob das Neutrino ein Majorana- oder ein Dirac-Teilchen ist, spielt hierbei keine Rolle. Es kann als stabil angesehen werden, und das einzige Anzeichen einer links-rechts-symmetrischen Erweiterung des Standardmodells wäre eine Abweichung im Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung aufgrund eines rechtshändigen W-Bosons. HERA dürfte kaum dazu in der Lage sein, eine untere Grenze von mehr als 400 GeV für die Masse des zusätzlichen geladenen Bosons anzugeben. Gegebenenfalls könnte durch eine gemeinsame Analyse der Daten beider Detektoren (H1 und ZEUS), oder auch, wenn entgegen den Erwartungen doch die Möglichkeit besteht, die Elektronen bei HERA in wesentlichem Ausmaß zu polarisieren, sich dieser Wert auf 450 GeV bis bestenfalls 500 GeV erhöhen lassen. HERA wird also die vorhandenen Grenzen für die Masse eines rechtshändigen Bosons nicht verbessern können. Über den Mischungswinkel zwischen  $W_L$  und  $W_R$  wird sich keine interessante Aussage treffen lassen.

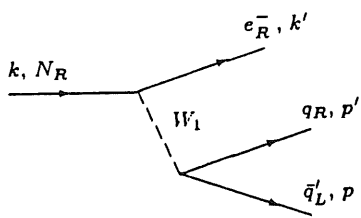
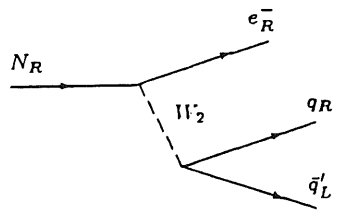
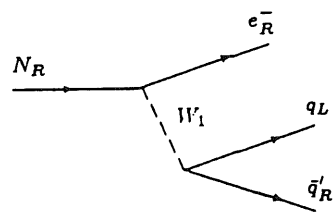
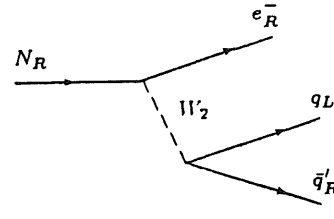
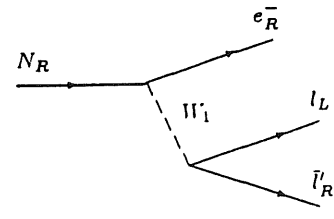
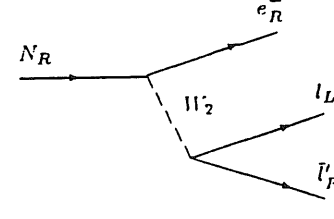
**Neutrinos mit einer Masse von 1 GeV bis 5 GeV.** Für einen schmalen Bereich, dessen genaue Breite von der Art des Neutrinos und den anderen Parametern des Modells abhängt, sollte sich der Zerfall des Neutrinos im Detektor beobachten lassen. Die klare Signatur würde es auch bei Massen des  $W_R$ -Bosons von 600 bis 700 GeV und der damit verbundenen geringen Anzahl von Ereignissen gestatten, ein solches Neutrino aufzufinden. Wenn auch mit Blick auf LEP und CDF die Wahrscheinlichkeit, daß ein solches Teilchen nicht schon gefunden worden wäre, gering ist.

Neutrinos mit einer Masse von mehr als 10 GeV. Die Voraussetzung, daß auch für ein rechtshändiges W-Boson geladene und neutrale Ereignisse getrennt werden können, ist hierbei nicht gegeben. Damit entfällt auch die Möglichkeit, nach Abweichungen im Verlauf der Wirkungsquerschnitte zu suchen. Beobachtbar wären lediglich die Zerfallsprodukte des schweren Neutrinos. Experimentelle Aussagen über links-rechts-symmetrische Modelle lassen sich in diesem Fall bei HERA nicht treffen, da sich diese Ereignisse nicht grundsätzlich von normalen neutralen Streureaktionen, deren Wirkungsquerschnitte um etliche Größenordnungen höher liegen, unterscheiden. Eine Ausnahme könnten allerdings Majorana-Neutrinos bilden. Bei einem leptonenzahlverletzenden Zerfall des Neutrinos würde anstelle des gestreuten Elektrons ein Positron im Detektor auftreten. Ob dies einen Ansatz liefern könnte, Links-rechts-Symmetrie bei HERA aufzuspüren, ist hier nicht weiter untersucht worden. Dazu wäre eine ausführlichere Detektorsimulation notwendig, um zu entscheiden, wie gut Elektronen von Positronen getrennt werden können, und wie groß die Zahl der leptonenzahlverletzenden Ereignisse sein müßte, um eine eindeutige Aussage zu treffen. Mit Blick auf die geringe Produktionsrate für schwere Majorana-Neutrinos (bestenfalls 3 leptonenzahlverletzende Ereignisse bei  $200 \text{ pb}^{-1}$ ) erscheint auch diese Idee wenig aussichtsreich.

# Anhang

## A.1 Zerfallsbreite schwerer Neutrinos

Die Rechnung, die zu den Zerfallsbreiten (6.4) bis (6.6) führt, soll hier skizziert werden. Ausgangspunkt sind die folgenden Matrixelemente

$ M_{q\bar{q}'}^R ^2 =$	 <p style="text-align: center;">I</p>	+	 <p style="text-align: center;">II</p>	2
$ M_{q\bar{q}'}^L ^2 =$	 <p style="text-align: center;">III</p>	+	 <p style="text-align: center;">IV</p>	2
$ M_{l\bar{l}'}^L ^2 =$	 <p style="text-align: center;">V</p>	+	 <p style="text-align: center;">VI</p>	2

Die obigen Feynmangraphen und die Feynmanregeln (2.55), (2.56) ergeben für die Amplitude eines Teilgraphens

$$\mathcal{M}_\alpha = \frac{ig_R}{2(q^2 - M^2)} \bar{u}(k') \gamma^{\mu \frac{1}{2}} (1 + \gamma_5) A u(k) \bar{u}(p') \gamma_{\mu \frac{1}{2}} (1 + \lambda \gamma_5) B v(p),$$

dabei ist

$\alpha$	I	II	III	IV	V	VI
A	$\sin \zeta$	$\cos \zeta$	$\sin \zeta$	$\cos \zeta$	$\sin \zeta$	$\cos \zeta$
B	$U_{q\bar{q}'}^R g_R \sin \zeta$	$U_{q\bar{q}'}^R g_R \cos \zeta$	$U_{q\bar{q}'}^L g_L \cos \zeta$	$-U_{q\bar{q}'}^L g_L \sin \zeta$	$g_L \cos \zeta$	$-g_L \sin \zeta$
$\lambda$	+1	-1	+1	-1	+1	-1
M	$M_1$	$M_2$	$M_1$	$M_2$	$M_1$	$M_2$

Daraus folgt dann

$$\begin{aligned} |\overline{\mathcal{M}_{q\bar{q}'}^R}|^2 &= \underbrace{2g_R^4 |U_{q\bar{q}'}^R|^2 \left[ \frac{\sin^2 \zeta}{M_1^2} + \frac{\cos^2 \zeta}{M_2^2} \right]^2}_{C_1} k' \cdot p' k \cdot p \\ |\overline{\mathcal{M}_{q\bar{q}'}^L}|^2 &= \underbrace{2g_R^2 g_L^2 |U_{q\bar{q}'}^L|^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2}_{C_2} k' \cdot p k \cdot p' \\ |\overline{\mathcal{M}_{q\bar{q}'}^L}|^2 &= \underbrace{2g_R^2 g_L^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2}_{C_3} k' \cdot p k \cdot p' \end{aligned}$$

Die differentiellen Zerfallsbreiten haben also die Form

$$\begin{aligned} d\Gamma_{q\bar{q}'}^R &= \frac{3C_1}{(2\pi)^6 m_R} k' \cdot p' k \cdot p \delta^{(4)}(k - k' - p - p') \frac{d^3 k'}{2k'^0} \frac{d^3 p}{2p^0} \frac{d^3 p'}{2p'^0} \\ d\Gamma_{q\bar{q}'}^L &= \frac{3C_2}{(2\pi)^6 m_R} k' \cdot p k \cdot p' \delta^{(4)}(k - k' - p - p') \frac{d^3 k'}{2k'^0} \frac{d^3 p}{2p^0} \frac{d^3 p'}{2p'^0} \\ d\Gamma_{l\bar{l}'}^L &= \frac{C_3}{(2\pi)^6 m_R} k' \cdot p k \cdot p' \delta^{(4)}(k - k' - p - p') \frac{d^3 k'}{2k'^0} \frac{d^3 p}{2p^0} \frac{d^3 p'}{2p'^0} \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Um die totalen Zerfallsbreiten zu erhalten, muß das folgende Integral berechnet werden

$$\int \frac{d^3 k'}{2k'^0} \frac{d^3 p_1}{2p_1^0} \frac{d^3 p_2}{2p_2^0} k' \cdot p_1 k \cdot p_2 \delta^{(4)}(k - k' - p_1 - p_2),$$

$$\text{wobei } \Gamma^L: \quad \begin{aligned} p_1 &= p, & \text{und für } \Gamma^R: & \quad p_1 = p', \\ p_2 &= p', & & \quad p_2 = p. \end{aligned}$$

Dafür ergibt sich [68]

$$\frac{\pi^2}{16} \frac{k^\mu}{m_R^4} \int \frac{d\bar{s}}{\bar{s}} \frac{(m_E - m_2)^2}{(m_e + m_1)^2} (m_R^2 + m_2^2 - \bar{s})(\bar{s} - m_e^2 - m_1^2) \sqrt{(\bar{s} - (m_e - m_1)^2)(\bar{s} - (m_e + m_1)^2)} \sqrt{(\bar{s} - (m_2 - m_R)^2)(\bar{s} - (m_2 + m_R)^2)}$$

Mit  $s = \frac{\bar{s}}{m_R}$ ,  $x = \frac{m_1}{m_R}$ ,  $y = \frac{m_2}{m_R}$  und  $\frac{m_e}{m_R} \approx 0$  wird daraus

$$I(x, y) = \frac{\pi^2}{16} \frac{k^\mu}{m_R^4} \int_{x^2}^{(1-y)^2} \frac{ds}{s} (s - x^2)^2 (1 - s - y^2) \sqrt{(s - (1+z)^2)(s - (1-z)^2)}, \quad (\text{A.2})$$

$$\text{dabei ist } \Gamma^L: \quad x = \frac{m_{q'}}{m_r}, \quad \text{und f\u00fcr } \Gamma^R: \quad x = \frac{m_q}{m_r}, \\ y = \frac{m_q}{m_r}, \quad y = \frac{m_{q'}}{m_r}.$$

Aus (A.1) und (A.2) folgt dann

$$\Gamma_{q\bar{q}'}^R = \frac{3g_R^4 |U_{q\bar{q}'}^R|^2 m_R^5}{6144\pi^3} \left[ \frac{\sin^2 \zeta}{M_1^2} + \frac{\cos^2 \zeta}{M_2^2} \right]^2 I\left(\frac{m_q}{m_R}, \frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}\right), \\ \Gamma_{q\bar{q}'}^L = \frac{3g_L^2 g_R^2 |U_{q\bar{q}'}^L|^2 m_R^5}{6144\pi^3} \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2 I\left(\frac{m_{\bar{q}'}}{m_R}, \frac{m_q}{m_R}\right), \\ \Gamma_{l\bar{l}'}^L = \frac{g_L^2 g_R^2 m_R^5}{6144\pi^3} \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta \left[ \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right]^2 I\left(0, \frac{m_l}{m_R}\right).$$

und mit (4.33) schlie\u00dflich (6.4) bis (6.6).

## A.2 LR – Ein Programm für die ep-Streuung in einem links-rechts-symmetrischen Modell

Um die Möglichkeiten zu untersuchen, die eine gegebene experimentelle Anordnung zur Verfügung stellt, werden häufig Computersimulationen verwendet. In der Elementarteilchenphysik ist es üblich, die notwendigen Programme in drei Gruppen aufzuteilen.

- Die unterste Ebene stellen die sogenannten **Eventgeneratoren** dar. Ihre Aufgabe ist es, einen Satz von Vierervektoren für die Teilchen zu erzeugen, die im Wechselwirkungspunkt innerhalb des Detektors entstehen. Der Ausgangspunkt dafür ist der Streu- oder Zerfallsquerschnitt des physikalischen Prozesses, dem das Interesse gilt.
- Im nächsten Schritt werden die vom Eventgenerator erzeugten Vierervektoren an die **Detektorsimulation** weitergereicht. Hier wird der Weg der Teilchen durch den Detektor ermittelt und das daraus resultierende Verhalten der einzelnen Detektorkomponenten bis hin zu den letztlich erzeugten elektronischen Signalen. Dies umfaßt auch die Simulation der verschiedenen Triggerstufen.
- Das letzte Glied in der Simulationskette wird durch das **Rekonstruktionsprogramm** gebildet. Es versucht, aus den Signalen des Detektors die Art der ursprünglichen Teilchen und ihre Bahnen im Detektor bzw. ihre Energie und ihren Impuls zu bestimmen. Diese Aufgabe erfüllt es aber nicht nur für die simulierten Detektorsignale, sondern ebenso für die Daten, die der reale Detektor liefert. Insofern ist es auch ein Teil der Programme, die der Auswertung der Experimentes dienen.

Das Programm, das im folgendem vorgestellt wird, ist ein Eventgenerator für die Streuung von beliebig polarisierten Elektronen am Proton. Dabei werden nur geladene Ströme in der Links-rechts-Symmetrie betrachtet, d.h. die Wirkungsquerschnitte aus Kapitel 4. Das rechtshändige Neutrino kann dabei eine beliebige Masse besitzen. Sein Zerfall wird aber nicht berücksichtigt, sondern es wird als stabil angesehen. Andernfalls müßte der Zerfall eines relativ leichten Teilchens in explizite hadronische Kanäle beschrieben werden. Dazu wäre auf theoretischer Seite zunächst einmal zu überprüfen, inwieweit sich die Methoden des Standardmodells, einen solchen Zerfall zu behandeln, in die Links-rechts-Symmetrie übertragen lassen. Wenn dies möglich ist, wäre das Problem im Prinzip vergleichbar mit dem Zerfall des  $\tau$ -Leptons. Ein Programm für diesen Zerfall wie z.B. TAUOLA [47]

besitzt einen Umfang von über 2000 Fortran-Zeilen. Der sich hier abzeichnende Aufwand für ein doch eher hypothetisches schweres Neutrino läßt sich zumindest im Rahmen dieser Arbeit kaum rechtfertigen. Der hier vorzustellende Eventgenerator ist vielmehr dazu entworfen, den Einfluß eines zweiten, rechtshändiges  $W$ -Boson auf den Streuprozess zu untersuchen.

Das Problem, die ep-Streuung zu simulieren, kann in eine Reihe von Teilproblemen zerlegt werden. Auf unterster Ebene hat man es mit dem Matrixelement für den harten Streuprozess zu tun. Dies führt zusammen mit den Quarkverteilungsfunktionen, wie in Kapitel 4 beschrieben, zu den Wirkungsquerschnitten für die ep-Streuung. Die hier vorausgesetzte und keineswegs selbstverständliche Möglichkeit der Faktorisierung in Matrixelement und Quarkverteilung findet ihre Rechtfertigung im Partonmodell. Mit dem Wirkungsquerschnitt ist die Verteilung der Ereignisse als Funktion von  $x$  und  $Q^2$  bekannt. Um ein vollständiges Ereignis zu simulieren, wird zunächst ein zufälliges  $(x, Q^2)$ -Paar erzeugt. Dazu dient ein Monte-Carlo-Algorithmus, der gewährleistet, daß die Verteilung einer großen Anzahl solcher  $(x, Q^2)$ -Paare dem Wirkungsquerschnitt folgt. Mit Rückgriff auf die einzelnen Summanden, aus denen sich  $\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\pm)}{dx dQ^2}$  zusammensetzt, wird dann ebenfalls durch ein Zufallsverfahren die Art des Neutrinos —  $\nu_L$  oder  $N_R$  — und die Quarkflavour vor und nach der Streuung bestimmt. Die Kinematik des Prozesses gestattet, es nun die Vierervektoren der beteiligten Partonen zu berechnen. Bis hierhin hat man es mit freien Quarks zu tun und im nächsten Schritt muß die Hadronisation dieser Quarks in die letztlich beobachteten Teilchen beschrieben werden. Wiederum wird hier ein komplizierter Prozess faktorisiert. Zunächst wird die Streuung auf Partonebene beschrieben und anschließend die Bildung von Hadronen. In der Hadronisation selbst werden erneut zwei engverbundene Prozesse — wenn man denn hier überhaupt von getrennten Prozessen sprechen kann — unabhängig behandelt. Zuerst wird die anfängliche Quarkkonfiguration durch einen Schaueralgorithmus, der die Gluonbremsstrahlung der gestreuten Quarks simuliert, in eine Quark-Gluon-Konfiguration überführt. Anschließend fragmentiert dieses Quark-Gluon-System und es entstehen Hadronen, die zum Teil sofort wieder zerfallen, bis schließlich nur Teilchen übrig bleiben mit einer mittleren Lebensdauer von mehr als  $3 \cdot 10^{-11}$  sec. Man hat also folgende Situation:

$$\underbrace{[ \text{Quarkverteilung} ] \times [ \text{Matrixelement} ] \times \overbrace{[ \text{Schaueralgorithmus} ] \times [ \text{Fragmentation} ]}^{\text{Hadronisation}}}_{\text{Elektron-Proton-Streuung}}$$

Abb. A.1 zeigt die grundsätzliche Struktur des Programms. Die einzelnen Programmabschnitte sollen im weiteren erläutert werden.



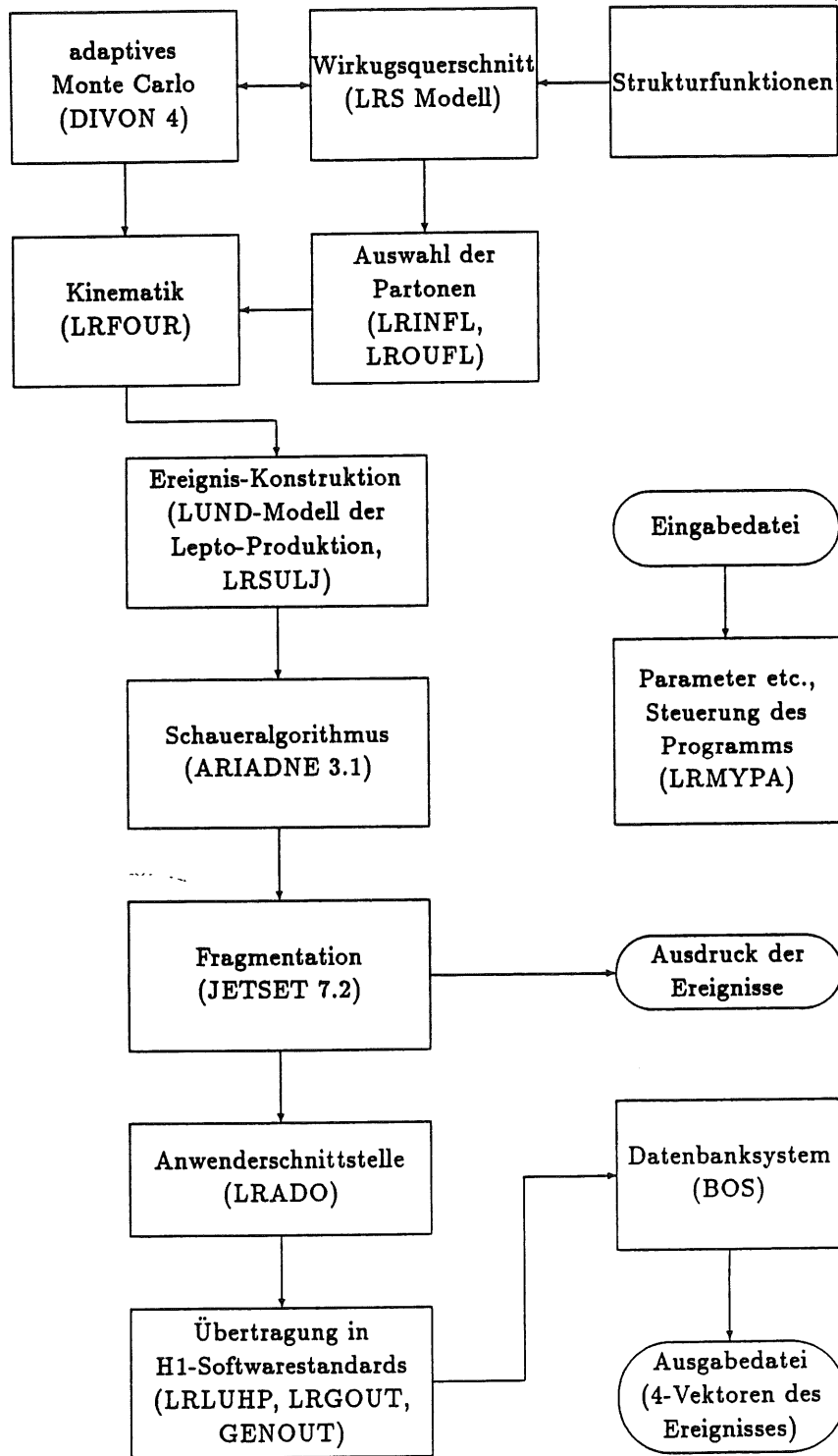


Abbildung A.1: LR – Struktur des Programms.

### A.2.1 Das Monte-Carlo-Prinzip

Monte-Carlo-Verfahren dienen der numerischen Integration. In der Elementarteilchenphysik geht es dabei typischerweise um die Bestimmung von totalen Wirkungsquerschnitten innerhalb gewisser Grenzen, die das Integrationsgebiet  $G$  definieren und die durch den experimentellen Aufbau vorgegeben sind.

$$\sigma = \int_G \frac{d\sigma(x)}{dx} dx \quad \text{mit } x = (x^1 \dots x^k). \quad (\text{A.3})$$

Hierbei ist  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  der ( $k$ -fach) differentielle Wirkungsquerschnitt für einen bestimmten physikalischen Prozeß, der durch  $k$  Phasenraumvariablen  $x$  beschrieben wird. Das Integral (A.3) kann durch ein „hit and miss“-Monte-Carlo-Verfahren berechnet werden.

$$\sigma_{M.C.} = \frac{n}{m} \frac{d\sigma}{dx} \Big|_{max} S \quad (\text{A.4})$$

Dabei werden  $m$  Punkte  $x_i \in G$  erzeugt, die in  $G$  gleichverteilt sind. Von diesen  $m$  Punkten werden  $n$  Punkte akzeptiert, und zwar falls

$$\frac{\frac{d\sigma(x_i)}{dx}}{\frac{d\sigma}{dx} \Big|_{max}} < R \quad (\text{A.5})$$

erfüllt ist.  $R$  ist dabei eine im Intervall  $[0, 1]$  gleichverteilte Zufallszahl,  $\frac{d\sigma}{dx} \Big|_{max}$  das Maximum der Funktion  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  im Gebiet  $G$  und  $S$  ist das Volumen des Phasenraums.

$$S = \int_G dx$$

Der Vorteil des Monte-Carlo-Verfahrens tritt besonders in Erscheinung, wenn das Integrationsgebiet zu kompliziert ist, um eine analytische Berechnung von (A.3) zu erlauben. In diesem Fall läßt sich das Integrationsgebiet durch Einführung einer Funktion  $D(x)$  erfassen.

$$\sigma = \int_A D(x) \frac{d\sigma(x)}{dx} dx \quad A \supset G \quad (\text{A.6})$$

Im einfachsten Fall hat  $D(x)$  die Form einer Sprung-Funktion, sodaß die Integrale (A.3) und (A.6) identisch sind.  $D(x)$  kann aber auch eine kontinuierliche Funktion sein und das endliche Auflösungsvermögen und die unterschiedliche Akzeptanz des Detektors für verschiedene Bereiche des Phasenraums beschreiben. Durch eine formale Substitution gelangt man zu folgender Form von (A.6).

$$\begin{aligned} \sigma &= \int_G D(x) \frac{d\sigma(x)}{dx} dx = \int_G D(G^{-1}(y)) dy \\ dy &= \frac{d\sigma(x)}{dx} dx \Rightarrow y = G(x) = \int \frac{d\sigma(x)}{dx} dx \Rightarrow x = G^{-1}(y) \end{aligned}$$

Die Monte-Carlo-Näherung für dieses Integral ist dann

$$\sigma_{M.C.} = \frac{n}{m} D_{max} S \quad \text{mit} \quad S = \int_{A'} dy = \int_A \frac{d\sigma(x)}{dx} dx,$$

wobei die  $n$  Punkte  $y_i$  akzeptiert werden, die

$$\frac{D(G^{-1}(y_i))}{D_{max}} < R, \quad y_i \text{ gleichverteilt}$$

erfüllen. Statt der gleichverteilten Punkte  $y_i$  kann man auch direkt die Punkte  $x_i = G^{-1}(y_i)$  verwenden. Die  $x_i$  sind aber nicht gleichverteilt. Es sein  $\frac{dh}{dx}$  und  $\frac{dh}{dy}$  die Häufigkeitsverteilungen der  $x_i$  und  $y_i$ . Da die  $y_i$  gleichverteilt sein sollen, gilt  $\frac{dh}{dy} = 1$ . Dann ist

$$\frac{dh}{dx} = \frac{dh}{dy} \frac{dy}{dx} = \frac{d\sigma(x)}{dx}.$$

Das heißt, die  $x_i$  müssen gemäß  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  verteilt sein. Das schafft den Zusammenhang zu den oben erwähnten Programmen.

$$\sigma_{M.C.} = \frac{n}{m} D_{max} S$$

von den  $m$  Punkten  $x_i$   
werden die  $n$  akzeptiert, die

$$\frac{D(x_i)}{D_{max}} < R \text{ erfüllen.}$$

Detektorsimulation

$$S = \int_A \frac{d\sigma(x)}{dx} dx$$

$$x_i \text{ gemäß } \frac{d\sigma(x)}{dx} \text{ verteilt.}$$

Eventgenerator

#### A.2.1.1 DIVON 4 – Ein adaptives Monte Carlo

Der Kern des Eventgenerators ist also ein Algorithmus, der Punkte im Phasenraum, also Ereignisse, erzeugt, die gemäß  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  verteilt sind. Das einfachste Verfahren hierzu ist wieder ein Art „hit and miss“-Monte Carlo. Die Punkte  $x_i$  werden in  $A$  gleichverteilt erzeugt und es werden alle Punkte akzeptiert, die (A.5) erfüllen. Sofern die Funktion  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  im Gebiet  $A$  nicht allzu stark variiert, ist die Effizienz des Verfahrens hinreichend, d.h. die Zahl der Punkte, die verworfen werden, ist nicht so groß, daß die Geschwindigkeit des Programms inakzeptabel wird.

**Die adaptive Monte-Carlo-Technik** Falls aber die Funktion  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  sich in  $A$  stark verändert, ist es sinnvoll von vornherein bevorzugt dort Ereignisse zu erzeugen, wo  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  groß ist. Ein allgemein anwendbares Verfahren, um dies zu erreichen, stellen die adaptiven Monte-Carlo-Algorithmen dar. Die Idee dabei ist es, das Gebiet  $A$  nach und nach in Subgebiete  $A_1, A_2, \dots, A_j$  zu unterteilen und diese gegebenenfalls wieder in Sub-Subgebiete  $A_{11}, A_{12}, \dots, A_{jk}$  und so fort. Der Algorithmus

verfeinert dabei die Unterteilung gerade dort, wo häufig Ereignisse akzeptiert werden, d.h. wo  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  groß ist. Wenn nun die Wahrscheinlichkeit, daß ein Punkt  $x_i$  in dem Subgebiet  $A_{jk\dots}$  liegt, für alle  $A_{jk\dots}$  gleich ist, dann paßt sich die Verteilung der  $x_i$  von vornherein grob, nämlich im Rahmen der gewählten Unterteilung von  $A$ , an  $\frac{d\sigma(x)}{dx}$  an. Im nächsten Schritt wird dann geprüft, ob die so erzeugten Punkte (A.5) erfüllen, sodaß sich zum Schluß die exakte Verteilung ergibt.

**DIVON 4** Es existieren eine Reihe erprobtere Programme, die auf der adaptiven Monte-Carlo-Technik beruhen. Das hier verwendete Unterprogrammpaket trägt den Namen DIVON 4 und ist Teil der CERN Library [30]. Das Programm LR, also der Eventgenerator, der hier vorgestellt werden soll, benutzt als Phasenraumvariablen  $x$  und  $Q^2$ . Die Wirkungsquerschnitte  $\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\pm)}{dx dQ^2}$  werden an DIVON 4 in Form einer FORTRAN-Funktion übergeben. Der Monte-Carlo-Algorithmus arbeitet dann in zwei Stufen. In einem Initialisierungsschritt (Unterprogramm PARTN) adaptiert sich das Programm an  $\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\pm)}{dx dQ^2}$ , indem es eine Unterteilung des Gebietes  $A$  vornimmt, die dem Wirkungsquerschnitt angemessen ist. Das Integrationsgebiet  $A$  wird dabei als untere und obere Grenze für  $x$  und  $Q^2$  vorgegeben. Danach können durch Aufruf des Unterprogramms RANGEN beliebig viele zufällige  $(x, Q^2)$ -Paare erzeugt werden, deren Verteilung  $\frac{d^2\sigma(e_{L,R}^\pm)}{dx dQ^2}$  entspricht. Anzumerken bleibt noch, daß hier wie auch in allen anderen Programmteilen durchweg der H1-Standardzufallszahlengenerator H1RN benutzt wird.

## A.2.2 Vom Phasenraum zu den Elementarteilchen

Bis hierhin sind von dem zu simulierenden Ereignis nur die Variablen  $x$  und  $Q^2$  bekannt. Da das Verhalten des Detektors natürlich nicht nur von den Phasenraumvariablen abhängt, sondern auch von den speziellen Eigenschaften der erzeugten Elementarteilchen, muß das  $(x, Q^2)$ -Paar in einen Satz von Teilchen zusammen mit ihren Vierervektoren übersetzt werden. Das Verfahren dazu wird im weiteren beschrieben. Dabei soll keineswegs versucht werden, die verwendeten Methoden und Modelle zur Ereignissimulation ausführlich darzulegen und ihre Vor- wie auch Nachteile zu diskutieren. Da hier nur ein Überblick gegeben werden soll über die Konzeption des Eventgenerators LR, sei stattdessen auf die in den einzelnen Abschnitten zitierte Literatur verwiesen.

### A.2.2.1 Das Ereignis auf Partonebene

**Quarkflavour und Art des Neutrinos** Als erstes ist zu entscheiden, welche Art von Quark und Neutrino nach der Streuung vorliegen. Der Einfachheit halber wird im folgendem immer die Streuung eines Elektrons am Proton betrachtet. Für Positronen verläuft der Auswahlprozeß analog.

Die Quarkflavour vor der Streuung kann bestimmt werden, wenn man den Wirkungsquerschnitt in die entsprechenden Anteile für linkshändige bzw. rechtshändige Quarks und Antiquarks zerlegt. Aus (4.34) wird dabei:

$$\begin{aligned}\sigma_L &= \frac{d^2\sigma(e_L^-)}{dx dQ^2} \frac{1}{2}(1-P) = (S_L + \bar{S}_L) \frac{1}{2}(1-P), \\ S_L &= (u+c)(A_L + B(1-y)^2), \\ \bar{S}_L &= (\bar{d} + \bar{s})(A_L(1-y)^2 + B), \\ \sigma_R &= \frac{d^2\sigma(e_R^-)}{dx dQ^2} \frac{1}{2}(1+P) = (S_R + \bar{S}_R) \frac{1}{2}(1+P), \\ S_R &= (u+c)(A_R(1-k) + B(1-y-k)(1-y)), \\ \bar{S}_R &= (\bar{d} + \bar{s})(A_R(1-y)(1-y-k) + B(1-k)).\end{aligned}$$

Dabei ist  $k = \frac{m_R^2}{sx}$  und  $\sigma_{L,R}, S_{L,R}$  sowie  $\bar{S}_{L,R}$  sind Funktionen von  $x$  und  $Q^2$ . Die genaue Struktur des Ereignisses wird dann durch ein Zufallsverfahren ausgewählt. Dabei legt  $\sigma_L/(\sigma_L + \sigma_R)$  die Wahrscheinlichkeit fest, ein  $\nu_L$  im Endzustand vorzufinden. Ob an einem Quark oder Antiquark gestreut wird, hängt von  $S_{L,R}$  und  $\bar{S}_{L,R}$  ab. Die Quarkdichtefunktionen  $u, c$  bzw.  $\bar{d}, \bar{s}$  gestatten es, die Art des einlaufenden Quarks zu bestimmen. Schließlich muß das Programm noch darüber entscheiden, welche Händigkeit das ursprüngliche Quark besitzt, um die entsprechende Kobayashi-Maskawa-Matrix auswählen zu können. Dazu dienen (siehe Abschnitt 4.2 für die Schreibweise):

$$l = \sum_j |M_{ij}^{LL-}|^2, \quad r = \sum_j |M_{ij}^{LR-}|^2.$$

Das Betragsquadrat des entsprechenden Elements der linkshändigen bzw. rechtshändigen KM gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, mit der eine bestimmte Quarkflavour nach der Streuung auftritt.

Der Auswahlprozeß ist in Abb. A.2 dargestellt. Dort ist  $R_i, i = 1 \dots 5$  jeweils eine Zufallszahl aus dem Intervall  $[0, 1]$ .

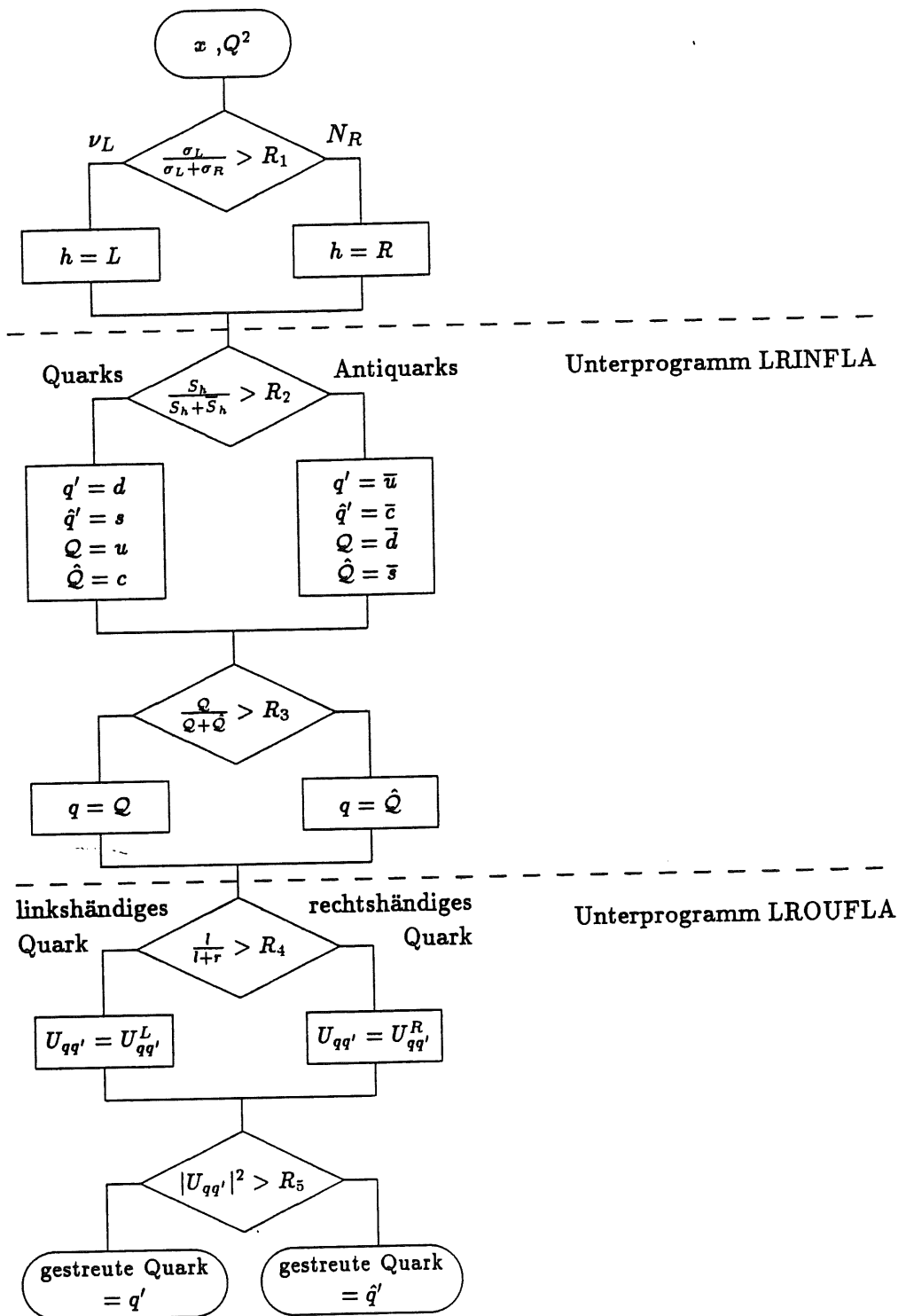


Abbildung A.2: Algorithmus der die Art des Quarks nach der Streuung festlegt.

**Viererimpulse** Da nun die Händigkeit des Neutrinos und damit seine Masse bekannt ist, lassen sich die Vierervektoren der beteiligten Partonen berechnen. Dazu werden im Unterprogramm LRFOUR bzw. in der Funktion DFUN die folgenden Beziehungen verwendet, die aus (4.1), (4.2) und (4.3) folgen (siehe auch Abschnitt 4.1 für die Definition der Impulse).

gestreutes Quark	gestreutes Lepton
$k^{o'}$	$p'_{\perp}$
$ \vec{k}' ^2$	$p'_{\parallel}$
$k'_{\parallel}$	$\cos \theta_J$
$k'_{\perp}$	

$$\begin{aligned}
 k^{o'} &= E_e(1-y) + E_pxy + \frac{m_{R,L}^2}{4E_e} & p'_{\perp} &= -k'_{\perp} \\
 |\vec{k}'|^2 &= k^{o'2} - m_{R,L}^2 & p'_{\parallel} &= x|\vec{P}| + |\vec{k}'| - k'_{\parallel} \\
 k'_{\parallel} &= E_pxy + \frac{m_{R,L}^2}{4E_e} - E_e(1-y) & \cos \theta_J &= \frac{E_px(1-y) - E_e y - \frac{m_{R,L}^2}{4E_e}}{E_px(1-y) + E_e y - \frac{m_{R,L}^2}{4E_e}} \\
 k'_{\perp} &= \sqrt{|\vec{k}'|^2 - k'_{\parallel}{}^2} + p_{prim}
 \end{aligned}$$

$$p_{prim} = p_{kt} \sqrt{-\ln R_1} \text{sign}(0.5 - R_2), \quad R_1, R_2 \in [0, 1] \text{ Zufallszahlen}$$

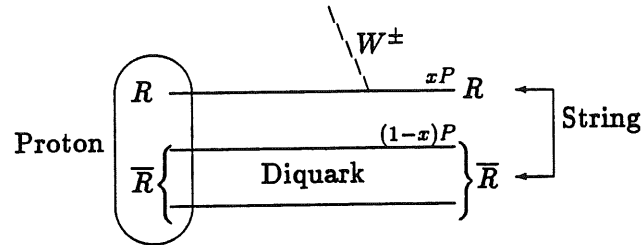
$E_e, E_p$  Energie des Elektrons und des Protons im Laborsystem

$\vec{k}$	Impuls des Elektrons (Positrons)
$k' = (k^{o'}, \vec{k}')$	Viererimpuls des Neutrinos
$k'_{\perp}$	Transversalkomponente von $\vec{k}'$ bezüglich des Protonimpulses
$k'_{\parallel}$	Longitudinalkomponente von $\vec{k}'$ bezüglich des Protonimpulses
$\vec{P}$	Impuls des Protons
$\vec{p}'$	Impuls des gestreuten Quarks
$p'_{\perp}$	Transversalkomponente von $\vec{p}'$ bezüglich des Protonimpulses
$p'_{\parallel}$	Longitudinalkomponente von $\vec{p}'$ bezüglich des Protonimpulses
$\theta_J$	Winkel zwischen $\vec{p}'$ und $\vec{P}$

Hierbei kann das Quark im Proton einen gewissen Transversalimpuls  $p_{prim}$  besitzen. Die Größe dieses primordialen Impulses wird mit Hilfe zweier Zufallszahlen so bestimmt, daß sich eine Gaußverteilung der Breite  $p_{kt}$  ergibt.

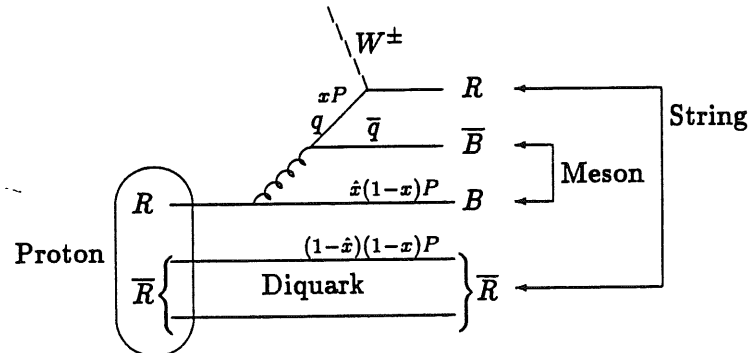
**Lund-Modell der Baryonproduktion** Die nächsten Schritte zur Konstruktion des Ereignisses orientieren sich am Lund-Modell der Baryonproduktion in der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung [5][6][46]. Für die (s.u.) Stringfragmentation muß geklärt werden, wie sich die beteiligten Partonen zu Farbsingulets verbinden lassen. Abhängig davon, an welchem Quark die Streuung des Elektrons stattfindet, kann man drei Fälle unterscheiden:

1. Streuung an einem Valenzquark<sup>g</sup>, d.h. an einem  $u$ - oder  $d$ -Quark<sup>1</sup>.



Dies ist der einfachste Fall. Das Proton wird in ein Quark und ein Diquark aufgespalten, wobei das Diquark den Impuls  $(1-x)P$  erhält und  $P$  der Impuls des Protons ist. Der String, der später Ausgangspunkt für die Fragmentation sein wird, erstreckt sich vom Quark zum Diquark.

2. Streuung an einem See-Quark<sup>g</sup>, d.h. an einem  $s$ - oder  $c$ -Quark.



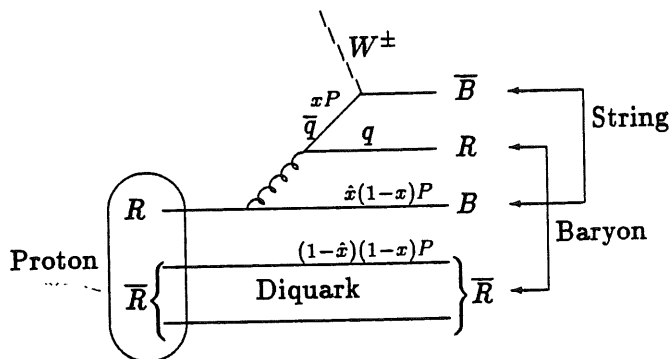
Das Proton wird wiederum in ein Quark und ein Diquark aufgespalten. Die Streuung findet nun aber nicht an einem Valenzquark statt, vielmehr emittiert eines der Valenzquarks ein Gluon, das dann in ein  $q\bar{q}$ -Paar aufspaltet. Dies sei als vereinfachte Sprechweise verstanden, natürlich lässt sich das Gluon nicht eindeutig einem speziellen Valenzquark zuordnen. Das Quark aus dem  $q\bar{q}$ -Paar ist es nun, das an dem harten Streuprozeß teilnimmt. Zurück blei-

<sup>1</sup>Die Buchstaben R und B kennzeichnen die Farbe der Partonen, hier also Rot und Blau, wobei die Farbwahl in den folgenden drei Abbildungen natürlich nur als Beispiel anzusehen ist.



ben die Valenzquarks und das Antiquark aus dem  $q\bar{q}$ -Paar, die insgesamt den Impuls  $(1-x)P$  erhalten. In dieser Situation lassen sich zwei Farbsingulets bilden. Zum einen aus dem gestreuten Quark und dem Diquark, zum andern aus dem einzelnen Valenzquark und dem Antiquark. Quark und Diquark werden wie im 1. Fall durch einen String verbunden, der später fragmentiert. Von dem Quark-Antiquark-System, das jetzt noch übrig bleibt, wird angenommen, daß seine invariante Masse klein ist und es deshalb nur ein einzelnes Meson bildet. Um die Aufteilung der Energie zwischen Quark und Diquark festzulegen wird eine Verteilung der Form  $\frac{dh}{dx} = 2(1-x)$  gewählt und das Quark erhält den Impuls  $\hat{x}(1-x)P$ , sodaß im Mittel auf jedes Valenzquark ein Drittel der zur Verfügung stehenden Energie entfällt. (Die gewünschte Verteilung kann mit  $\hat{x} = 1 - \sqrt{R}$ ,  $R \in [0, 1]$  erzeugt werden.) Der Impuls des Antiquarks schließlich wird als vernachlässigbar angenommen.

3. Streuung an einem See-Antiquark, d.h. an einem  $\bar{u}$ -,  $\bar{d}$ -,  $\bar{c}$ - oder  $\bar{s}$ -Quark.



Die Situation gleicht dem 2. Fall, nur daß jetzt die Rollen des Quarks und des Antiquarks aus dem Gluon vertauscht sind. Weil damit auch die Zuordnung der Farbe vertauscht ist, wird jetzt das gestreute Quark und das einzelne Valenzquark durch einen String verbunden, während das Diquark und das übrig bleibende Quark des  $q\bar{q}$ -Paares ein einzelnes Baryon bilden. Die Aufteilung der Energie zwischen Quark und Diquark erfolgt wie im 2. Fall.

**Partonschauer** Bisher ist nur das Matricelement in niedrigster Ordnung betrachtet worden, d.h. für den Prozeß  $e + q \rightarrow N_R + q'$ . Dabei wurden keine QCD-Korrekturen berücksichtigt, insbesondere auch nicht die Möglichkeit der Gluonen-

bremsstrahlung durch das gestreute Quark:  $e + q \rightarrow N_R + q' + g$ . Bei HERA werden aber solche QCD-Effekte nicht vernachlässigbar sein und es ist zu erwarten, daß zum einen Ereignisse auftreten mit zusätzlichen Jets, die auf harte Gluonen zurückgehen, zum anderen auch, daß die Jets aufgrund der Emission weicher Gluonen aufgeweitet sind; die Teilchen der Jets also einen höheren Transversalimpuls besitzen. Ein Weg QCD-Korrekturen zu berücksichtigen ist es, die exakten Matrixelemente in der gewünschten Ordnung in  $\alpha_s$  zu verwenden. Dies scheidet aber für höhere Ordnungen an der schnell wachsenden Komplexität der damit verbundenen Rechnungen. Für die ep-Streuung existieren die Matrixelemente bis zur Ordnung  $\alpha_s^2$ , also für 4-Jet-Ereignisse [14]. Einen alternativen Weg, der sich insbesondere für Monte-Carlo-Programme eignet, stellen die Partonschaueralgorithmen dar. Der Ausgangspunkt dabei ist die Aufspaltung des primären Partons in zwei Partonen, also die Prozesse  $q \rightarrow q + g$ ,  $g \rightarrow g + g$  und  $g \rightarrow q + \bar{q}$ . Dies wird in führender logarithmischer Näherung (LLA) durch die Altarelli-Parisi-Gleichung [2] bzw. durch die dazu äquivalente Dipolformulierung der Gluonenemission [8][67] beschrieben. Mehrfach angewendet erzeugt der Aufspaltungsalgorithmus dann Quark-Gluonen-Konfigurationen in beliebiger Ordnung. Hier ist nun zwischen zeitartigen und raumartigen Schauern zu unterscheiden. Zeitartige Schauer gehen von dem gestreuten Quark aus, während raumartige mit dem Quark vor der Streuung verbunden sind [12]. Die Begriffe beziehen sich auf das Vorzeichen des Impulsquadrates  $p^2$ . Dabei ist  $p$  der Viererimpuls des Gluons und die Schauer heißen zeitartig falls  $p^2 > 0$  gilt. Für raumartige Schauer ist hingegen  $p^2 < 0$ , was den virtuellen Charakter der Gluonen widerspiegelt, die vor der Streuung emittiert werden. Unterschiedlich sind auch die zugehörigen Algorithmen für diese beiden Arten von Partonschauern [31], was den Aufwand vergrößert, diesen Ansatz in einem Monte-Carlo-Programm einzubeziehen. Das Problem läßt sich vereinfachen, wenn man berücksichtigt, daß die Aufteilung in raumartige und zeitartige Schauer nicht eichinvariant ist. Es besteht sogar die Möglichkeit, die Eichung so zu wählen, daß bei der ep-Streuung nur das auslaufende Quark Gluonen emittiert [67][49]. Dies ist für das Programmpaket ARIADNE 3.1 der Fall, das aus diesem Grund hier Anwendung findet.

**ARIADNE 3.1** ARIADNE unterscheidet sich von anderen Programmen zur Partonschauerentwicklung dadurch, daß es auf der Dipolformulierung der Gluonenemission beruht [67]. Das sich auseinander bewegende Quark-Diquark- bzw. Quark-Antiquark-System wird als Farbdipol behandelt, der Gluonen aussendet in ähnlicher Weise, wie ein elektromagnetischer Dipol Photonen. Da Gluonen anders als Photonen selber (Farb-)Ladung tragen, wird aus dem einzelnen Dipol dabei eine Anordnung von zwei Dipolen (z.B.  $q - \bar{q} \rightarrow q - g - \bar{q}$ ), die dann beide wieder Gluonen emittieren können. Durch mehrfache Anwendung dieses Prozesses verwandelt sich

das anfängliche System von Farbe und Antifarbe in eine Kette von Dipolen, d.h. in eine Reihe von Gluonen, die zwischen den ursprünglichen Partonen aufgespannt sind (z.B.  $q - \bar{q} \rightarrow q - g - \dots - g - \bar{q}$ ). Die Gluonenabstrahlung eines Dipols wird beendet, wenn entweder seine invariante Masse oder aber der Transversalimpuls des Gluons unterhalb eines vorgegebenen Minimalwertes sinkt.

#### A.2.2.2 Hadronisation

Das Ereignis liegt jetzt in Form von ein oder zwei Farbsingulets zusammen mit der Information über die Flavour der beteiligten Quarks, dem gestreuten Lepton und den zugehörigen Vierervektoren vor. Der letzte Schritt in der Simulation des Streuprozesses führt nun von den Partonen zu den beobachtbaren Hadronen.

**Fragmentationmodelle** Derzeit finden vor allem zwei Ansätze zur Beschreibung des Fragmentationsprozesses Anwendung [31]. Zum einen die Clusterfragmentation [17], auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, zum andern die Stringfragmentation. Ausgangspunkt bei der Stringfragmentation ist das Feld zwischen zwei Farbladungen, von dem angenommen wird, daß es aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen die Form eines Flußschlauches besitzt. Dieser Flußschlauch wird im Lund-Fragmentationsmodell als eindimensionaler relativistischer String beschrieben und die Energie des Farbfeldes wird als proportional zur Länge des Strings angesetzt, was einem linearen Confinement-Potential entspricht [7]. Gluonen werden in dieses Bild als lokalisierte transversale Anregung des Strings sogenannte „kinks“ eingefügt. Der Fragmentationsprozeß sieht nun so aus, daß das Feld zwischen zwei Farbladungen, die sich auseinander bewegen, solange anwächst, bis die Energie des Feldes genügt, ein Quark-Antiquark- bzw. ein Quark-Diquark-Paar zu bilden und der String in zwei Teilstrings aufbricht. Dieser Vorgang wiederholt sich, bis die Masse der einzelnen Stringstücke in der Größenordnung hadronischer Massen liegt.

**JETSET 7.2** JETSET [77] stellt eine vollständige Beschreibung der Hadronisation dar bis zu den Teilchen, die letztlich im Detektor beobachtbar sind. Dazu benutzt es zunächst das Lund-Modell der Stringfragmentation, um dann anschließend den Zerfall der kurzlebigeren Hadronen, die bei der Fragmentation entstanden sind, zu berücksichtigen. Dabei bedeutet „kurzlebig“ bei der hier verwendeten Einstellung des Programms eine mittlere Zerfallslänge von weniger als 10 mm.

Zur Kommunikation mit JETSET 7.2 wie auch mit ARIADNE 3.1 dienen drei Variablenfelder, die in dem FORTRAN COMMON-Block LUJETS zusammen-

gefaßt sind. Das Unterprogramm LRSULJ trägt hier gemäß den JETSET-7.2-Konventionen [77] ein, welche Teilchen im Streuprozeß auftreten und welche Partonen zu einem String verbunden sind. Dazu muß zuvor die Liste der Teilchen, die JETSET 7.2 bekannt sind, um ein rechtshändiges Neutrino erweitert werden, das hierbei den Flavourcode 42 erhält. Bei der Streuung an einem Seequark muß weiterhin für das Farbsingulett, das in ein einzelnes Hadron fragmentieren soll, ein Meson bzw. Baryon ausgewählt werden. Die Wahrscheinlichkeit, bei gegebener invarianter Masse und festgelegter Flavourkombination ein bestimmtes Hadron zu wählen, wird dabei ebenfalls mit Hilfe von JETSET ermittelt, und zwar durch das Unterprogramm LUKFDI. Die Variablenfelder des LUJETS COMMON-Blocks, die nun die gesamte Information über das Ereignis enthalten, werden im nächsten Schritt an ARIADNE übergeben, um eine Partonschauerentwicklung des Strings durchzuführen, der mit dem gestreuten Quark verbunden ist. Danach werden die Felder, die jetzt zusätzlich die Gluonen des Partonschauers enthalten, durch die Fragmentationroutinen von JETSET 7.2 bearbeitet. Nach diesem Schritt stellen sie im wesentlichen eine Liste der Elementarteilchen dar, die nach der Streuung den Wechselwirkungspunkt verlassen und der zugehörigen Vierervektoren.

### A.2.3 Ein- und Ausgabe

#### A.2.3.1 Ereignisdatei

Die Simulation der Physik ist beendet. Das Ereignis muß nun noch in einer Datei abgelegt werden, um für die weitere Verarbeitung verfügbar zu sein. Innerhalb der H1-Software wird hierfür das Datenbanksystem BOS [13] verwendet. Die Grundeinheit, in der BOS die Daten organisiert, wird als Bank bezeichnet und der Zugriff auf eine bestimmte Bank erfolgt mit Hilfe eines ihr zugeordneten Namens. Anzahl, Format und Name dieser Bänke ist Teil der in der H1-Kollaboration vereinbarten Softwarestandards [37]. Die Daten des simulierten Ereignisses werden zunächst vom LUJETS-COMMON-Block in den HEPEVT-COMMON-Block übertragen (Unterprogramm LRLUHP), dessen Format als Standard für Eventgeneratoren in der Hochenergiephysik vorgeschlagen wurde [3] und der auch bei H1 verwendet wird. Dieser und eine Reihe weiterer COMMON-Blöcke, die zusätzliche Angaben über den Streuprozeß enthalten (Unterprogramm LRGOUT), dienen als Schnittstelle für das Programm GENOUT [37], das schließlich alle Informationen über das simulierte Ereignis in die entsprechenden BOS-Bänke ablegt.

### A.2.3.2 Steuerung des Eventgenerators

Zu Beginn des Programmlaufs liest das Unterprogramm LRMYP A, das auf dem Programm MYPARA von U. Braun und R. Kaschowitz [37] basiert, eine Reihe von Parametern und Flags ein, die den Ablauf der Simulation steuern. Diese Größen werden dem Programm in Form einer BOS-Textbank namens GSLR zur Verfügung gestellt, die den Namen (bei Feldern zusätzlich die Indizes) und den Wert enthält, der dem Parameter bzw. dem Flag zugewiesen werden soll. Im einzelnen können folgende Größen vorgegeben werden:

(Der in Klammern angegebene Wert wird verwendet, wenn die entsprechende Variable nicht in der GSLR-Bank auftritt.)

#### Modellparameter

M1	(80.9)	Masse des $W_1$ -Bosons
M2	(300.)	Masse des $W_2$ -Bosons
MR	(0.)	Masse des rechtshändigen Neutrinos
R	(1.)	Verhältnis der Kopplungskonstanten, $R = \frac{g_R}{g_L}$
MIX	(0.)	Mischungswinkel $\zeta$

	1. Index	2. Index		
KMR2	1	1	(0.95)	$ U_{11}^R ^2$
KMR2	1	2	(0.05)	$ U_{12}^R ^2$
KMR2	2	1	(0.05)	$ U_{21}^R ^2$
KMR2	2	2	(0.95)	$ U_{22}^R ^2$

## Grenzen auf die kinematischen Größen

	1. Index	2. Index		
UC	1	1	(0.01)	$x_{min}$
UC	1	2	(1.0)	$x_{max}$
UC	2	1	(0.01)	$y_{min}$
UC	2	2	(1.0)	$y_{max}$
UC	3	1	(1E3)	$Q_{min}^2$
UC	3	2	(1E8)	$Q_{max}^2$
UC	4	1	(5.0)	$W_{min}^2$
UC	4	2	(1E8)	$W_{max}^2$
UC	5	1	(0.)	$\nu_{min}$
UC	5	2	(1E8)	$\nu_{max}$
UC	6	1	(0.)	$E'_{min}$ minimale Energie des gestreuten Leptons
UC	6	2	(1E8)	$E'_{max}$ maximale Energie des gestreuten Leptons
UC	7	1	(0.)	$\theta_{min}$ minimaler Winkel des gestreuten Quarks (Stromjet) im Laborsystem
UC	7	2	(3.14)	$\theta_{max}$ maximaler Winkel des gestreuten Quarks (Stromjet) im Laborsystem

LR überprüft die Konsistenz der einzelnen Grenzen und wählt den jeweils kleinsten Bereich.

## Flags

LEPTYP	(11)	Art des Leptons, das am Proton gestreut wird. 11: Elektron, -11: Positron
KLER	(1)	1: $U^R = U^L$ , 0: $ U_{ij}^R $ wird explizit angegeben, siehe KMR2.
IACT	(3)	Händigkeit der Wechselwirkung. 1: rein linkshändig, 2: rein rechtshändig 3: gemischt
TYPSTF	(1)	Verwendet Strukturfunktionen, siehe Abschnitt 4.3. 1: EHLQ Satz 1, 2: EHLQ Satz 2, 3: DO Satz 1, 2: EHLQ Satz 2, 5: GHR, 6: HMRS EMC-Fit, 7: HMRS BCDMS-Fit
SHOW	(1)	0: kein Partonschauer 1: Partonschauer (ARIADNE 3.1)
PF	(1)	0: keine Fragmentation 1: Fragmentation (JETSET 7.2)
RPHI	(1)	1: Rotation in $\phi$ mit $\phi = \pi R$ , $R \in [0, 1]$ , 0: keine Rotation
SYSTEM	(0)	Bezugssystem 0: Laborsystem, 1: Hadronisches CMS, z-Achse entlang des Bosons
INTFLG	(1)	1: Numerische Integration des Wirkungsquerschnittes wird durchgeführt, 0: Keine Integration
GENON	(1)	1: Schreibe BOS-Ereignisbänke, 0: schreibe nicht
LUOUT	(6)	FORTTRAN-UNIT für die Ausgabe von Text.
LIST	(1)	Anzahl der Ereignisse, die mittels des JETSET-Unterprogramms LULIST aufgelistet werden.
SAVSTAT	(0)	1: speichere den Status des Zufallszahlengenerators vor jedem neuen Ereignis, das erzeugt wird.

## A.2.3.3 Kommunikation mit anderen Programmen

Abschließend sei noch erwähnt, daß, um die Zusammenarbeit mit anderen Programmen insbesondere zur Analyse der simulierten Ereignisse zu vereinfachen, als Schnittstelle drei Unterprogrammaufrufe in LR eingebaut sind. Der Anwender muß dazu die folgenden drei Unterprogramme zur Verfügung stellen:

LRASTA	wird einmalig während der Initialisierung von LR aufgerufen.
LRAASDO	wird nach jedem erzeugten Ereignis und vor GENOUT aufgerufen.
LRAAEND	wird einmalig vor Programmende aufgerufen.

# Glossar

## I. Glossar verwendeter Begriffe und Abkürzungen

Die hier aufgenommenen Begriffe sind im Text bei ihrem ersten Auftreten durch ein hochgestelltes <sup>g</sup> markiert.

**CC** Charged current, Streuprozess der Form  $e + p \rightarrow \nu + \text{Hadronen}$ , also durch den Austausch eines  $W^\pm$ .

**C.L.** Confidence level, Vertrauensbereich statistischer Aussagen.

**ep-Streuung** Elektron-Proton-Streuung

**GSW** Glashow-Salam-Weinberg-Theorie

**KM** Kobayashi-Maskawa-Matrix

**Least squares fit** Anpassung der Parameter einer Funktion an einen Datensatz mittels der Methode der kleinsten Quadrate (least squares)

**LS-Fit** Least squares fit

**LRS** Links-rechts-symmetrisch, Links-rechts-Symmetrie.

**NC** Neutral current, Streuprozess der Form  $e + p \rightarrow \nu + \text{Hadronen}$ , also durch den Austausch eines  $Z^0/\gamma$ .

**Protonjet** Jet, der aus dem Protonrest entsteht.

**QED** Quantenelektrodynamik

**Seequarks** Die virtuell im Proton vorhandenen Quarks.

**SM** Standardmodell, hier insbesondere das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung, also die Glashow-Salam-Weinberg-Theorie.



**Stromjet** Jet, der bei der Fragmentation des gestreuten Partons entsteht.

**Valenzquark** Die reellen  $u$ - und  $d$ -Quarks des Protons.

## II. Glossar häufig verwendeter Symbole

$\alpha_s$  Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung.

$E_p$  Energie des Protons im Laborsystem.

$E_e$  Energie des Elektrons oder Positrons im Laborsystem.

$g_{R,L}$  Kopplungskonstanten für  $SU_R(2)$  bzw.  $SU_L(2)$ . Im Rahmen dieser Arbeit gilt immer die Annahme:  $g_R = g_L$ .

h.c. hermitesch konjugiert

$m_R$  Masse des rechtshändigen Neutrinos.

$N_R$  rechtshändiges Neutrino

$Q^2$  Betragsquadrat des Impulsübertrages bei der ep-Streuung.

$s$  Schwerpunktsenergie bei der ep-Streuung.

$U^{R,L}$  Kobayashi-Maskawa-Matrix für den rechts- bzw. linkshändigen Sektor. Siehe Abschnitt 3.1.2.

$x$  Bjorken  $x$ , Impulsanteil des gestreuten Quarks am Gesamtimpuls des Protons.

$\zeta$  Mischungswinkel zwischen  $W_L$  und  $W_R$ , siehe (2.28).

# Literaturverzeichnis

- [1] ALEPH Collaboration, P.Janot, „Search for New Particles”, XXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs 1990 = LAL 90-27
- [2] G.Altarelli, G.Parisi. Nucl.Phys.B126(1977)298
- [3] „Z Physic at LEP 1”, Vol.3 Event Generators and Software, Ed. G.Altarelli et al., CERN 89-08
- [4] „Proceedings of the study of an ep facility for europe”, Ed. U.Amaldi, DESY 79/48, S.391
- [5] B.Anderson et al., Z.Phys.9(1981)233
- [6] B.Anderson et al., Z.Phys.13(1982)361
- [7] B.Anderson et al., Phys.Rep97(1983)31
- [8] Yu.I.Azimov et al., Phys.Lett.D165(1985)147, Leningrad Preprint 1051(1985)
- [9] J.Basecq, Ling-Fong Li, P.B.Pal, Phys.Rev.D32(1985)175; Wei-Shu Hou, A.Soni, Phys.Rev.D32(1985)163
- [10] BCDMS Collaboration, A.Benvenuti et al., Phys.Lett.223B(1989)485
- [11] G.Beall, M.Bander, A.Soni, Phys.Rev.Lett.48(1982)848;
- [12] M.Bengtsson et al., „Proceedings of the HERA Workshop”, Vol.1, S.149, Hamburg 1987; M.Bengtsson, T.Sjöstrand, Z.Phys.37(1988)465
- [13] V.Blobel, „The BOS System Dynamic Memory Management“, Internal Report DESY R1-88-01, January 1988
- [14] T.Brodkorb et al., DESY 89-030
- [15] J.Carr et al., Phys.Rev.51(1983)627; P.Herczeg, Phys.Rev.D34(1986)3449

- [16] S.Geer, FERMLAB-Conf-90/146-E
- [17] X.Artu, G.Menessier, Nucl.Phys.B70(1974)93;  
R.D.Field, S.Wolfram, Nucl.Phys.B213(1983)65; T.D.Gottschalk,  
D.A.Morris, Nucl.Phys.B288(1987)729; T.D.Gottschalk,  
Nucl.Phys.B239(1984)325; T.D.Gottschalk, Nucl.Phys.B239(1984)349;  
G.Marchesini, B.R.Webber, Nucl.Phys.B238(1984)1; B.R.Webber,  
Nucl.Phys.B238(1984)492; G.Marchesini, B.R.Webber,  
Nucl.Phys.B310(1988)461; I.G.Knowlea, Nucl.Phys.B310(1988)571
- [18] J.L.Cortes, X.Y.Pham, A.Tounsi, Phys.Rev.D25(1982)188
- [19] F.Cornet, R.Rückl, „Proceedings of the HERA Workshop”, Vol.2,  
ed.R.D.Peccei, Hamburg 1987
- [20] DELPHI Collaboration, G.Wormser, „Search for New Particles with  
DELPHI”, XXVth Rencontres de Moriond, Les Arcs 1990 = LAL 90-28
- [21] M.Diemoz, F.Ferroni, E.Longo, G.Martinelli, Z.Phys.C39(1988)21
- [22] D.Duke, J.Owens, Phys.Rev.D30(1984)49
- [23] F.Dydak, „Conference on High Energy Physics”, Singapore 1990
- [24] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane und C.Quigg, Rev.Mod.Phys56(1984)579  
und Rev.Mod.Phys58(1985)1065
- [25] R.Eichler, „Proceedings of the 1987 International Symposium on Lepton  
and Photon Interaction”, Hamburg 1987, ed. W.Bartel, R.Rückel,  
Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)3(1988)389
- [26] T.Ejiri et al., Nucl.Phys.A448(1986)271; D.Caldwell et a.,  
Phys.Rev.Lett.50(1983)721
- [27] EMC Collaboration, J.Aubert et al., Nucl.Phys.B259(1985)189
- [28] J.Feltesse, „Proceedings of the HERA Workshop”, Vol.1, S.33, Hamburg  
1987
- [29] E.Fermi, Scient.2,Heft 12,(1933), Z.Phys.88(1934)161
- [30] J.Friedman, M.Wright, DIVON 4, CERN Computer Centre Program  
Library D151
- [31] B.R.Webber, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.36(1986)253; Int.J. of Mod.  
Phys.3(1988)751; und [3]

- [32] A.G.Frodesen, O.Skjeggestad, H.Tøfte, „Probability and Statistics in Particle Physics”, Universitetsforlaget Bergen 1979
- [33] D. Gerdes, priv. Mitteilung, März 1991
- [34] S.L.Glashow, Nucl.Phys.22(1961)579
- [35] M.Glück, E.Hoffmann und E.Reya, Z.Phys.C13(1982)119
- [36] H.Grassmann, „Neue Ergebnisse von  $p\bar{p}$ -Speicherringen”, DPG-Tagung, Aachen 1991
- [37] WG T1: „Monte Carlo Event Generators“, Minutes of the meeting held at DESY on MAY 16, 1990, Ed. G.Grindhammer
- [38] M.Gronau, C.N.Leung, J.L.Rosner, Phys.Rev.D29(1984)2539
- [39] J.F.Gunion, B.Kaiser, „Proceedings of the 1984 Summer Study on the Design and Utilization of the SSC”, Snowmass 1984
- [40] J.F.Gunion et al., Phys.Rev.D40(1989)1546
- [41] P.N.Harriman, A.D.Martin, R.G.Roberts, W.J.Stirling,  
DTP/90/04 = RAL/90/007
- [42] HERA Bulletin Nr.13, Jun. 1988
- [43] HERA Bulletin Nr.16, Jun. 1989
- [44] P.W.Higgs, Phys.Lett.12(1964)132, Phys.Rev.Lett.13(1964)508
- [45] G.Ingelman et al., „Proceedings of the HERA Workshop”, Vol.1, S.19,  
Hamburg 1987
- [46] G.Ingelman, LEPTO 5.2, „The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering“, Short Manual 1987, unveröffentlicht
- [47] S.Jadach, „TAUOLA, Tau Decay Simulation Package“, Version 1.4, August 1987
- [48] A.Jodidio et a., Phys.Rev.D34(1986)1967, Phys.Rev.D37(1988)237
- [49] K.Kato, T.Munehisa, Z.Phys.C40(1988)85
- [50] B.Kayser, „The Physics of Massive Neutrinos”, World Scientific 1989
- [51] T.W.Kibble, Phys.Rev.155(1967)1554

- [52] O.Klein, „New Theories in Physics”, Int. Inst. of Intellectual Cooperation, Paris 1939
- [53] M.Kraus, Phys.Lett128B(1983)37
- [54] L3 Collaboration, Phys.Lett.B251(1990)321
- [55] T.C.Lee, C.N.Yang, Phys.Rev.194(1956)254
- [56] P.Langacker, S.Uma Sankar, Phys.Rev.D40(1989)1569
- [57] J.Morfin, Wu-Ki Tung, Fermilab-Pub-90/74
- [58] R.N.Mohapatra, G.Senjanović, Phys.Rev.Lett.44(1980)912
- [59] R.N.Mohapatra, G.Senjanović, Phys.Rev.D23(1981)165
- [60] R.N.Mohapatra, „Quarks, Leptons and Beyond”, ed. H.Fritzsch et al., Plenum 1984, S.219
- [61] R.N.Mohapatra, Phys.Rev.D34(1986)909
- [62] R.N.Mohapatra, „Neutrinos”, ed. H.V.Klapdor, Springer, Berlin, Heidelberg 1988, S.117
- [63] R.N.Mohapatra, S.Nussinov Phys.Rev.D39(1989)1378
- [64] OPAL Collaboration, CERN-EP/90-72
- [65] P.B.Pal, OITS-434, University of Oregon 1990
- [66] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys.Lett. B239(1990)
- [67] U.Petterson, Lund preprint LU TP 88-5; L.Lönnblad, U.Petterson Lund preprint LU TP 88-15; L.Lönnblad Lund preprint LU TP 89-10; B.Anderson et al., Z.Phys.C43(1989)625
- [68] H.Pietschmann, „Weak Interactions-Formulae, Results and Derivations”, Springer Wien, New York 1974
- [69] S.Rajpoot, Phys.Lett.B191(1987)122
- [70] A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, ed. N.Svartholm, Stockholm 1968
- [71] U.Sarkar, „Neutrino Mass and Low Energy Weak Interaction”, Telemark 1984, ed. V.Barger, D.Cline, S.406  
P.Roy, O.Shanker, Phys.Rev.Lett.52(1984)713

- [72] P.Schmüser, priv. Mitteilung, Sep 1990
- [73] P.Schmüser, Phys.Bl.46(1990)470
- [74] P.Schmüser, „Stand des HERA-Projektes”, DPG-Tagung, Aachen 1991
- [75] G.Senjanović, Nucl.Phys.B153(1979)334
- [76] SLAC Collaboration, L.W.Whitlow et al., SLAC-Pub-5100(1989),  
L.W.Whitlow, SLAC-Report-357(1990)
- [77] T.Sjöstrand, Comp.Phys.Comm.39(1986)347; T.Sjöstrand, M.Bengtsson,  
Comp.Phys.Comm.43(1987)367; T.Sjöstrand, „A Manual to The Lund  
Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$ -Physics JETSET version  
7.2“, Nov. 1989
- [78] S.Weinberg, Phys.Rev.Lett.19(1967)1264
- [79] J.R.Wolberg, „Prediction Analysis”, Princeton 1967
- [80] L.Wolfenstein, Nucl.Phys.B186(1981)147;  
D.Wyler, L.Wolfenstein, Nucl.Phys.B218(1983)205
- [81] C.S.Wu et al., Phys.Rev.105(1957)1413
- [82] C.N.Yang, R.Mills Phys.Rev.96(1954)191
- [83] M.Gronau, R.Yahalom, Nucl.Phys.B236(1984)233; D.Chang,  
R.N.Mohapatra, Phys.Rev.D32(1985)1248; S.Rajpoot,  
Phys.Lett.B191(1987)122; R.N.Mohapatra, Phys.Lett.B201(1988)517;  
E.Ma, Phys.Rev.Lett.63(1989)1042; P.B.Pal, OITS-434 = CPHT A958.0290
- [84] J.C.Pati, A.Salam, Phys.Rev.D10(1974)275; R.N.Mohapatra, J.C.Pati,  
Phys.Rev.D11(1975)566, Phys.Rev.D11(1975)2558; R.N.Mohapatra,  
G.Senjanović, Phys.Rev.D12(1975)1502; H.Fritzsch, P.Minkowski,  
Nucl.Phys.B103(1976)61; R.N.Mohapatra, D.S.Sidhu,  
Phys.Lett.38(1977)667; A. De Rujula, H.Georgi, S.L.Glashow,  
Ann.Phys.109(1977)242
- [85] Übersichtsartikel zur LRS:  
R.N.Mohapatra, „New Frontiers in High Energy Physics”, ed.  
B.Kursunoglu et al., Plenum, New York 1978, S.337; G.Senjanović, [75] und  
„Phenomenology of Unified Theories”, ed. H.Galić et al., Dubrovnik 1983,  
S.133; R.N.Mohapatra, [60] und UM 90-200, (University of Maryland, April  
1990);

**Spezielle Teilgebiete:**

CP-Verletzung: R.N.Mohapatra, „CP-Violation“, ed. C.Jarlskog, World Scientific, Singapore 1989

Higgs-Sektor: J.F.Gunion [40]

Neutrinos: R.N.Mohapatra [62]

$W_R$ -Masse: P.Langacker, S.Uma Sankar, [56]

## Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei allen Angehörigen des III. Physikalischen Instituts B, in dessen ungezwungener Atmosphäre die Ideen dieser Arbeit entstanden sind, insbesondere auch bei Professor Peter Christian Bosetti, der den Anstoß zum Thema dieser Arbeit gegeben hat.

Mein besonderer Dank gilt auch meinem Büro-Gefährten Richard Kaschowitz für die gute Zusammenarbeit, wenn es galt, gemeinsame Probleme zu lösen. Ebenfalls erwähnen möchte ich Christoph Ley, der mir zu allen Fragen der Software und der Aachener Jazzszene erschöpfend Auskunft geben konnte und auch Regine Baumann für die anregenden Diskussionen zur Links-rechts-Symmetrie.

Schließlich möchte ich mich für die Verbesserungsvorschläge und das Aufspüren orthographische Fehler bei all denen bedanken, die die verschiedenen Vorversionen dieser Arbeit gelesen haben. Dies sind: Regine Baumann, Peter Graf, Hannes Jung, Dirk Kampmann, Richard Kaschowitz, Rainer Koltermann, Christoph Ley, Bernd Lindemann, Michael Rietz und Andreas Wagener.