

Untersuchungen zum experimentellen  
Nachweis von  $W$ -Produktion mit dem  
H1-Detektor am Beispiel des Zerfalls

$$W \rightarrow \mu \nu_{\mu}$$

## Diplomarbeit

vorgelegt von  
JÜRGEN KROSEBERG

Institut für Kernphysik  
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Juli 1998

---

# Inhaltsverzeichnis

Einleitung	v
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1 Das Standardmodell	1
1.2 Positron-Proton-Streuung	3
1.2.1 Tiefunelastische Streuung und Protonstruktur	4
1.2.2 Photoproduktion und Photonstruktur	7
1.2.3 Prozesse höherer Ordnung	8
1.3 W-Produktion in $ep$ -Reaktionen	9
1.4 Anomale $WW\gamma$ -Kopplungen	13
<b>2 Das Experiment</b>	<b>15</b>
2.1 HERA	15
2.2 Der H1-Detektor	16
2.2.1 Spurrkammern	18
2.2.2 Kalorimeter	19
2.2.3 Myonsysteme	21
2.2.4 Luminositätssystem	23
2.2.5 Flugzeitsysteme	23
2.2.6 Datennahme und Triggersystem	23
2.2.7 Detektorsimulation	26
<b>3 Ereignisselektion</b>	<b>27</b>
3.1 Signatur myonischer $W$ -Zerfälle	27
3.1.1 Kinematik auf Generatorniveau	28
3.1.2 Experimentelle Signatur	33
3.2 Untergrundprozesse	34
3.2.1 Tiefunelastische Streuung	35
3.2.2 Photoproduktion	36
3.2.3 $\mu$ -Paarproduktion $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	37
3.2.4 $\tau$ -Zerfälle	37

## INHALTSVERZEICHNIS

---

3.2.5	Nicht- $ep$ -Untergrund . . . . .	37
3.3	Vorselektion . . . . .	41
3.3.1	Verwendete Datenmenge . . . . .	41
3.3.2	Vertexbedingung . . . . .	41
3.3.3	Trigger . . . . .	41
3.3.4	Erkennung von kosmischen und Halomyonen . . . . .	46
3.4	Myonselektion . . . . .	46
3.4.1	Selektion von Kammerspuren . . . . .	46
3.4.2	Selektion von Myonkandidaten . . . . .	50
3.5	Weitere Selektionsbedingungen . . . . .	53
3.5.1	Isolation der Myonspur . . . . .	53
3.5.2	Transversalimpuls des Myonkandidaten . . . . .	56
3.5.3	Fehlender Transversalimpuls . . . . .	60
3.5.4	Azimutale Winkelkorrelation . . . . .	63
3.6	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Ergänzungen</b>	<b>79</b>
4.1	Weitere Triggerbedingungen . . . . .	79
4.1.1	Myon . . . . .	79
4.1.2	Gestreutes Positron . . . . .	82
4.1.3	Hadronischer Endzustand . . . . .	83
4.1.4	Zusammenfassung . . . . .	83
4.2	Andere Zerfälle des $W$ -Bosons . . . . .	84
4.2.1	Der Zerfall $W \rightarrow e\nu_e$ . . . . .	84
4.2.2	Der Zerfall $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ . . . . .	86
4.2.3	Der Zerfall $W \rightarrow q\bar{q}'$ . . . . .	86
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>89</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>91</b>

# Einleitung

Die Entdeckung des  $W$ -Bosons [1] im Jahre 1983 am Proton–Antiproton–Beschleuniger  $Spp\bar{S}$  in Genf bestätigte eine zentrale Vorhersage des *Standardmodells der Teilchenphysik* (SM), das auch heute noch alle experimentellen Ergebnisse auf diesem Gebiet konsistent beschreibt. Seither spielt die Untersuchung von  $W$ -Produktionsreaktionen eine wichtige Rolle bei der Bestimmung freier Parameter innerhalb des SM und der Suche nach dessen Grenzen. Eine besondere Bedeutung kommt dabei Prozessen zu, die über die Wechselwirkung zweier  $W$ -Bosonen mit einem Photon  $\gamma$  ablaufen.

Art und Stärke der Kopplung an diesem  $WW\gamma$ -Vertex sind in engen Grenzen festgelegt. Abweichungen von diesen Vorhersagen, *anomale Kopplungen*, würden grundlegende Aspekte des SM in Frage stellen. Die Präzision bisheriger Messungen ermöglicht nicht den Ausschluß *neuer Physik* jenseits des SM. Das Studium der  $WW\gamma$ -Kopplung ist daher nach wie vor von hohem Interesse und Gegenstand aktueller und zukünftiger Forschung.

Eine Möglichkeit ist die Untersuchung der Erzeugung von  $W$ -Bosonen am Positron–Proton–Speicherring HERA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg. Am dortigen H1-Experiment wurde erstmals 1994 ein Ereignis beobachtet [2], das einige typische Merkmale dieser seltenen Prozesse aufweist, wenn angenommen wird, daß das produzierte  $W$ -Boson in ein Myon und ein Myonneutrino zerfällt. Zusätzliches Interesse erwächst aus der Tatsache, daß Zerfälle hypothetischer Teilchen, die nicht im Standardmodell enthalten sind, aber von alternativen bzw. erweiterten Theorien vorhergesagt werden, zu ähnlichen Endzustandstopologien führen sollten [3]. Der experimentelle Nachweis solcher  $W$ -Produktionsereignisse mit myonischem Zerfall des  $W$ -Bosons ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Dabei geht es um die Entwicklung einer Selektionsstrategie und die Beschreibung der Möglichkeiten und Schwierigkeiten des Studiums dieser Prozesse mit dem H1-Detektor. Angesichts der derzeit noch sehr begrenzten Datenmenge bleiben weitergehende physikalische Schlußfolgerungen späteren Untersuchungen vorbehalten, zu deren Vorbereitung hier ein Beitrag geleistet werden soll.

Die Arbeit gliedert sich in vier Kapitel. Zunächst werden die theoretischen Grundlagen erarbeitet: Nach einem Überblick zu einigen wesentlichen Inhalten und Aussagen des Standardmodells werden die benötigten Tatsachen aus der Theorie der Positron-Proton-Streuung zusammengestellt, bevor speziell auf die Erzeugung von  $W$ -Bosonen in  $ep$ -Reaktionen eingegangen und schließlich die physikalische Motivation für die Betrachtung dieser Prozesse erläutert wird. Das zweite Kapitel stellt den HERA-Beschleuniger und das H1-Experiment vor. Im dritten Kapitel wird eine Methode zur Auswahl myonischer  $W$ -Zerfälle entwickelt. Die experimentelle Signatur wird abgeleitet und potentielle Untergrundprozesse besprochen. Daraus ergeben sich Selektionsbedingungen, die auf die H1-Meßdaten der Jahre 1995–97 angewendet werden. Die Diskussion der Ergebnisse leitet über zum vierten Kapitel, wo mögliche Ergänzungen der zuvor behandelten Selektionsmethode angesprochen werden. Abschließend werden die Ergebnisse der Arbeit zusammengefaßt.

### Einheiten

Wie in der Hochenergiephysik üblich, werden auch in dieser Arbeit *natürliche Einheiten* verwendet. Die Einheit der Geschwindigkeit ist in diesem System die Lichtgeschwindigkeit  $c$ , Wirkungen werden in Einheiten von  $\hbar \equiv h/2\pi$  gemessen, wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum bezeichnet; es wird also

$$c = \hbar = 1$$

gesetzt. Damit erhalten Energie, Masse, reziproke Länge und reziproke Zeit dieselbe Dimension. Als Einheit wird das *Elektronvolt* (eV),

$$1 \text{ eV} \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Nm} ,$$

gewählt.

Die übliche Grundeinheit für die Angabe von Wirkungsquerschnitten ist das *Barn* (b),

$$1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2 .$$

# Kapitel 1

## Theoretische Grundlagen

### 1.1 Das Standardmodell

Innerhalb des Standardmodells der Teilchenphysik [5, 6, 7]<sup>1</sup> gibt es 24 elementare Fermionen mit Spin  $\frac{1}{2}$ , sechs *Quarks*, sechs *Leptonen* und deren Antiteilchen, die üblicherweise in drei *Familien* zusammengefaßt werden. Einen Überblick gibt Tabelle 1.1.<sup>2</sup>

Familie	Lepton	$Q_{em}$	M/MeV	Quark	$Q_{em}$	M/GeV
1	$e^-, e^+$	$\mp 1$	0,51	$u, \bar{u}$	$\pm 2/3$	$(1,5 - 5) \cdot 10^{-3}$
	$\nu_e, \bar{\nu}_e$	0	$\approx 0$	$d, \bar{d}$	$\mp 1/3$	$(2 - 6) \cdot 10^{-3}$
2	$\mu^-, \mu^+$	$\mp 1$	105,7	$c, \bar{c}$	$\pm 2/3$	1,1 - 1,4
	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	0	$< 0,17$	$s, \bar{s}$	$\mp 1/3$	0,6 - 1,7
3	$\tau^-, \tau^+$	$\mp 1$	1777	$t, \bar{t}$	$\pm 2/3$	$173,8 \pm 5,2$
	$\nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$	0	$< 18,2$	$b, \bar{b}$	$\mp 1/3$	4,1 - 4,4

**Tabelle 1.1:** *Elementare Fermionen [8].  $Q_{em}$  bezeichnet hier die elektromagnetische Ladung in Einheiten der Elementarladung,  $M$  die Teilchenmasse.*

Im Rahmen von *Quantenfeldtheorien* werden die Fermionen als Quanten komplexer Felder aufgefaßt und entsprechend durch Lagrangedichten beschrieben. Von fundamentaler Bedeutung ist das *Eichprinzip*, d. i. die Forderung, daß die Lagrangedichten unter gewissen mathematischen Operationen (*Eichtransformationen*) ihre Form nicht verändern, *eichinvariant* sind. Aus dem Eichprinzip folgt die Existenz weiterer Felder; die Feldquanten besitzen den Spin 1 und werden als *Eichbosonen* bezeichnet.

<sup>1</sup>Eine ausführlichere Darstellung und Einordnung der im folgenden skizzierten Grundtatsachen findet sich in Lehrbüchern der Teilchenphysik, z. B. [9].

<sup>2</sup>Zur Definition der Quarkmassen und der Massengrenze für  $\nu_e$  vgl. [8].

## KAPITEL 1. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Die Wechselwirkungen zwischen den elementaren Fermionen werden durch den Austausch dieser Eichbosonen vermittelt.<sup>3</sup> Zu nennen sind hier (vgl. Tabelle 1.2) die *starke Wechselwirkung*, die durch den Austausch von *Gluonen* beschrieben wird und Gegenstand der *Quantenchromodynamik* (QCD) ist, sowie die *elektroschwache Wechselwirkung* mit masselosen *Photonen* sowie schweren  $W^\pm$ - und *Z-Bosonen* als Austauscheteilchen; die entsprechende Feldtheorie ist die *Quantenflavourdynamik* (QFD).<sup>4</sup> Alle Teilchen unterliegen der elektroschwachen Wechselwirkung. Dabei koppeln Photonen ausschließlich an elektrisch geladene Teilchen, was auch als *elektromagnetische Kopplung* bezeichnet wird. An der starken Wechselwirkung nehmen nur Quarks und Gluonen teil.

	Starke WW	Elektroschwache WW	
Quelle	3 Farbladungen	elektroschwache Hyperladung	
Char. Kopplung	$\alpha_s(M_Z)$ = 0.118(3)	$\alpha(0 \text{ GeV}^2)$ $\approx 1/137$	$G_F = G_F(\alpha, M_Z, M_W)$ $\approx 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
Eichbosonen	8 Gluonen $g$	Photon $\gamma$	$Z$ $W^\pm$
$Q_{em}$	0	0	0 $\pm 1$
Masse/GeV	0	$< 2 \cdot 10^{-25}$	91,187(7)      80,41(10)

**Tabelle 1.2:** *Fundamentale Wechselwirkungen und Eichbosonen [8]. Die Kopplungsparameter  $\alpha$  und  $\alpha_s$  sind Funktionen des bei der WW ausgetauschten Viererimpulses  $\mathbf{q}$ , die Fermikonstante  $G_F$  ist die effektive Kopplungsstärke für  $W$ -Austausch bei  $|\mathbf{q}^2| \ll M_W^2$ .*

Die Wechselwirkung mit einem weiteren Feld verleiht den Teilchen ihre Masse. Die Quanten dieses Feldes, die *Higgs-Bosonen* (Spin 0), sind bislang noch nicht experimentell nachgewiesen worden.

Freie Quarks sind bisher nicht beobachtet worden. Es wird daher angenommen, dass sie notwendigerweise in *Hadronen* gebunden sind, was als *Confinement*<sup>5</sup> bezeichnet wird. Bei den Hadronen unterscheidet man aus einem Quark–Antiquark–Paar bestehende *Mesonen* und *Baryonen*, die aus drei Quarks oder Antiquarks aufgebaut sind. Das *Proton* gehört zur zweiten Gruppe; innerhalb dieses *statischen Modells der Hadronen* hat es den Quarkinhalt *uud*.

<sup>3</sup>Freie Eichbosonen erfüllen, wie alle *reellen* Teilchen, die relativistische Beziehung  $E^2 = p^2 + M^2$  zwischen Energie  $E$ , Impuls  $p$  und Masse  $M$ , sie befinden sich auf der *Massenschale*. Als Vermittler der Wechselwirkung unterliegen sie dagegen dieser Bedingung nicht, in diesem Fall spricht man von *virtuellen* Teilchen.

<sup>4</sup>Die *Gravitation*, ist aufgrund der sehr kleinen Teilchenmassen in der derzeit experimentell zugänglichen Energieregion vernachlässigbar.

<sup>5</sup>engl. *to confine* – einsperren, beschränken



## 1.2 Positron-Proton-Streuung

In einfachster Näherung<sup>6</sup> wird die Positron-Proton-Streuung<sup>7</sup>

$$ep \rightarrow lX \quad (1.1)$$

als Austausch eines virtuellen Eichbosons ( $\gamma$ ,  $Z$  oder  $W$ ) zwischen den Reaktionspartnern beschrieben, wie es in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Hier bezeichnet  $X$  den hadronischen Endzustand,  $l$  das gestreute Lepton.

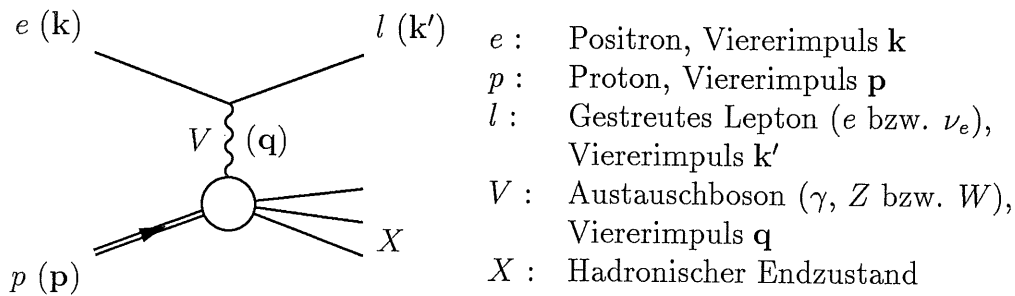


Abbildung 1.1: Positron-Proton-Streuung in der Näherung des Ein-Boson-Austauschs.

### Kinematische Variablen

Der übertragene Impuls wird durch die *Virtualität*

$$Q^2 := -\mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2, \quad Q^2 \geq 0, \quad (1.2)$$

des Austauschbosons charakterisiert,

$$s := (\mathbf{p} + \mathbf{k})^2 \quad (1.3)$$

ist die quadrierte Schwerpunktsenergie der Reaktion. Weitere wichtige Größen sind die *Inelastizität*

$$y := \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{p} \cdot \mathbf{k}}, \quad 0 \leq y \leq 1, \quad (1.4)$$

<sup>6</sup>Nur die führenden Terme der störungstheoretischen Entwicklung nach den Kopplungskonstanten  $\alpha$  und  $\alpha_s$  werden berücksichtigt.

<sup>7</sup>Zur Vereinfachung der Notation werden Positronen im folgenden mit  $e$  und Antineutrinos mit  $\nu_e$  bezeichnet.

d. i. der relative Energieübertrag am Positron-Boson-Vertex im Ruhesystem des Protons, und die *Björken-Skalenvariable*

$$x := \frac{Q^2}{2 \mathbf{p} \cdot \mathbf{q}} , \quad 0 \leq x \leq 1 , \quad (1.5)$$

deren anschauliche Bedeutung später besprochen wird (vgl. Abschnitt 1.2.1). Sind die Massen der Reaktionspartner gegenüber der Schwerpunktsenergie vernachlässigbar,<sup>8</sup> so gilt für diese lorentzinvarianten Größen die Beziehung

$$Q^2 = xys , \quad (1.6)$$

bei fester Schwerpunktsenergie  $s$  ist die Reaktionskinematik also durch Angabe von zweien der drei übrigen Größen beschrieben. Speziell in einem durch

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= (E_e, 0, 0, -E_e) , \\ \mathbf{k}' &= (E'_e, E'_e \sin \theta \cos \varphi, E'_e \sin \theta \sin \varphi, -E'_e \cos \theta) \quad \text{und} \\ \mathbf{p} &= (E_p, 0, 0, E_p) \end{aligned} \quad (1.7)$$

definierten Laborsystem sind die kinematischen Variablen unter Beibehaltung der obigen Näherungen durch

$$\begin{aligned} Q^2 &= 2E_e E'_e (1 + \cos \theta_e) , \quad s = 4E_p E_e , \\ y &= 1 - \frac{E'_e}{2E_e} (1 - \cos \theta_e) , \quad x = \frac{Q^2}{4yE_e E_p} \end{aligned} \quad (1.8)$$

gegeben [10].

Ist  $y = 0$ , so ist die Streuung *elastisch*, andernfalls *inelastisch*. Für  $Q^2$  oberhalb weniger  $\text{GeV}^2$  dominieren *tiefunelastische* Streuprozesse (engl. *deep inelastic scattering, DIS*), in denen das Proton zerschlagen wird ( $X \neq p$ ). Im Phasenraumbereich sehr kleiner Impulsüberträge ( $Q^2 \approx 0$ ) wird die  $ep$ -Wechselwirkung durch den Austausch eines quasireellen Photons vermittelt. Diese Prozesse werden unter der Bezeichnung *Photoproduktion* zusammengefaßt.

### 1.2.1 Tiefunelastische Streuung und Protonstruktur

Betrachtet man tiefunelastische  $ep$ -Reaktionen in einem Bezugssystem, in dem  $|\vec{p}|^2 \gg \mathbf{p}^2$  gilt, so läßt sich das Proton in guter Näherung als Bündel sich parallel in Richtung des Protonimpulses bewegender Konstituenten,

<sup>8</sup>Bei HERA ( $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$ ) ist dies eine gute Näherung.

sog. *Partonen*, beschreiben, wobei deren Wechselwirkung untereinander vernachlässigt wird. Ein Teil der Partonen kann mit  $u$ - und  $d$ -Quarks identifiziert werden, aus denen sich im statischen Quarkmodell der Hadronen das Proton zusammensetzt. Die experimentellen Befunde lassen sich aber nur erklären, wenn außer diesen *Valenzquarks* auch Gluonen und Quark-Antiquark-Paare, die *Seequarks*, als weitere Konstituenten angenommen werden. Im Rahmen dieses *Quark-Parton-Modells* (QPM) [11, 12] läßt sich der  $ep$ -Prozeß wie in Abbildung 1.2 darstellen. Die Streuung erfolgt an einem Quark  $q$ , die übrigen Partonen, die als *Zuschauerpartonen* und in ihrer Gesamtheit auch als *Protonrest* bezeichnet werden, nehmen an der Reaktion nicht teil.

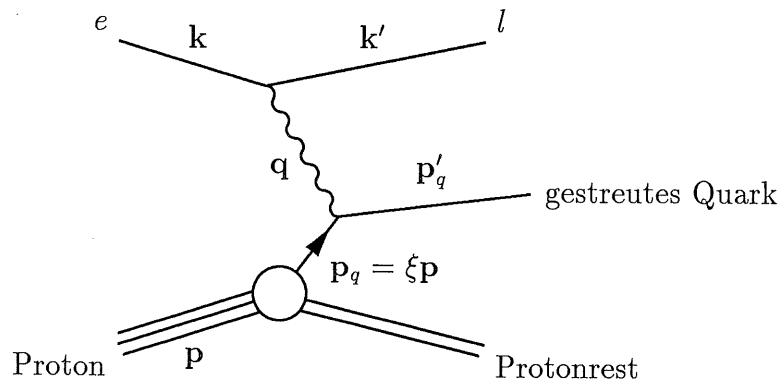


Abbildung 1.2: Positron-Proton-Streuung im Quark-Parton-Modell.

Sind  $p_q = \xi p$ ,  $0 < \xi < 1$ , und  $p'_q$  die Viererimpulse des wechselwirkenden Quarks vor und nach der Streuung, so gilt in der Näherung des Ein-Boson-Austauschs:

$$\xi = \frac{Q^2 + p'_q{}^2 - \xi^2 p^2}{2 p \cdot q} \approx \frac{Q^2}{2 p \cdot q} = x \quad (1.9)$$

Die Björken-Skalenvariable  $x$  läßt sich also in diesem Fall als der Anteil des an der Streuung beteiligten Quarks am Viererimpuls des Protons deuten, sofern die Proton- und Partonmassen gegenüber dem Impulsübertrag vernachlässigbar klein sind.

Den Wirkungsquerschnitt für die  $ep$ -Reaktion erhält man im QPM durch störungstheoretische Berechnung der Übergangsamplituden für die elastische Streuung des Positrons an freien Quarks und inkohärente Summation über

die Beiträge aller Quarktypen. Für die hierfür benötigten Verteilungsfunktionen oder *Quarkdichten* liefert die Theorie allerdings keine absoluten Vorhersagen; es werden zusätzlich experimentelle Informationen benötigt.

Bei der weiteren Diskussion ist zu unterscheiden zwischen Prozessen des *neutralen Stroms* (engl. *neutral current, NC*),

$$ep \rightarrow eX \quad , \quad (1.10)$$

mit *Z*- oder Photonaustausch und Prozessen des *geladenen Stroms* (engl. *charged current, CC*)

$$ep \rightarrow \nu_e X \quad , \quad (1.11)$$

die durch *W*-Bosonen vermittelt werden.

### Prozesse des neutralen Stroms

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für NC-Reaktionen in führender Ordnung läßt sich in der Form

$$\frac{d^2\sigma^{NC}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} [F_2^p(1 + (1-y)^2) + xF_3^p(1 - (1-y)^2)] \quad , \quad (1.12)$$

darstellen [13].  $F_2^p(x, Q^2)$  und  $F_3^p(x, Q^2)$  sind *Strukturfunktionen* des Protons:

$$\begin{aligned} F_2(x, Q^2) &= x \sum_{q=u,d,\dots} A_q(Q^2) (f_q^p(x, Q^2) + f_{\bar{q}}^p(x, Q^2)) \quad , \\ xF_3(x, Q^2) &= x \sum_{q=u,d,\dots} B_q(Q^2) (f_q^p(x, Q^2) - f_{\bar{q}}^p(x, Q^2)) \quad . \end{aligned} \quad (1.13)$$

Die Summen erstrecken sich über alle Quarktypen,  $f_q^p$  und  $f_{\bar{q}}^p$  bezeichnen die Quark- und Antiquarkdichten im Proton. Die Funktionen  $A_q$  und  $B_q$  enthalten die elektroschwachen Kopplungskonstanten und mit dem Bosonaustausch verknüpfte *Propagatorterme*. Der *Z*-Propagator liefert einen Beitrag proportional zu  $Q^2/(Q^2 + M_Z^2)$ ; für Impulsüberträge wesentlich unterhalb der *Z*-Masse  $M_Z$  ist dieser stark unterdrückt, und die NC-Reaktion kann in guter Näherung durch einen reinen Photonaustausch beschrieben werden. In diesem Spezialfall ist  $A_q(Q^2)$  gleich dem Quadrat der Quarkladung und  $B_q(Q^2) \approx 0$ .

### Prozesse des geladenen Stroms

Für den Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms erhält man in führender Ordnung den Ausdruck [13]

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{dx dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi} \frac{M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} [f_u^p + f_c^p + (1-y)^2 (f_d^p + f_s^p)] \quad . \quad (1.14)$$

$G_F$  ist die Fermikonstante und  $M_W$  die Masse des  $W$ -Bosons. Die Beiträge der  $b$ - und  $t$ -Quarks sind vernachlässigbar. Wegen des Propagatorterms  $M_W^4 / (Q^2 + M_W^2)^2$  sind CC-Prozesse in der Phasenraumregion  $Q^2 \ll M_W^2$  wesentlich seltener als Reaktionen des neutralen Stroms.

### Quarkdichten

Die obigen DIS-Wirkungsquerschnitte wurden bei HERA gemessen und im Bereich  $0,3 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 5000 \text{ GeV}^2$  die dominierende Strukturfunktion  $F_2^p$  bestimmt [14, 15]. Die Quarkdichten lassen sich gewinnen, indem man diese, und damit  $F_2^p$  (vgl. Gleichung (1.13)), an einem Punkt des Phasenraums parametrisiert, mit Hilfe von *Entwicklungsgleichungen* in die gesamte experimentell zugängliche kinematische Region fortsetzt und eine statistische Anpassung an die Meßdaten durchführt (siehe z. B. [16]). Eine gute Beschreibung der Messungen liefern die *DGLAP-Gleichungen* [17, 18, 19], die die  $Q^2$ -Entwicklung der Verteilungsfunktionen bei festem  $x$  angeben.

### 1.2.2 Photoproduktion und Photonstruktur

Der Photonpropagator geht als Faktor  $1/Q^4$  in den  $ep$ -Wirkungsquerschnitt ein (vgl. Gleichung (1.12)), daher stammt der dominierende Beitrag von Photoproduktionsereignissen. Der Austausch schwerer Eichbosonen ist, wie oben ausgeführt, in diesem Phasenraumbereich vernachlässigbar. Für  $Q^2 \rightarrow 0$  strebt wegen (1.5) auch  $x$  gegen Null, die Björken-Skalenvariable hat für diese Prozesse daher keine physikalische Bedeutung. Mit der zweiten der Beziehungen (1.8) folgt, daß der Polarwinkel  $\theta_e$  im System (1.7) nahe bei  $180^\circ$  liegt, das Positron also nur wenig aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird.

### Weizsäcker-Williams-Näherung

Die *Weizsäcker-Williams-Näherung* [20, 21] beschreibt den Photoproduktionsprozeß als Wechselwirkung eines reellen Photons mit dem Proton. Der differentielle Wirkungsquerschnitt faktorisiert in dieser Näherung in zwei Anteile:

$$\frac{d^2 \sigma^{PhPr}}{dy dQ^2} = P_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p \rightarrow eX} \quad (1.15)$$

Die *Weizsäcker-Williams-Verzweigungsfunktion*

$$P_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi Q^2} \left( \frac{(1 + (1 - y))^2}{y} \right) \quad (1.16)$$

gibt die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons mit Energieanteil  $y$  und Virtualität  $Q^2$  durch das Positron an,  $\sigma_{\gamma p \rightarrow e X}$  ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines reellen Photons ( $Q^2 = 0$ ) am Proton.

### Hadronische Struktur des Photons

Zwar wird das Photon im Standardmodell als punktförmiges, farbneutrales Teilchen klassifiziert, die Fluktuation in ein Quark–Antiquark–Paar erlaubt jedoch auch eine indirekte starke Kopplung des Photons. In diesem Sinne besitzt es eine „hadronische“ Substruktur, die insbesondere im kinematischen Bereich der Photoproduktion zum Tragen kommt und bei der Beschreibung dieser Prozesse berücksichtigt werden muß.

Die experimentellen Informationen stammen vor allem aus dem Studium des Zwei-Photon-Austauschs in  $e^+e^-$ -Reaktionen [22]. Ist eines der Photonen (quasi)reell, so kann die Reaktion als tiefunelastische  $e\gamma$ -Streuung aufgefaßt werden. In Analogie zur  $ep$ -Wechselwirkung können Strukturfunktionen  $F_i^\gamma(x_\gamma, Q_\gamma^2)$  definiert werden, die mit den Partondichten im Photon verknüpft sind. Wiederum lassen sich auf der Grundlage entsprechender Parametrisierungen mit Hilfe von Evolutionsgleichungen Verteilungsfunktionen  $f_a^\gamma$  ableiten, die allerdings gegenwärtig noch mit erheblich größeren Unsicherheiten behaftet sind als im Falle des Protons.<sup>9</sup>

### 1.2.3 Prozesse höherer Ordnung

Die bisher diskutierten Näherungen liefern im allgemeinen keine befriedigende Beschreibung der experimentellen Daten. Es sind zusätzliche Prozesse zu berücksichtigen, die bei der störungstheoretischen Entwicklung der Übergangsamplituden nach den Kopplungskonstanten  $\alpha$  und  $\alpha_s$  Termen höherer Ordnung entsprechen. Daraus ergeben sich nicht nur Korrekturen des totalen Wirkungsquerschnitts, zahlreiche Phänomene und Reaktionen lassen sich ohne diese *Prozesse höherer Ordnung* überhaupt nicht beschreiben. Dazu gehört beispielsweise der Übergang des durch das Quark–Parton-Modell beschriebenen partonischen Endzustands in beobachtbare Hadronen, die *Hadronisierung*, aber auch  $ep$ -Reaktionen mit Produktion einzelner reeller  $W$ -Bosonen, die Thema der vorliegenden Arbeit sind.

---

<sup>9</sup>Eine Bestimmung der Partondichten im Photon am H1-Experiment bei HERA ist in [23] beschrieben.

### Höhere QCD-Prozesse und Hadronisierung

Bei der Modellierung der Hadronisierung können zwei Phasen unterschieden werden. Zunächst führen Gluonabstrahlung,  $q\bar{q}$ -Paarbildung und andere perturbativ beschreibbare QCD-Prozesse höherer Ordnung zur Produktion weiterer Partonen. Aus diesen bilden sich Hadronen, was als *Fragmentation* bezeichnet wird und bislang nur im Rahmen phänomenologischer Modelle beschrieben werden kann.

Hieraus ergeben sich Vorhersagen bezüglich der Zusammensetzung und der Struktur des hadronischen Endzustandes. Oft lassen sich geometrisch getrennte „Bündel“ (engl. *jets*) von Hadronen unterscheiden. Im einfachsten Fall ergibt sich eine Zweijetstruktur: Ein *Stromjet* läßt sich auf das gestreute Quark zurückführen, ein weiterer Jet wird vom Protonrest gebildet. Aus einem vergleichenden Studium von Endzuständen mit zwei und drei Jets lassen sich Rückschlüsse auf den Prozeß der Gluonabstrahlung und damit auf die starke Kopplung ziehen.

### Elektroschwache Strahlungskorrekturen

Im elektroschwachen Sektor sind als Quelle der größten Korrekturen ( $\mathcal{O}(\alpha^3)$ ) die Abstrahlung eines zusätzlichen reellen Photons durch das Positron – die Photonabstrahlung durch das Quark ist von geringerer Bedeutung – vor oder nach der Wechselwirkung mit dem Proton zu nennen (engl. *initial/final state radiation*); hinzu kommen sog. *Vertex-* und *Schleifenkorrekturen* gleicher Ordnung. Auch die Abstrahlung reeller schwerer Eichbosonen ist möglich, aufgrund deren hoher Masse aber deutlich unwahrscheinlicher. Speziell die Produktion reeller *W*-Bosonen wird im folgenden Kapitel näher betrachtet.

## 1.3 *W*-Produktion in *ep*-Reaktionen

Bei der Produktion reeller *W*-Bosonen in *ep*-Streuprozessen lassen sich zwei Reaktionstypen unterscheiden:

$$(i) \quad ep \rightarrow eWX \quad \text{und} \quad (ii) \quad ep \rightarrow \nu_e WX \quad , \quad (1.17)$$

wobei der Produktionsmechanismus (ii) gegenüber (i) um einem Faktor 20 unterdrückt ist (s. u.) und daher im folgenden nicht weiter diskutiert wird.

Im Rahmen des QPM (siehe Abschnitt 1.2.1) wird das *W*-Boson in einer Positron-Quark-Reaktion produziert. Abbildung 1.3 zeigt die in führender Ordnung zum Prozeß

$$eq \rightarrow eWq', \quad W \rightarrow f\bar{f}' \quad (1.18)$$

beitragenden Feynman-Graphen,<sup>10</sup> die auch den Zerfall des  $W$ -Bosons in ein Fermion-Antifermion-Paar  $ff'$  enthalten. In 67,6% der Fälle handelt es sich dabei um ein Quark-Antiquark-Paar; das Verzweigungsverhältnis für die leptonenischen Zerfälle in ein geladenes Lepton und ein Neutrino,  $W \rightarrow l\nu_l$  ( $l = e, \mu, \tau$ ), ist 10,8% pro Kanal. Die totale Zerfallsbreite beträgt etwa 2 GeV. Die Produktion reeller  $W$ -Bosonen läßt sich mit den Diagrammen (a)–(e) beschreiben. Falls im Hinblick auf die endliche  $W$ -Zerfallsbreite auch die Beiträge virtueller  $W$ -Bosonen berücksichtigt werden sollen, müssen auch die Graphen (f) und (g) einbezogen werden, um die Forderung nach elektromagnetischer Eichinvarianz zu erfüllen.

Es dominiert der Austausch quasireeller Photonen<sup>11</sup> (vgl. Abschnitt 1.2.2) in den Diagrammen (a), (b) und (e)–(g). Den Hauptbeitrag liefert der Prozeß (a), da hier außerdem der Austausch eines Quarks  $q'$  nahe der Massenschale, d.h. mit Viererimpulsquadrat  $\mathbf{p}_{q'}^2 = (\mathbf{p}_q - \mathbf{p}_W)^2 =: u \rightarrow 0$ ,<sup>12</sup> möglich ist.<sup>13</sup> Die damit verbundene Singularität, die im folgenden als  $u$ -Pol bezeichnet wird, stellt eine der Hauptschwierigkeiten bei der Wirkungsquerschnittsberechnung dar. Eine Berechnungsmethode, die ausführlich in [25] beschrieben ist, soll nun skizziert werden.

Zunächst wird der Phasenraum in zwei Regionen entsprechend verschiedenen Wertebereichen von  $u$  aufgeteilt,

$$\sigma = \sigma|_{|u| > u_{cut}} + \int_{|u| < u_{cut}} d|u| \frac{d\sigma}{d|u|}, \quad (1.19)$$

wobei  $u_{cut}$  willkürlich gewählt ist.

Der Phasenraumbereich mit  $|u| > u_{cut}$  enthält den  $u$ -Pol nicht, es kann der vollständige Prozeß (1.18) berechnet werden. Im Ansatz von [25] spielt die Betrachtung von Übergängen zwischen Anfangs- und Endzuständen definierter Helizität und der zugehörigen *Helizitätsamplituden* eine zentrale Rolle. Diese Technik ist in [26] beschrieben und soll hier nicht weiter besprochen werden.

In der Nähe des  $u$ -Pols kann die Produktion des  $W$ -Bosons in Diagramm (a) als Annihilation eines reellen Quark-Antiquark-Paares aufgefaßt werden, wobei das Quark  $q$  aus dem Proton und das Antiquark  $\bar{q}'$  aus dem Photon stammt. Hier wirkt sich die hadronische Struktur des Photons aus, die

<sup>10</sup>Hinzu kommen die „gekreuzten“ Graphen mit einem Antiquark im Anfangszustand.

<sup>11</sup>Entsprechende Beiträge fehlen im Falle des Prozesses 1.17(ii). Dies erklärt den kleineren Wirkungsquerschnitt.

<sup>12</sup>Hier und im folgenden werden die Fermionmassen vernachlässigt.

<sup>13</sup>Zwar enthält auch Graph (b) eine innere Quarklinie, in diesem Fall ist jedoch der Bereich kleiner  $p_{q'}^2$ -Werte kinematisch stark unterdrückt.



1.3. W-PRODUKTION IN EP-REAKTIONEN

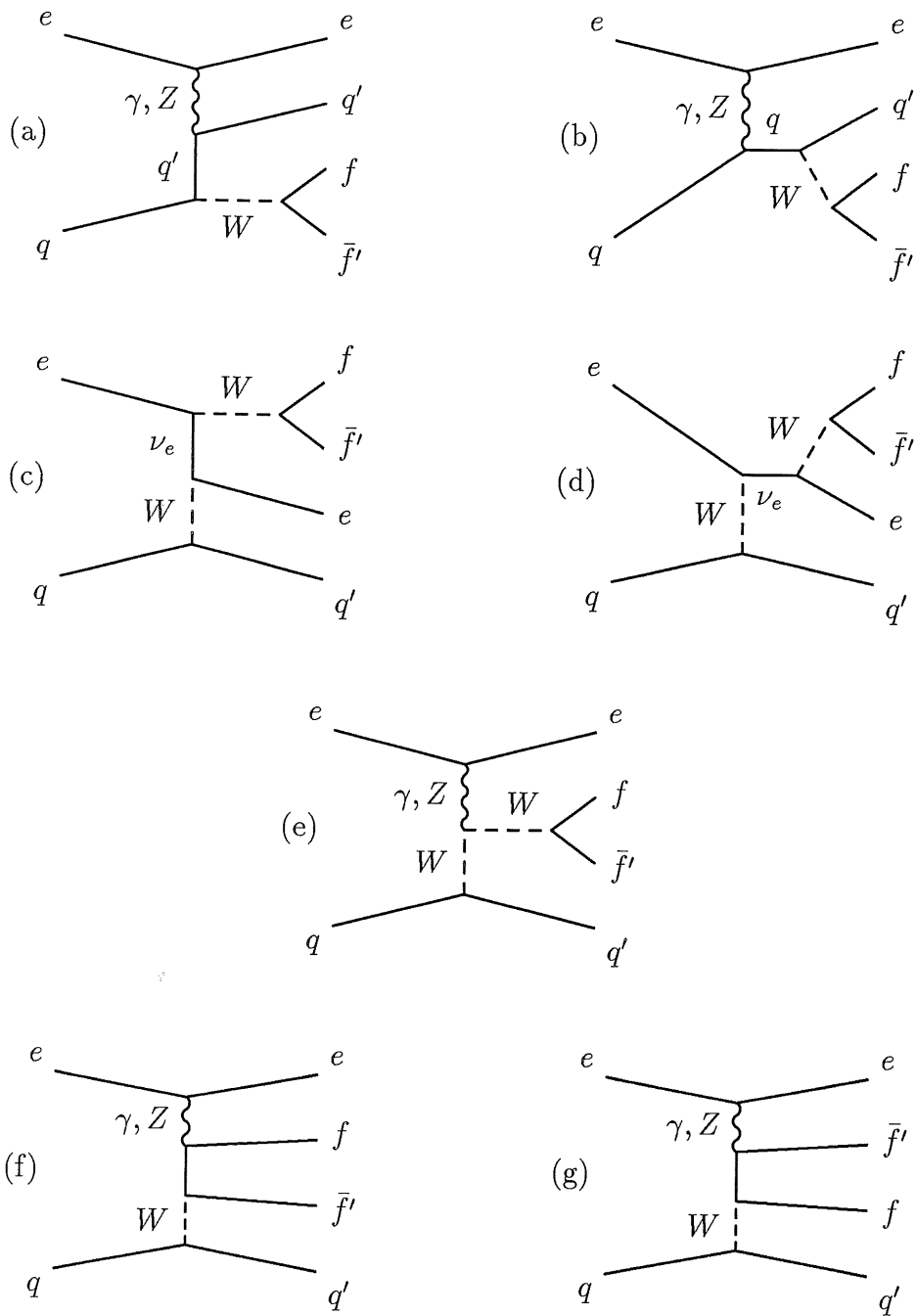


Abbildung 1.3: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für den Prozeß  $eq \rightarrow eWq'$  mit anschließendem Zerfall  $W \rightarrow ff'$ .

durch den in Abschnitt 1.2.2 beschriebenen Strukturformalismus berücksichtigt werden kann. Da für dessen Anwendung das ausgetauschte Photon als reell angenommen werden muß, geht man zur Weizsäcker-Williams-Näherung über. Es werden also nur die Beiträge der Diagramme mit Photonpropagator im Grenzfall  $Q^2 \rightarrow 0$  berücksichtigt. Über die Verzweigungsfunktion  $P_{\gamma/e}$  wird der Prozeß  $eq \rightarrow eWq'$  auf eine Photon-Quark-Wechselwirkung  $\gamma q \rightarrow Wq'$  zurückgeführt; mit Hilfe der Antiquarkdichte  $f_{\bar{q}'}^\gamma(x_\gamma, Q_\gamma^2)$  im Photon läßt sich noch der Wirkungsquerschnitt für den Annihilationsprozeß  $q\bar{q}' \rightarrow W$  abspalten. Wird  $f_{\bar{q}'}^\gamma$  in führender Ordnung approximiert und bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die  $\gamma q$ -Reaktion eingesetzt, so hebt sich die mit dem  $u$ -Pol assoziierte Singularität heraus.

Mit dieser Methode wird der totale Wirkungsquerschnitt für  $W$ -Produktion bei der HERA-Schwerpunktenergie von 300 GeV zu etwa 1, 2 pb berechnet. Abschätzungen der theoretischen Unsicherheiten sind in Tabelle 1.3 zusammengestellt [29]. Die dominierenden Beiträge sind die Parametrisierung der Photonstruktur und der Effekt höherer QCD-Korrekturen, deren exakte Berechnung noch aussteht. Der angegebene Gesamtfehler von 35% kann bei Einbeziehung weiterer Photonstrukturfunktionen bis auf  $\approx 50\%$  anwachsen [25].

Variation von $u_{cut}$ ( $0, 1 \text{ GeV}^2 \dots 100 \text{ GeV}^2$ )	5%
Wahl der Protonstrukturfunktion	5%
Variation von $Q^2$ ( $M_W^2/10 \dots 10 \cdot M_W^2$ )	5%
Wahl der Photonstrukturfunktionen	10%
Variation von $Q_\gamma^2$ ( $\mathbf{p}_W^2/100 \dots \mathbf{p}_W^2$ )	10%
Geschätzter Einfluß höherer QCD-Ordnungen	20% – 30%
Insgesamt	$\approx 35\%$

**Tabelle 1.3:** Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten des totalen  $W$ -Produktionsquerschnitts [29].

Zusammenfassend ist festzustellen, daß  $W$ -Produktion bei HERA ein sehr seltener Prozeß ist, der Wirkungsquerschnitt ist um drei Größenordnungen kleiner als im Falle von NC-Reaktionen. Zum einen ist  $W$ -Produktion als Prozeß höherer Ordnung in  $\alpha$  unterdrückt, zum anderen ist die hohe  $W$ -Masse zu berücksichtigen, die vom abstrahlenden Parton erzeugt werden muß, wodurch der Phasenraumbereich möglicher Anfangszustände eingeschränkt wird.<sup>14</sup>

<sup>14</sup>Dies wird in Abschnitt 3.1 näher diskutiert werden.

Die theoretische Beschreibung ist derzeit mit großen Unsicherheiten behaftet; dies gilt insbesondere in der kinematischen Region niedriger  $u$ -Werte, wo die hadronische Struktur des Photons in die Berechnungen eingeht.

## 1.4 Anomale $WW\gamma$ -Kopplungen

Beim Studium der elektroschwachen Wechselwirkung sind die Dreieichbosonvertices  $WW\gamma$  und  $WWZ$  von besonderem Interesse. Art und Stärke dieser Kopplungen sind durch die elektroschwache Eichinvarianz (siehe Abschnitt 1.1) in engen Grenzen festgelegt. Durch eine experimentelle Überprüfung dieser Vorhersagen lassen sich daher grundlegende Aspekte des Standardmodells einem empfindlichen Test unterziehen. Hierzu werden über eine Verallgemeinerung der Lagrangedichte Erweiterungen des SM zugelassen und die Auswirkungen auf meßbare Größen studiert.

In  $ep$ -Streuexperimenten bieten neben *radiativen CC-Prozessen* [32, 28], bei denen das ausgetauschte  $W$ -Boson ein Photon abstrahlt, auch  $W$ -Produktionsereignisse die Möglichkeit einer Untersuchung der Dreieichbosonkopplungen, die über die Graphen 1.3(e) beitragen. Geeignete Meßgrößen sind sowohl der totale Wirkungsquerschnitt als auch kinematische Verteilungen der Endzustandsteilchen [24, 31]. Für kleine  $u$ -Werte dominiert der Prozeß 1.3(a), der die Dreieichbosonvertices nicht enthält. Für die Suche nach anomalen Kopplungen ist daher besonders die kinematische Region abseits des  $u$ -Pols von Bedeutung.

Hier soll nur der  $WW\gamma$ -Vertex besprochen werden, da der  $WWZ$ -Beitrag vergleichsweise gering ist (vgl. Abschnitt 1.3). Die allgemeinste lorentzinvariante Beschreibung der  $WW\gamma$ -Kopplung, die die elektromagnetische Eichsymmetrie respektiert, enthält sieben freie Kopplungsparameter [30]. Fordert man zusätzlich Paritätserhaltung, verbleibt man mit zwei Parametern  $\kappa$  und  $\lambda$ , die üblicherweise so gewählt werden, daß sich der folgende Zusammenhang mit dem magnetischen Dipolmoment  $\mu_W$  und elektrischen Quadrupolmoment  $Q_W$  des  $W$ -Bosons ergibt:

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W} (1 + \kappa + \lambda) \quad , \quad Q_W = -\frac{e}{M_W^2} (\kappa - \lambda) \quad . \quad (1.20)$$

Das SM liefert in erster Näherung  $\kappa = 1$  bzw.  $\Delta\kappa \equiv \kappa - 1 = 0$  und  $\lambda = 0$ , Prozesse höherer Ordnung führen zu Korrekturen von der Größenordnung  $10^{-3}$ . Jede Abweichung von dieser Vorhersage wird als *anomale Kopplung* bezeichnet. Die bislang genauesten Grenzen wurden am  $p\bar{p}$ -Speicherring TEVATRON und am  $e^+e^-$ -Beschleuniger LEP2 ermittelt (siehe z. B.

[35, 36]), als Beispiel seien hier die [35] entnommenen Ergebnisse

$$-0,30 < \Delta\kappa < 0,43 \quad (\lambda = 0) \quad , \quad -0,20 < \lambda < 0,20 \quad (\Delta\kappa = 0)$$

genannt.<sup>15</sup>

Bei HERA reicht die verfügbare Datenmenge für eine Ableitung vergleichbarer Resultate derzeit noch nicht aus; die entsprechenden Ausschlußgrenzen liegen eine Größenordnung über den obigen Werten [28, 33].<sup>16</sup> Langfristig besteht allerdings ein Potential für relevante Beiträge zu diesem Gebiet [27], wobei anzumerken ist, daß im Gegensatz zu  $p\bar{p}$ - und  $e^+e^-$ -Experimenten bei HERA eine im Vergleich zu  $\lambda$  höhere Sensitivität für  $\Delta\kappa$  besteht.

Insgesamt ist damit eine hinreichende Motivation gegeben, bereits in diesem Stadium der Datennahme die Möglichkeiten und Probleme des experimentellen Nachweises von  $W$ -Produktionsereignissen zu untersuchen.

---

<sup>15</sup>Diese Werte beziehen sich auf ein Vertrauensniveau von 95%.

<sup>16</sup>Bei einem Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente sind Unterschiede zwischen den jeweils benutzten Parametrisierungen und theoretischen Annahmen zu beachten. Erläuterungen hierzu finden sich in [34] und [35].

# Kapitel 2

## Das Experiment

### 2.1 HERA

Die *Hadron-Elektron-Ring-Anlage* HERA des *Deutschen Elektronen-Synchrotrons* DESY in Hamburg besteht aus zwei getrennten Speicherringen, die sich in einem Tunnel von 6336 m Umfang 10-30 m unterhalb der Erdoberfläche befinden. Eine Übersicht über die Anlage einschließlich der Vorbeschleuniger gibt Abbildung 2.1.

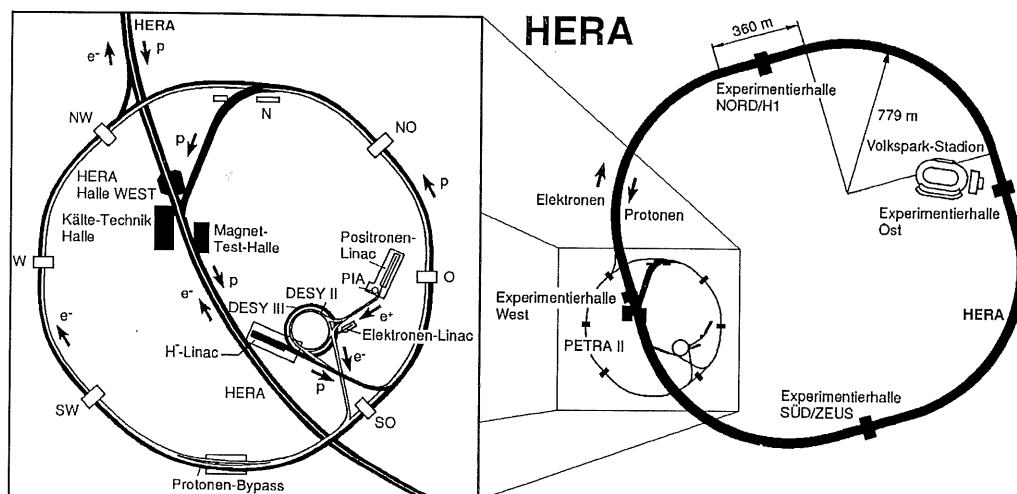


Abbildung 2.1: Die *Hadron-Elektron-Ringanlage* HERA am DESY. Im linken Bildteil ist das System der Vorbeschleuniger dargestellt, rechts der Speicherring selbst. Statt, wie eingezeichnet, Elektronen werden seit Juli 1994 Positronen beschleunigt.

In dem für diese Arbeit relevanten Zeitraum von 1995 bis 1997 wurden Positronen und Protonen beschleunigt und mit Energien von 27,5 GeV bzw. 820 GeV in zwei Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht. Dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV.

Die beschleunigten Teilchen bilden innerhalb der Speicherringe keinen kontinuierlichen Strahl, sondern bis zu 210 „Pakete“ (engl. *bunches*), die Kollisionsrate beträgt 10,4 MHz entsprechend einem zeitlichen Abstand von 96 ns zwischen dem Aufeinandertreffen zweier Teilchenbündel (engl. *bunch crossing* (BC)). Die HERA-Strahlen können üblicherweise einige Stunden aufrechterhalten werden, dabei werden Luminositäten<sup>1</sup> in der Größenordnung  $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreicht.

An den beiden Strahlkreuzungen befinden sich die Experimente H1 und ZEUS, die  $ep$ -Reaktionen untersuchen. Im HERMES-Detektor (Experimentierhalle Ost) wird der Elektronenstrahl durch polarisiertes Gas geleitet, um die Spinstruktur der Nukleonen zu studieren. Ein weiteres Experiment, HERA-B, befindet sich in der Halle West im Aufbau. Es wird nur den Protonenstrahl nutzen, Ziel ist der Nachweis von CP-Verletzung im System der  $B$ -Mesonen.

Die vorliegenden Untersuchungen beruhen auf Messungen mit dem H1-Detektor. Dieser wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

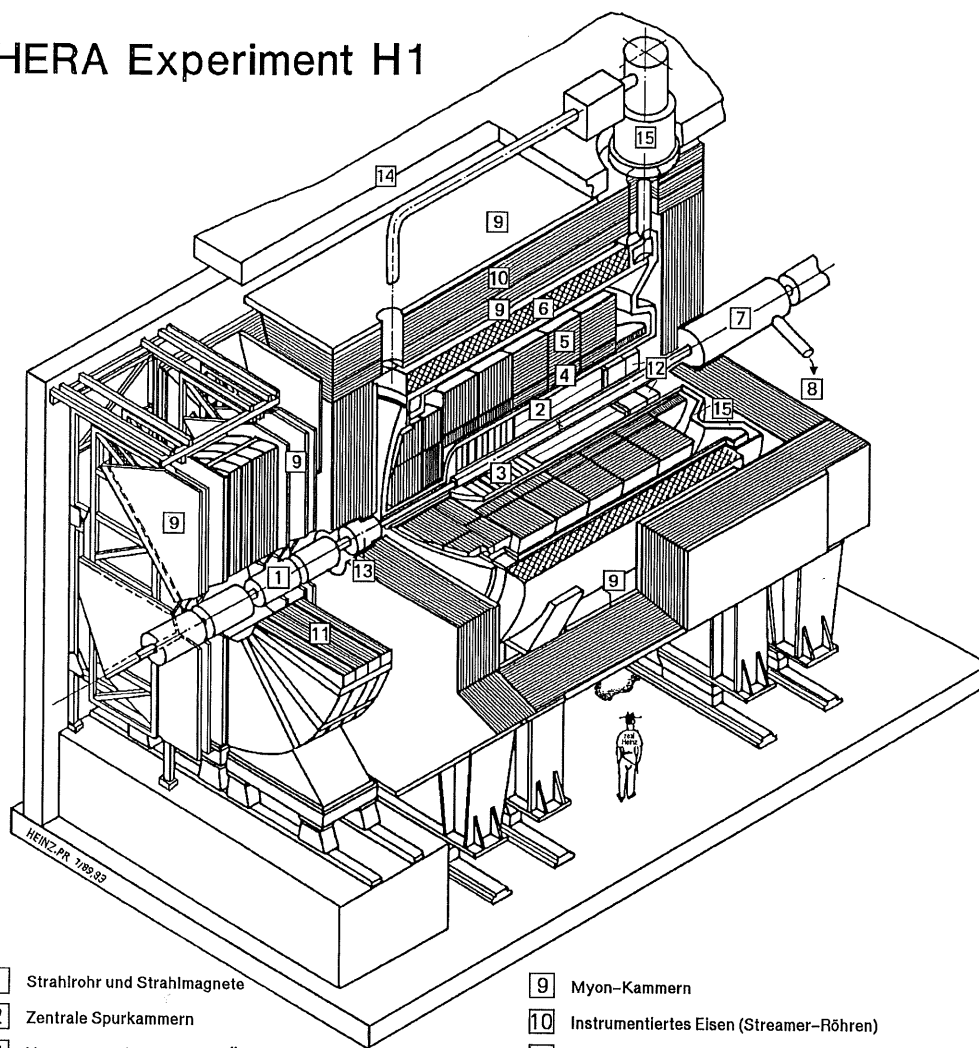
## 2.2 Der H1-Detektor

Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung des H1-Experiments. Der Aufbau ist der eines typischen Universaldetektors. Die Anlage ist etwa  $12 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 15 \text{ m}$  groß und wiegt 2800 Tonnen. Eine Besonderheit ist die asymmetrische Anordnung der Komponenten entlang der Strahlachse, die durch die stark unterschiedlichen Energien der HERA-Strahlen begründet ist. Der gemeinsame Schwerpunkt der Reaktionspartner bewegt sich im Laborsystem in Richtung des Protonstrahls, daher ist auch die Mehrzahl der Endzustandsteilchen in dieser Richtung zu erwarten, die auch als *Vorwärtsrichtung* bezeichnet wird und in der üblichen Koordinatenkonvention (vgl. Gleichung (1.7)) die  $z$ -Achse definiert. Der Detektor ist ausführlich in [37] beschrieben. Hier werden lediglich Aufbau und Funktion der für die nachfolgenden Untersuchungen relevanten Komponenten skizziert.

---

<sup>1</sup>Die *Luminosität* zweier gegenläufiger Teilchenstrahlen in einer Speicherringanlage ist durch die Beziehung  $\tilde{\mathcal{L}} = n f \frac{N_1 N_2}{A}$  definiert. Hier sind  $N_1$  und  $N_2$  die jeweilige Anzahl der Teilchen in einem Paket,  $n$  die Paketanzahl pro Strahl,  $f$  die Umlauffrequenz und  $A$  die Überlappungsfläche beider Strahlen. Oft wird auch die über einen gewissen Zeitraum integrierte Luminosität  $\mathcal{L} = \int \tilde{\mathcal{L}} dt$  betrachtet.

## HERA Experiment H1



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

Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors.

### 2.2.1 Spurkammern

Mit Hilfe der Spurkammern werden geladene Teilchen nachgewiesen und identifiziert. Ein starkes Magnetfeld in  $z$ -Richtung erlaubt es außerdem, aus der rekonstruierten Bahn der Teilchen deren Impuls zu bestimmen. Ferner kann durch Extrapolation der gemessenen Spuren zur Strahlachse auf die Position des Ereignisvertex geschlossen werden.

Die asymmetrische Struktur des H1-Detektors findet sich auch im Aufbau des Spurkammersystems wieder (Abbildung 2.3). Die *zentralen Spurkammern* umgeben das Strahlrohr in einem Polarwinkelbereich von etwa  $15^\circ$  bis  $165^\circ$ , die Region  $5^\circ \lesssim \theta \lesssim 25^\circ$  wird von den *vorderen Spurkammern* abgedeckt.

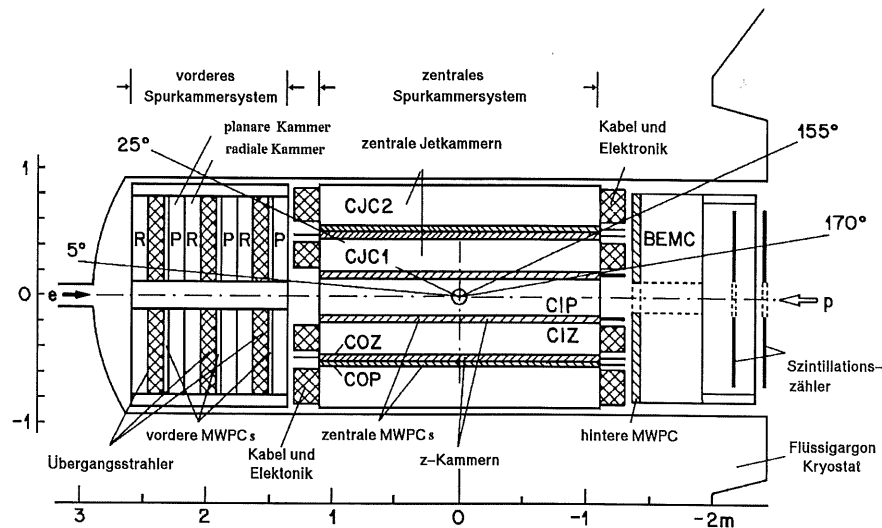


Abbildung 2.3: Vordere und zentrale Spurkammern. Der ebenfalls eingezeichnete rückwärtige Detektorbereich wurde Ende 1994 umgestaltet (s.u.).

#### Zentrale Spurkammern

Von den sechs Kammern der zentralen Spurdetektoren nehmen die beiden Driftkammern CJC1 und CJC2 den größten Raum ein.<sup>2</sup> Sie ermöglichen eine Messung der radialen Position eines Teilchendurchgangs mit einer Genauigkeit von  $170 \mu\text{m}$ ; auch die Zeitauflösung ist mit  $1 \text{ ns}$  hoch. Da die Signaldrähte parallel zur Strahlachse gespannt sind, sind diese Detektorkomponenten für die Ortsbestimmung in  $z$ -Richtung weniger gut geeignet (Auflösung  $22 \text{ mm}$ ). Hierfür stehen zwei weitere Driftkammern (CIZ, COZ<sup>3</sup>)

<sup>2</sup>engl. *central jet chamber*

<sup>3</sup>engl. *central inner/outer z chamber*



mit einer  $z$ -Auflösung von  $260 \mu\text{m}$  zur Verfügung. Das System wird ergänzt durch zwei Vieldrahtproportionalkammern (engl. *multi wire proportional chamber* MWPC), die Signale für das *Triggersystem* liefern (vgl. Abschnitt 2.2.6).

### Vordere Spurkammern

Das vordere Spurkammersystem setzt sich aus drei baugleichen Untereinheiten zusammen, die hintereinander entlang der Strahlachse angeordnet sind. Jedes dieser sog. *Supermodule* enthält zwei Driftkammereinheiten, die sich durch die Ausrichtung der Drähte unterscheiden und entsprechend als *planare* und *radiale* Kammern bezeichnet werden (in Abbildung 2.3 mit P und R bezeichnet). Deren Kombination erlaubt die Messung des Spurwinkels mit einer Genauigkeit von  $\lesssim 1 \text{ mrad}$ , die Ortsauflösung in der  $xy$ -Ebene beträgt  $160 \mu\text{m}$  (planare Kammern) bzw.  $190 \mu\text{m}$  für die radialen Einheiten. Die Genauigkeit, mit der der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs bestimmt werden kann, ist mit  $20 \text{ ns}$  deutlich niedriger als im Falle der CJC, jedoch ausreichend, um die wechselwirkenden HERA-Teilchenpakete eindeutig zu identifizieren. Zwischen den radialen und planaren Driftkammermodulen befindet sich wiederum jeweils eine MWPC für Triggerzwecke und ein Übergangsstrahlungsdetektor, der allerdings z. Zt. nicht genutzt wird.

### 2.2.2 Kalorimeter

Für die Messung der Teilchenenergien enthält der H1-Detektor ein System von Kalorimetern, die fast den gesamten Raumwinkelbereich abdecken.

#### Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAR-Kalorimeter<sup>4</sup>) umgibt das Spurkammersystem im Bereich  $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 153^\circ$ .

Absorber- und Ausleseplatten formen eine Zellstruktur, in deren Hohlräumen sich als Nachweismedium flüssiges Argon befindet. Etwa 44000 Zellen sind in acht Ringen senkrecht zur Strahlachse angeordnet, die ihrerseits in acht Azimutalwinkelregionen unterteilt sind (siehe Abbildung 2.4). Auf diese Weise wird eine hohe Ortsauflösung erreicht, die auch die Untersuchung von Schauerprofilen zur Teilchenidentifikation ermöglicht. Außerdem ist zu unterscheiden zwischen einer hochgranularen inneren Region, mit Absorberplatten aus Blei, die für den Nachweis von Elektronen und Photonen konzipiert wurde (*elektromagnetische Sektion*), und der *hadronischen Sektion* im äußeren Teil

<sup>4</sup>engl. *liquid argon calorimeter*

des Kalorimeters, die der Energiemessung hadronischer Schauer dient. Das Absorbermaterial ist hier Edelstahl, die Zellgeometrie berücksichtigt die im Vergleich zu elektromagnetischen Signalen größere Ausdehnung hadronischer Schauer.

Das LAr-Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. bei gleicher Primärenergie ist das Signal eines ausschließlich elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens größer als das eines Hadrons. Dies muß bei der Rekonstruktion der Energien durch eine geeignete Gewichtung der Signale berücksichtigt werden. Die Energieauflösung wurde mit Hilfe von Teststrahlen zu  $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E}$  für Elektronen im elektromagnetischen Teil und  $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E}$  für einzelne Pionen in der hadronischen Sektion bestimmt.

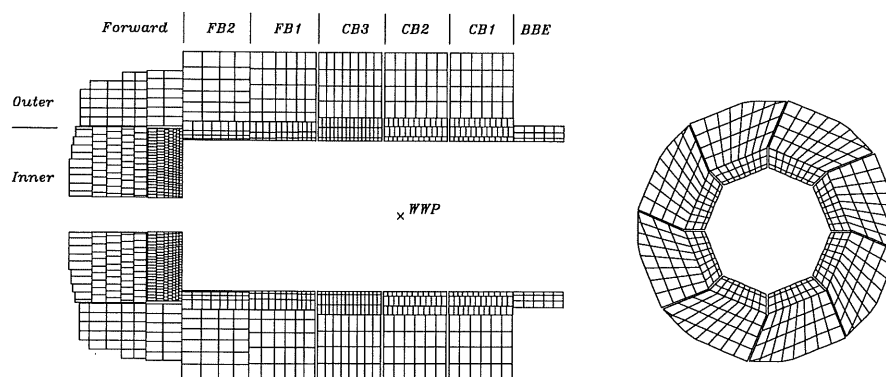


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des LAr-Kalorimeters. Links: rz-Ansicht Rechts: Querschnitt im Zentralbereich senkrecht zur Strahlachse.

### SpaCal

Die Zellen des rückwärtiges Kalorimeters, das den Polarwinkelbereich  $153^\circ < \theta < 177,8^\circ$  abdeckt, bestehen aus in Blei eingelagerten Szintillationsfasern. Es wird als *Spaghetti-Kalorimeter* (SpaCal) bezeichnet. Auch dieses gliedert sich in einen elektromagnetischen und hadronischen Teil; die Energieauflösungen betragen  $\sigma(E)/E \approx 8\%/\sqrt{E}$  bzw.  $30\%/\sqrt{E}$ . Zudem bietet es eine hohe Orts- und Zeitauflösung.

### 2.2.3 Myonsysteme

Der Energieverlust von Myonen beim Durchgang durch Kalorimetermaterial ist in der Regel gering, das Durchdringungsvermögen ist entsprechend groß. Die Detektoren zum Myonnachweis befinden sich daher außerhalb der zentralen Kalorimeter.

#### Zentrales Myonsystem

Abbildung 2.5 zeigt einen Querschnitt des Eisenjochs, das den Hauptdetektor umschließt und der Rückführung des magnetischen Flusses dient. Es besteht aus zehn Schichten von je 7,5 cm starken Platten, an denen beidseitig Streamerrohrkammern befestigt sind. Jeweils acht Kammern bilden ein *Profil*, zwei Profile werden zu einem gasdicht abgeschlossenen *Element* zusammengefaßt. Insgesamt stehen sechzehn Elementlagen für den Myonnachweis zur Verfügung. Sie werden ergänzt durch Streifen- und Rechteckelektroden, die auf den Streamerelementen angebracht sind. Die Zusammenführung der digital ausgelesenen Informationen aller Komponenten erlaubt eine dreidimensionale Rekonstruktion von Teilchenspuren. Darüber hinaus werden einige der Elektroden zur Energiemessung verwendet. Hierbei sollen insbesondere Hadronen registriert werden, die durch Akzeptanzlücken der inneren Kalorimeter entkommen, weshalb das System auch als *Tail-Catcher* (TC) bezeichnet wird.

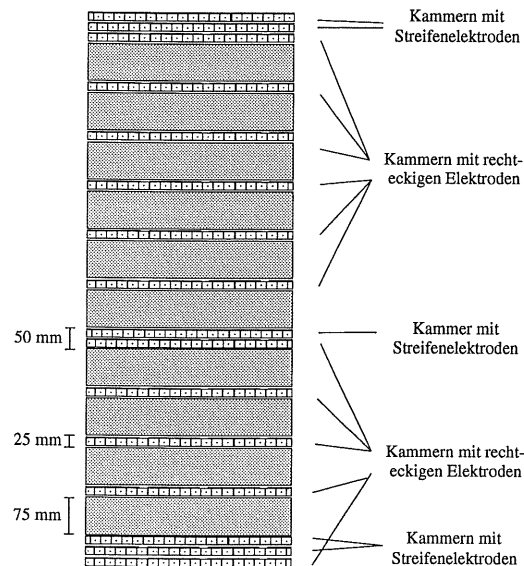


Abbildung 2.5: Querschnitt des instrumentierten Eisens.

Im Zentralbereich ( $33^\circ \lesssim \theta \lesssim 137^\circ$ ), dem sog. *Barrel*, sind die Detektorlagen in Richtung der  $z$ -Achse angeordnet, in den *Endkappen* der vorderen und rückwärtigen Region verlaufen sie in  $x$ -Richtung. Insgesamt wird durch das instrumentierte Eisen der Polarwinkelbereich  $6^\circ \lesssim \theta \lesssim 172^\circ$  abgedeckt.

### Vorderes Myonsystem

Das vordere Myonspektrometer ist für die Messung hochenergetischer Myonen ( $5 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 200 \text{ GeV}$ ) im Polarwinkelbereich  $3^\circ \lesssim \theta \lesssim 17^\circ$  konzipiert. Der Aufbau des Systems ist in Abbildung 2.6 skizziert. Auf beiden Seiten eines Toroidmagneten sind je drei achteckige Driftkammerlagen angebracht, die abwechselnd für die Bestimmung von Polar- und Azimutalwinkel vorgesehen und entsprechend ausgerichtet sind ( $\theta$ - und  $\varphi$ -Lagen). Jede Lage besteht aus zwei gegeneinander versetzten Zellschichten. Die erwartete Impulsauflösung liegt zwischen 24% und 36% (für  $p = 5 \text{ GeV}$  bzw.  $200 \text{ GeV}$ ).

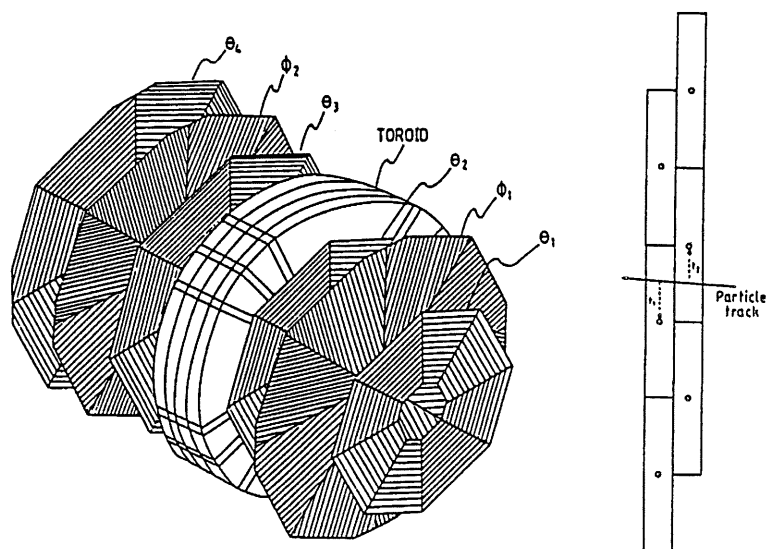


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des vorderen Myonsystems, rechts ist der Längsschnitt durch eine der doppelten Driftkammerlagen gezeigt.

### 2.2.4 Luminositätssystem

Für die Luminositätsmessung wird der *Bethe-Heitler-Prozeß*  $ep \rightarrow ep\gamma$  ausgenutzt, der mit hoher Rate auftritt und theoretisch sehr präzise beschrieben werden kann. Das experimentelle Signal ist eine  $e\gamma$ -Koinzidenz, die mit Hilfe eines Photon- und eines Elektron-Kleinwinkeldetektors (*Tagger*<sup>5</sup>) im rückwärtigen Bereich des HERA-Tunnels außerhalb<sup>6</sup> des Hauptdetektors nachgewiesen werden kann.

Auch für das Studium anderer Prozesse, bei denen das Strahlelektron nur wenig aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird, haben sich diese Detektoren als nützlich erwiesen. Zwei weitere Kleinwinkeldetektoren (ET8 und ET44) befinden sich etwa 7 bzw. 44 m in Rückwärtsrichtung vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Der Photondetektor kann hierbei für Definition einer Vetobedingung zur Unterdrückung des Bethe-Heitler-Prozesses verwendet werden.

### 2.2.5 Flugzeitsysteme

Mehrere Flugzeitsysteme liefern Informationen, die der Unterdrückung unerwünschter Signale dienen, die nicht aus  $ep$ -Wechselwirkungen stammen.<sup>7</sup> Darüber hinaus werden sie zur Kontrolle der Qualität der HERA-Strahlen genutzt. Diese Detektorkomponenten bestehen aus Paaren von parallelen Szintillationszählerwänden, die senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind. Im Bereich des Hauptdetektors gibt es drei solcher Systeme, die entsprechend ihrer  $z$ -Position als *Forward*, *Backward* und *Plug Time of Flight System* (kurz FToF, BToF und PToF) bezeichnet werden.<sup>8</sup> Weitere Szintillatoren bilden die sog. *Vetowand* im rückwärtigen Strahlrohr.

### 2.2.6 Datennahme und Triggersystem

Die wichtigsten Schritte der Datennahme sowie Prinzipien und Funktion des *Triggersystems*<sup>9</sup> werden im folgenden kurz dargestellt.

Die Teilchenpakete der HERA-Strahlen kreuzen sich in der Wechselwirkungszone des Detektors mit einer Frequenz von 10,4 MHz. Nur in einem Bruchteil der Fälle kommt es dabei zu  $ep$ -Reaktionen. Deren Rate liegt mit

<sup>5</sup>engl. *to tag* – kennzeichnen

<sup>6</sup>Der Elektron-Tagger (ET33) befindet sich bei  $z \approx -33$  m, der Photondetektor bei  $z \approx -107$  m.

<sup>7</sup>Dieser *Nicht-ep-Untergrund* wird im folgenden Abschnitt näher besprochen.

<sup>8</sup>Einzelheiten zum Aufbau und der Funktion dieser Komponenten finden sich in [38].

<sup>9</sup>engl. *trigger* – Auslöser

20 – 30 Hz um mehrere Größenordnungen unterhalb der von Untergrundeignissen ( $\approx 100$  kHz). Hauptquelle dieses Untergrunds sind Kollisionen der Strahlprotonen mit Restgasatomen innerhalb des Strahlrohrs (*Strahl-Gas-Wechselwirkungen*). Hinzu kommen *Strahl-Wand-Wechselwirkungen*, bei denen Protonen am Rand eines Strahlpaketes auf Strahlrohr- oder Detektorkomponenten treffen. Ferner sind Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung zu berücksichtigen, die mit einer Rate von ca. 1 kHz die äußere Detektorabschirmung durchdringen.

Da nur die  $ep$ -Prozesse physikalisch interessant sind, ist es nicht sinnvoll, für alle im Detektor registrierten Signale Meßdaten auszulesen und zu speichern. Darüber hinaus ist dies technisch gar nicht möglich. Limitierender Faktor für die Rate der Datennahme ist vor allem die Bandbreite für die Übertragung auf Massenspeicher, daneben auch die verfügbare Speicherkapazität. Ferner ist eine hohe Ausleserate mit langen Zeiträumen verbunden, während derer keine Detektorsignale vom Datennahmesystem berücksichtigt werden können (*Totzeiten*). Insgesamt erweist sich das Speichern von maximal 1,2 MByte pro Sekunde als praktikabel, dies entspricht einer Ereignisrate von etwa 10 Hz.

Es ist also eine *Ratenreduktion* um mehrere Größenordnungen und damit eine gewisse Ereignisselektion bzw. Untergrundunterdrückung bereits vor der Datenspeicherung notwendig, womit eine der Aufgaben des Triggersystems umrissen ist. Dessen zweite Funktion besteht in der *Synchronisierung* der Subsysteme. Dies ist aufgrund der z.T. stark unterschiedlichen Ansprech- und Auslesezeiten der unterschiedlichen Detektorkomponenten notwendig, bevor eine Selektionsentscheidung getroffen, im *zentralen Ereignisprozessor* (*Central Event Builder*) die Detektor- und Triggerinformationen eindeutig dem jeweiligen BC zugeordnet und damit die Basis für eine Ereignisrekonstruktion geschaffen werden kann. Grundlage der Synchronisierung ist ein Referenzsignal des HERA-Beschleunigers, die *HERA Clock*, mit der BC-Frequenz von 10,4 MHz.

Die logischen Komponenten des Datennahmesystems und deren Zusammenwirken sind schematisch in Abbildung 2.7 zusammengefaßt.

Die Ratenreduktion wird in mehreren Stufen (engl. *level*) erreicht. Der Zeitraum, innerhalb dessen eine Selektionsentscheidung der ersten Triggerstufe (L1, auch *Central Trigger* CTL1) getroffen werden kann, ist von den Signalformungszeiten der Subdetektoren abhängig. Für einige Komponenten ist diese wesentlich größer als die Spanne von 96 ns zwischen zwei potentiellen Positron-Proton-Wechselwirkungen, beispielsweise  $\approx 1 \mu\text{s}$  für die zentralen Driftkammern und  $\approx 1,5 \mu\text{s}$  im Falle des LAr-Kalorimeters, hinzu kommen Kabellaufzeiten und Latenzzeiten der Triggerelektronik. Daher müssen die Detektorinformationen in zyklischen Ringspeichern, sog. *Pipelines*, zwischen-

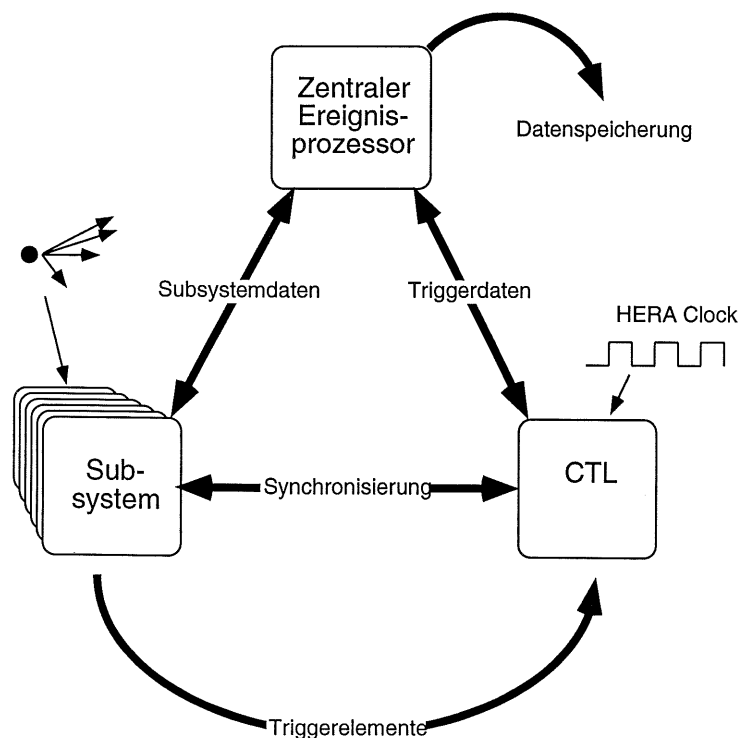


Abbildung 2.7: Die logischen Komponenten des Datennahmesystems.

gespeichert werden. Die Speichertiefe entspricht  $2,5 \mu\text{s}$ , spätestens nach dieser Zeit muß eine L1-Entscheidung getroffen sein, wenn die erste Triggerstufe totzeitfrei arbeiten soll.

Die Eingangssignale des CTL1 sind die sog. L1-Triggerelemente (TE) der Subdetektoren. Diese enthalten Informationen, ob einfache vordefinierte Bedingungen, beispielsweise das Überschreiten von gewissen Schwellen für die in einem Kalorimeter deponierte Energie oder die Existenz bestimmter Treffermuster in einer Spurkammer, erfüllt sind oder nicht.

Aus Koinzidenzen von Triggerelementen können in flexibler Weise bis zu 128 aussagenlogische Bedingungen, sog. L1-Subtrigger ( $s_0 \dots s_{127}$ ), definiert werden. Jeder dieser Subtrigger muß dabei ein sog.  $t_0$ -TE enthalten, das auf einem Detektorsignal hoher Zeitaufösung beruht und den Zeitnullpunkt des Ereignisses definiert und damit insbesondere die Identifikation der zugehörigen HERA-Teilchenpakete ermöglicht.

Die Erfüllung mindestens einer Subtriggerbedingung ist eine notwendige Bedingung für eine positive L1-Entscheidung (L1-Keep). Hinreichend ist dies allerdings nicht, da einige Subtrigger einer Ratenunterdrückung (engl. *prescaling*) unterliegen, d. h. nur eines aus einer voreingestellten Anzahl (*prescale*

*factor*) von positiven Signalen berücksichtigt wird.

Auf ein L1-Keep-Signal hin werden die Pipelines angehalten, die Datenauslese beginnt und damit die primäre Detektortotzeit. Der Ausleseprozeß erfolgt asynchron, was durch Zwischenspeicher der Subdetektoren (*multi event buffer*) ermöglicht wird. Deren Inhalt wird vom Central Event Builder abgerufen und zu einem Gesamt ereignis kombiniert.

Mit Beginn des Ausleseprozesses wird die zweite Triggerstufe (L2) aktiv. Innerhalb von 20  $\mu$ s wird die Entscheidung bestimmter L1-Subtrigger bestätigt. Diese längere Zeitspanne erlaubt nun auch die Einbeziehung komplexerer topologischer Bedingungen. Dies geschieht auf der Basis von Matrixoperationen (L2TT) oder mit Hilfe neuronaler Netze (L2NN). Wird das Ereignis verworfen (*L2-Reject*), so wird der Auslesevorgang abgebrochen. Andernfalls kommen auf einem weiteren Triggerniveau (L4)<sup>10</sup>, das im Gegensatz zu den Hardware-Stufen L1 und L2 als *Prozessorfarm* realisiert ist, auf der Basis einer fast vollständigen Ereignisrekonstruktion zusätzliche Filteralgorithmen zur Anwendung. Für eine L4-Entscheidung werden 100 ms benötigt.

Die *Rohdaten* der von diesen Triggerstufen akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetbändern gespeichert. In weiteren Stufen (zusammenfassend auch als L5 bezeichnet) werden die Ereignisse vollständig rekonstruiert und anschließend anhand vordefinierter Merkmale als Kandidaten für bestimmte physikalische Prozesse gekennzeichnet (*Ereignisklassifikation*).

Nach einer weiteren Reduktion und Komprimierung der Daten werden diese auf sog. *Data Summary Tapes* (DST) gespeichert, die als Ausgangspunkt der physikalischen Analyse dienen.

### 2.2.7 Detektorsimulation

Die experimentell zu prüfenden theoretischen Modelle werden in Simulationsprogramme (*Ereignisgeneratoren*) implementiert, die in der Regel – aufgrund der Komplexität der Prozesse – auf der *Monte Carlo* (MC)-Methode beruhen und Vorhersagen in Form von Vierervektoren der Endzustandsteilchen liefern. Um eine Verbindung zu den experimentellen Daten herstellen zu können, muß das Ansprechverhalten des Detektors für die entsprechenden Endzustände modelliert werden. Hierzu wird das Programmpaket GEANT [39] verwendet, das die simulierten Vierervektoren auf Detektorsignale abbildet. Diese durchlaufen anschließend die gleiche Ereignisrekonstruktion wie die gemessenen Daten. Auf diese Weise können die theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden.

---

<sup>10</sup>Eine ursprünglich vorgesehene zusätzliche L3-Stufe wird bisher nicht genutzt.



# Kapitel 3

## Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird ein Weg für die Auswahl von  $W$ -Produktionsereignissen mit anschließendem Zerfall  $W \rightarrow \mu\nu_\mu$  des  $W$ -Bosons in ein Myon und ein Myonneutrino<sup>1</sup> entwickelt. Zunächst sind die experimentelle Signatur des Signals abzuleiten und mögliche Untergrundprozesse zu diskutieren. Daraus ergeben sich Selektionsbedingungen, die mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen optimiert und dann auf Meßdaten des H1-Experiments angewendet werden. Abschließend werden die Ergebnisse diskutiert und eine Bewertung der beschriebenen Methode gegeben.

### 3.1 Signatur myonischer $W$ -Zerfälle

Ausgehend von der theoretischen Diskussion in Kapitel 1 sollen nun die experimentellen Merkmale von  $W$ -Produktionsprozessen mit myonischem Zerfall abgeleitet werden. Hilfsmittel hierbei ist der Monte-Carlo-Generator EPVEC [25], der auf der Grundlage der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Berechnungsmethode Parton-Endzustände dieser Prozesse erzeugt. Dabei werden die Feynman-Diagramme führender Ordnung berücksichtigt, wie sie in Abbildung 1.3 auf Seite 11 dargestellt sind. Die Hadronisierung der mit EPVEC generierten Partonen wird mit Hilfe des Programmpakets JETSET [40] modelliert. Dieses Simulationsstadium, das im folgenden in Abgrenzung gegenüber einer später erforderlichen Berücksichtigung des Detektorverhaltens als *Generatorniveau* bezeichnet wird, erlaubt bereits die Diskussion der wesentlichen Prozeßcharakteristika. Verwendet werden Ereignisse entsprechend einer integrierten Luminosität von  $\approx 78 \text{ fb}^{-1}$ .<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Diese Prozesse werden im folgenden auch kurz als *myonische  $W$ -Zerfälle* oder *Signalereignisse* bezeichnet.

<sup>2</sup>Dies entspricht mehr als dem 2000fachen der derzeit verfügbaren Datenmenge.

### 3.1.1 Kinematik auf Generatorniveau

Wie in Abschnitt 1.3 ausgeführt wurde, wird der  $W$ -Produktionswirkungsquerschnitt durch den Austausch quasireeller Photonen dominiert; dies illustriert das in 3.1(a) abgebildete  $Q^2$ -Spektrum. Den Hauptbeitrag liefert dabei der Graph 1.3(a) mit kleinem Viererimpulsquadrat  $u$  des ausgetauschten Quarks. Für die weitere Diskussion der Endzustandskinematik wird das Laborsystem (1.7) gewählt.

Bei den HERA-Strahlenergien von  $E_e = 27,5$  GeV und  $E_p = 820$  GeV ist die Abstrahlung eines reellen  $W$ -Bosons durch das Positron stark unterdrückt. Es dominiert die  $W$ -Abstrahlung durch Quarks mit Energien oberhalb der  $W$ -Masse, entsprechend einem Anteil am Protonviererimpuls von  $\xi \gtrsim 0,1$  (vgl. Abschnitt 1.2.1). Andererseits fallen die Quarkdichten im Proton zu höheren Impulsanteilen stark ab, für die Valenzquarks ist dies in Abbildung 3.1(c) und (d) dargestellt. Insgesamt ergibt sich die  $\xi$ -Verteilung 3.1(b), die zeigt, daß die Quarkenergie  $E_q = \xi E_p$  im Anfangszustand bevorzugt nur wenig oberhalb der  $W$ -Produktionsschwelle von  $E = M_W^2/(4E_e)$  liegt.<sup>3</sup>

#### Zerfallsleptonen

Die Kinematik der Zerfallsleptonen  $\mu$  und  $\nu$  sei hier zunächst im Ruhesystem des  $W$ -Bosons betrachtet. Für deren *Transversalimpuls*  $\tilde{p}_t$ , d. i. die Impulskomponente senkrecht zur Strahlachse, gilt dort näherungsweise:<sup>4</sup>

$$\tilde{p}_t \approx \frac{M_W}{2} \sin \tilde{\theta} \quad , \quad (3.1)$$

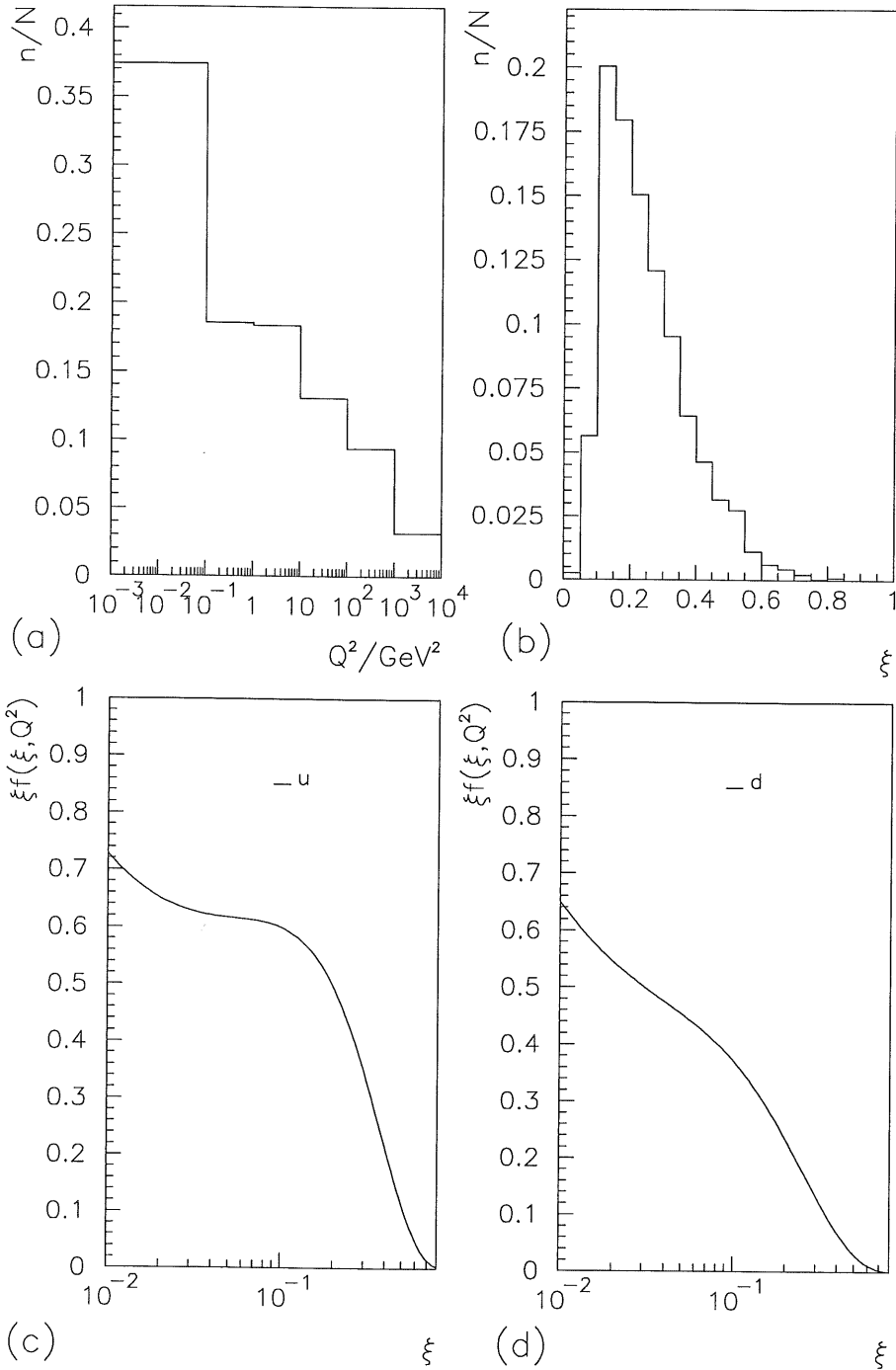
wobei  $\tilde{\theta}$  den Polarwinkel des Myons bzw. Neutrinos in diesem System und  $M_W$  die  $W$ -Masse bezeichnet. Für die  $\tilde{p}_t$ -Abhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit erhält man mit Hilfe der Transformation

$$\frac{d\sigma}{d\tilde{p}_t} = \left( \frac{d\sigma}{d\cos \tilde{\theta}} \right) \left( \frac{d\cos \tilde{\theta}}{d\tilde{p}_t} \right) \quad (3.2)$$

die Beziehung

<sup>3</sup>Voraussetzung für die Produktion reeller  $W$ -Bosonen ist eine Schwerpunktsenergie der Positron-Quark-Streuung oberhalb der  $W$ -Masse ( $\sqrt{4E_q E_e} \gtrsim M_W$ , vgl. Gleichung 1.8).

<sup>4</sup>Hierbei bleiben die endliche  $W$ -Zerfallsbreite und eventuelle Polarisierungseffekte unberücksichtigt.



**Abbildung 3.1:** (a)  $Q^2$ -Spektrum und (b)  $\xi$ -Verteilung für  $W$ -Produktionsereignisse (EPVEC). Die Abbildungen (c) und (d) zeigen die  $\xi$ -Abhängigkeit der  $u$ - bzw.  $d$ -Quarkdichte im Proton bei  $Q^2 = M_W^2$  [16]

$$\frac{d\sigma}{d\tilde{p}_t} = \frac{\tilde{p}_t}{M_W/2} \frac{1}{\sqrt{(M_W/2)^2 - (\tilde{p}_t)^2}} \left( \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right), \quad (3.3)$$

woran sich ein ausgeprägtes Maximum der Transversalimpulsverteilungen bei  $M_W/2 \approx 40$  GeV ablesen läßt.

Dieses Charakteristikum, das wegen Gleichung (3.2) als *Jacobi-Maximum* bezeichnet wird, sollte sich auch in den  $p_t$ -Spektren der Zerfallsleptonen im Laborsystem finden, da im bevorzugten Energiebereich nahe der Produktionsschwelle der Transversalimpuls des  $W$ -Bosons klein ist. Das Histogramm 3.2(a) bestätigt diese Vermutung, wobei hier neben endlichen  $p_t^W$ -Werten die Verschmierung der Verteilung durch die zugelassene  $W$ -Virtualität eingeht. Auch die im Ruhesystem des  $W$ -Bosons entgegengesetzte Bewegung von Myon und Neutrino überträgt sich näherungsweise in die Transversalebene des Laborsystems. Der von Myon- und Neutrinoimpuls eingeschlossene Azimutalwinkel

$$\Delta\varphi^{\mu\nu} = \min(|\varphi^\mu - \varphi^\nu|, 180^\circ - |\varphi^\mu - \varphi^\nu|) \quad (3.4)$$

liegt auch dort typischerweise nahe bei  $180^\circ$ , wie das Histogramm 3.2(b) zeigt.

Die Transversalimpulse und die azimutale Winkelkorrelation der Zerfallsleptonen können in der Größe

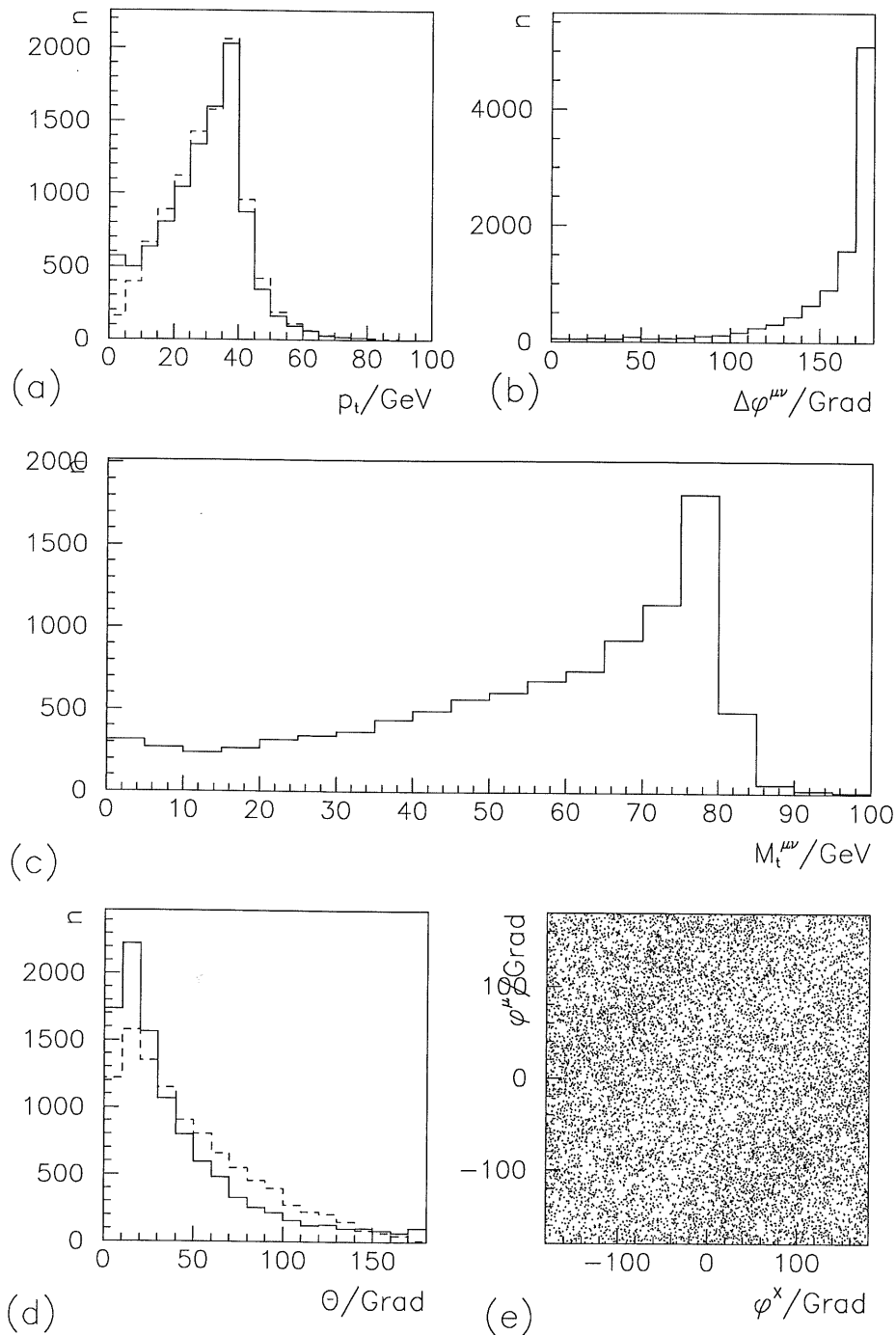
$$M_t^{\mu\nu} = \sqrt{2p_t^\mu p_t^\nu (1 - \cos(\Delta\varphi^{\mu\nu}))} \quad (3.5)$$

zusammengefaßt werden, die als deren *transversale Masse* bezeichnet wird. Abbildung 3.2(c) zeigt das  $M_\perp^{\mu\nu}$ -Spektrum mit einem deutlichen Maximum bei  $M_W$ .

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die Kinematik der Zerfallsleptonen in der Transversalebene aufgrund der hohen  $W$ -Masse und typischerweise kleinen Transversalimpulsüberträgen fast ausschließlich durch den Zerfallsprozeß selbst bestimmt wird. Die weitgehende Unabhängigkeit von den übrigen Endzustandsteilchen illustriert Abbildung 3.2(e). Dort ist der Myonazimutalwinkel gegen den Azimutalwinkel des hadronischen Endzustandes aufgetragen.

Im Unterschied zum Transversalimpuls des  $W$ -Bosons ist dessen Impulskomponente in Protonrichtung (wegen des hohen Quarkimpulses im Anfangszustand) groß. Das  $W$ -Boson und damit auch die Zerfallsleptonen sind daher bevorzugt in Vorwärtsrichtung zu erwarten (siehe Abbildung 3.2(d)).

### 3.1. SIGNATUR MYONISCHER W-ZERFÄLLE



**Abbildung 3.2:** Kinematik der Zerfallsleptonen. Die Myonspektren sind durchgezogen dargestellt, Neutrino-Verteilungen gestrichelt. (a) Transversalimpuls, (b)  $\Delta\phi^{\mu\nu}$ , (c) transversale Masse, (d) Polarwinkel. In Histogramm (e) sind die Azimutalwinkel des Myons und des hadronischen Endzustands gegeneinander aufgetragen.

Die in Abbildung 3.2 erkennbaren Unterschiede zwischen den kinematischen Verteilungen für Myon und Neutrino sind vermutlich auf die Beiträge der Graphen 1.3(f) und (g) zurückzuführen,<sup>5</sup> die bei der Produktion von  $W$ -Bosonen mit nichtverschwindender Virtualität einzubeziehen sind (vgl. [31]).<sup>6</sup>

### Hadronischer Endzustand

Für den dominierenden Produktionsprozeß sind im Falle kleiner Photonvirtualitäten die Transversalimpulse des  $W$ -Bosons und des gestreuten Endzustandsquarks  $q'$  ungefähr gleich. Nach den obigen Ausführungen dominieren damit relativ kleine Werte für den hadronischen Transversalimpuls  $p_t^X$  (Abbildung 3.3) und den mittleren Polarwinkel der Endzustandshadronen.

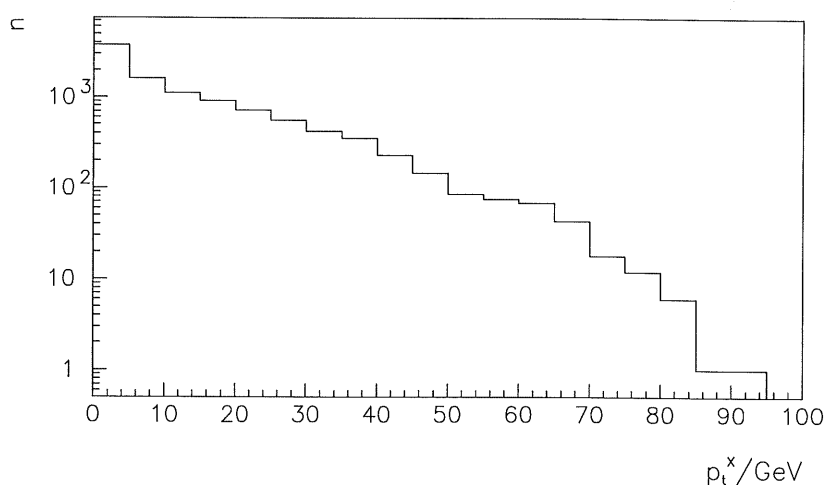


Abbildung 3.3:  $p_t^X$ -Verteilung.

### Gestreutes Positron

Im bevorzugten kinematischen Bereich kleiner  $Q^2$ -Werte wird das Strahlpositron nur wenig abgelenkt (vgl. 1.2.2), der Polarwinkel des gestreuten Positrons nimmt also bevorzugt Werte knapp unterhalb  $180^\circ$  an. Entsprechend ist dessen Transversalimpuls typischerweise klein (vgl. Abbildung 3.4).

<sup>5</sup>Im Gegensatz zum Myon koppelt das Neutrino nicht an Photonen, daher trägt der Graph (g) mit Photonaustausch für  $f = \mu$  und  $f' = \nu$  nicht bei, woraus sich eine kinematische Asymmetrie zwischen den Zerfallsleptonen ergeben könnte.

<sup>6</sup>Polarisationseffekte beim  $W$ -Zerfall kommen hier als Erklärung für die abweichenden Verteilungen nicht in Frage, da die Myonmasse bei der Berechnung vernachlässigt wird.

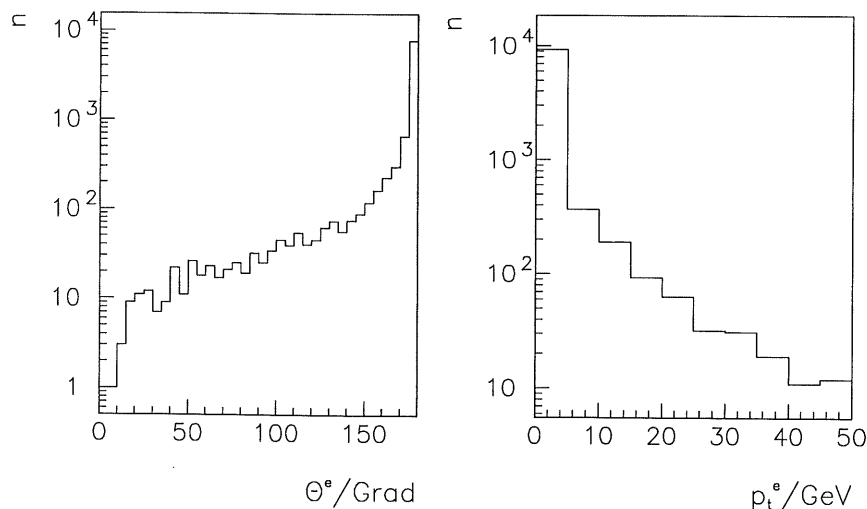


Abbildung 3.4: Links Polarwinkel- und rechts Transversalimpulsverteilung für das gestreute Positron.

### 3.1.2 Experimentelle Signatur

Aus den im vorigen Abschnitt auf Generatorniveau diskutierten Charakteristika myonischer  $W$ -Zerfälle ergibt sich eine klare experimentelle Signatur:

1. Ein hochenergetisches Myon im Vorwärtsbereich des Detektors, das aufgrund der weitgehenden kinematischen Unabhängigkeit von den übrigen Endzustandsteilchen im allgemeinen räumlich isoliert ist. Der Transversalimpuls  $p_t^\mu$  ist hoch, typischerweise um 40 GeV.
2. Eine signifikant unausgeglichene Bilanz des gemessenen Gesamtimpulses, da das hochenergetische Zerfallsneutrino, das weder elektromagnetisch noch hadronisch wechselwirkt, nicht im Detektor nachgewiesen werden kann. Insbesondere ist ein großer „fehlender“ Transversalimpuls  $p_t^{miss}$  in der Größenordnung der halben  $W$ -Masse zu erwarten.
3. Ein großer Abstand  $\Delta\varphi$  von Myonimpuls und fehlendem Impuls in der Azimutalebene.

Die Endzustandshadronen werden bevorzugt mit relativ geringem Transversalimpuls in Vorwärtsrichtung erwartet. Das gestreute Positron entkommt meist in das rückwärtige Strahlrohr, in 25% – 30% der Fälle ist es im geometrischen Akzeptanzbereich des LAr-Kalorimeters oder des SpaCal zu finden.

## 3.2 Untergrundprozesse

Bevor Strategien für die Selektion myonischer  $W$ -Zerfälle entwickelt werden können, ist zu diskutieren, welche anderen Prozesse eine ähnliche experimentelle Signatur aufweisen können. Wegen des sehr kleinen  $W$ -Produktionswirkungsquerschnitts ist die Kontrolle solcher *Untergrundprozesse*, deren Rate gegenüber dem Signal meist um Größenordnungen höher ist, die entscheidende experimentelle Herausforderung.

Das **Myonsignal** kann bei Untergrundereignissen entweder tatsächlich von einem Myon stammen, z.B. aus dem Zerfall von Endzustandshadronen, oder auf einer Fehlidentifikation eines Hadrons als Myon beruhen. Entsprechende Studien für den Zentralbereich des H1-Detektors sind in [46] beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Hadron vor Erreichen des Kalorimeters myonisch zerfällt, wird durch die Beziehung

$$\mathcal{P}_Z = BR \left( 1 - e^{-\frac{ml}{pr}} \right) \quad (3.6)$$

beschrieben. Hier sind  $m$ ,  $p$  und  $\tau$  die Masse, der Impuls und die Lebensdauer des Hadrons und  $l(\theta)$  die Weglänge vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter;  $BR$  bezeichnet das Verzweigungsverhältnis<sup>7</sup> für den myonischen Zerfall. Hier sind vor allem Pionen und Kaonen mit  $BR$  nahe 100% bzw. 67% zu nennen. Mit zunehmendem Impuls nimmt  $\mathcal{P}_Z$  ab. Im kinematischen Bereich, der für  $W$ -Zerfallsmyonen typisch ist, ist diese Untergrundquelle folglich stark unterdrückt. Die Wahrscheinlichkeit für den Durchgang durch Kalorimetermaterial mit hadronischer Wechselwirkungslänge  $\lambda$  und Dicke  $d$  ohne hadronische Wechselwirkung ist dagegen impulsunabhängig:

$$\mathcal{P}_S = e^{-\frac{d}{\lambda}} . \quad (3.7)$$

Dieser Effekt hat nur für Pionen merkliche Bedeutung und wird als *Sail-Through* bezeichnet.<sup>8</sup> In diesem Fall verhält sich das Pion als minimalionisierendes Teilchen und kann nicht von einem Myon unterschieden werden. Im Vorwärtsbereich gilt  $d \geq 6\lambda$  (vgl. Abbildung 3.5) und damit  $\mathcal{P}_S \leq 0.25\%$ . Ferner sind sog. *Punch-Through*-Effekte<sup>9</sup> zu berücksichtigen, wenn Teile hadronischer Schauer an der Außenseite des Kalorimeters austreten und zu einem Signal im Myonsystem führen.

Gemeinsames Merkmal dieser Myonkandidaten ist deren hadronischer Ursprung. Sie werden also in der Regel innerhalb eines hadronischen Jets auftreten. Die Signatur eines *isolierten* Myons ist nur in Ausnahmefällen zu erwarten, z.B. bei Fluktuation eines Jets in ein einzelnes geladenes Pion.

<sup>7</sup>engl. *branching ratio*

<sup>8</sup>engl. *to sail through* – hindurch segeln.

<sup>9</sup>engl. *to punch through* – hindurch schlagen.



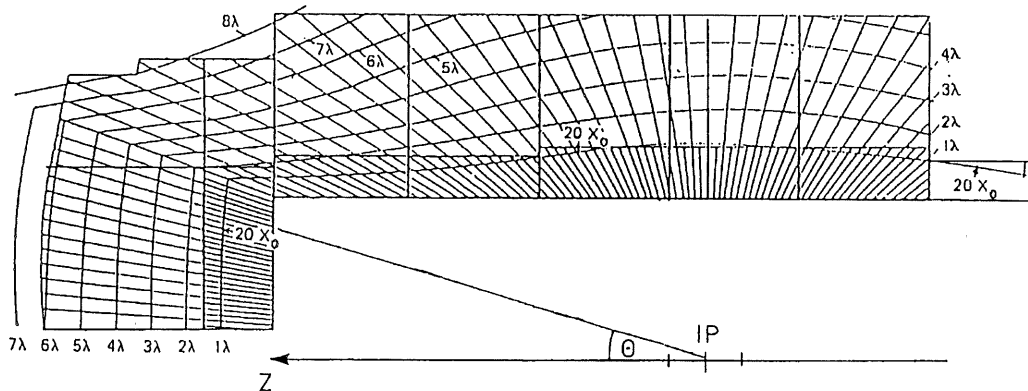


Abbildung 3.5: Isolinien für Vielfache der hadronischen Wechselwirkungslängen  $\lambda$  im LAr-Kalorimeter.

Zu einer **unausgeglichenen Bilanz des gemessenen Impulses** können neben nicht nachweisbaren Neutrinos auch Akzeptanzlücken des Detektors führen, durch die Endzustandsteilchen undetektiert entkommen. Ereignisse des zweiten Typs werden im folgenden auch als „unvollständig gemessen“ bezeichnet.

Nach diesen Vorbemerkungen sollen nun mögliche Untergrundprozesse im einzelnen besprochen werden.

### 3.2.1 Tiefunelastische Streuung

Bei der Diskussion des Untergrundbeitrags durch DIS-Prozesse ist zwischen CC- und NC-Prozessen zu unterscheiden

#### Prozesse des geladenen Stroms

CC-Reaktionen führen stets zu mindestens einem Neutrino im Endzustand, die gemessene Impulsbilanz ist also in der Regel unausgeglichen. Bei hinreichend großen Impulsüberträgen sind auch hohe fehlende Transversalimpulse zu erwarten. Eventuelle Myonkandidaten sind in der Regel hadronischen Ursprungs, ein isoliertes Auftreten sollte also eher untypisch sein. Dagegen sind hohe  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Werte plausibel, da der Neutrinoimpuls durch den hadronischen Endzustand balanciert wird.

Für das Studium dieser Untergrundklasse wird der Generator DJANGO [41] benutzt. Die simulierte Ereignismenge entspricht einer integrierten Luminosität von etwa  $2800 \text{ pb}^{-1}$ .

### Prozesse des neutralen Stroms

Für NC-Ereignisse sollte in der Regel eine ausgeglichene Transversalimpulsbilanz gemessen werden, fehlende Transversalimpulse sind auf Akzeptanzeffekte zurückzuführen. Auch hier ist ein Untergrundbeitrag vor allem im Bereich hoher  $Q^2$ -Werte wahrscheinlich. Quelle eines Myonsignals kann wiederum der hadronische Endzustand sein, was eine räumliche Isolation des Kandidaten unwahrscheinlich macht. Ein großer azimuthaler Abstand zum fehlenden Impulsvektor ist insbesondere dann zu erwarten, wenn das gestreute Positron durch eine Kalorimeterlücke entkommt. Dies gilt auch für den umgekehrten Fall, in welchem das Positron selbst fälschlich als (isoliertes) Myon identifiziert wird und der fehlende Impuls durch die unvollständige Messung eines Jets in der anderen Detektorhemisphäre zustande kommt. Auch der Untergrundbeitrag des neutralen Stroms wird anhand von DJANGO-Ereignissen ( $100 \text{ pb}^{-1}$ ) untersucht.

### 3.2.2 Photoproduktion

Auch Photoproduktion kann durch die oben geschilderten Mechanismen zu Untergrundereignissen für  $W$ -Produktion mit myonischem Zerfall führen. Selbst wenn hierfür recht untypische Szenarien angenommen werden müssen, so sind diese aber wegen des sehr großen Photoproduktionswirkungsquerschnitts durchaus als Untergrundquelle zu berücksichtigen.

Als Ereignisgenerator wird PYTHIA [42] verwendet, die entsprechende integrierte Luminosität beträgt  $100 \text{ pb}^{-1}$ .

### Produktion schwerer Quarkpaare mit semi-myonischem Zerfall

Ein spezieller Photoproduktionsprozeß ist die Erzeugung von  $c\bar{c}$ - oder  $b\bar{b}$ -Paaren, die vor allem über *Boson-Gluon-Fusion* abläuft (siehe Abbildung 3.7) Dabei kann es zu einer myonischen  $W$ -Zerfällen ähnlichen Topologie kommen, wenn ein Quark hadronisch und das andere myonisch zerfällt. Hohe Transversalimpulse und eine gewisse Separation des Myons von den übrigen Endzustandsteilchen sind wegen der größeren  $b$ -Masse eher für Bottom-Zerfälle zu erwarten und auch in diesem Fall nicht typisch; in Abbildung 3.6 ist ein Kandidatenereignis für  $b\bar{b}$ -Produktion mit semi-myonischem Zerfall dargestellt.

Für das Studium dieser Prozeßklasse wurde mit dem Programm AROMA [43] eine Ereignismenge von  $7530 \text{ pb}^{-1}$  generiert. Seit kurzem gibt es experimentelle Hinweise (vgl. [44]), daß die bisherigen theoretischen Modelle den Wirkungsquerschnitt für  $b\bar{b}$ -Erzeugung um einen Faktor 5–6 unterschätzen, was

bei der quantitativen Abschätzung dieses Untergrundbeitrags berücksichtigt werden sollte.

### 3.2.3 $\mu$ -Paarproduktion $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$

Wird bei  $\mu$ -Paarproduktionsereignissen eines der beiden Myonen nicht im Detektor nachgewiesen, so ist die gemessene Impulsbilanz unausgeglichen. Die Isolation des beobachteten Myons und große  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Werte sind in diesem Fall typischerweise gegeben.

Als möglicher Untergrund ist insbesondere die inelastische Paarproduktion mit großen Impulsüberträgen zu berücksichtigen. Dabei sind hadronischen Endzuständen mit hohem Transversalimpuls möglich, die bei unvollständiger Messung zum fehlenden Transversalimpuls beitragen kann. Ein Ereignis dieses Typs ist in Abbildung 3.9 zu sehen, Abbildung 3.8 zeigt das ominierende Feynman-Diagramm. Als Generator dient LPAIR [45], die verwendeten Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von  $6800 \text{ pb}^{-1}$ .

### 3.2.4 $\tau$ -Zerfälle

Semi-myonische Zerfälle von  $\tau^+\tau^-$ -Paaren, die aus Paarerzeugung ( $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ ) oder  $Z$ -Zerfällen stammen können, kommen im Prinzip als Untergrund in Frage, der mit Hilfe von EPVEC und LPAIR untersucht werden kann. Der Beitrag dieser Prozesse ist allerdings klein und wird daher bei der weiteren Diskussion keine Rolle spielen.

Auf den – ebenfalls geringen – Beitrag tauonischer  $W$ -Zerfälle wird dagegen noch einzugehen sein.

### 3.2.5 Nicht- $ep$ -Untergrund

Auch Myonen der kosmischen Höhenstrahlung und *Halomyonen*, die aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen des Protonstrahls stammen (siehe Abschnitt 2.2.6), können zum Untergrund beitragen, insbesondere wenn diese in sog. *Überlappereignissen* zeitgleich mit einer  $ep$ -Reaktion auftreten. Falls die Bahn von *kosmischen Myonen* die Strahlachse in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes schneidet, kann eine  $ep$ -Reaktion mit ein oder zwei isolierten Myonen im Endzustand vorgetäuscht werden. Hinterläßt das Myon nur auf einer Seite des Detektors ein Signal, so ergibt die Messung außerdem einen fehlenden Transversalimpuls. *Halomyonen* können hohe Energien besitzen, sie durchqueren die Wechselwirkungszone allerdings typischerweise fast parallel zur Strahlachse, so daß die Transversalimpulse i.a. relativ klein sind.

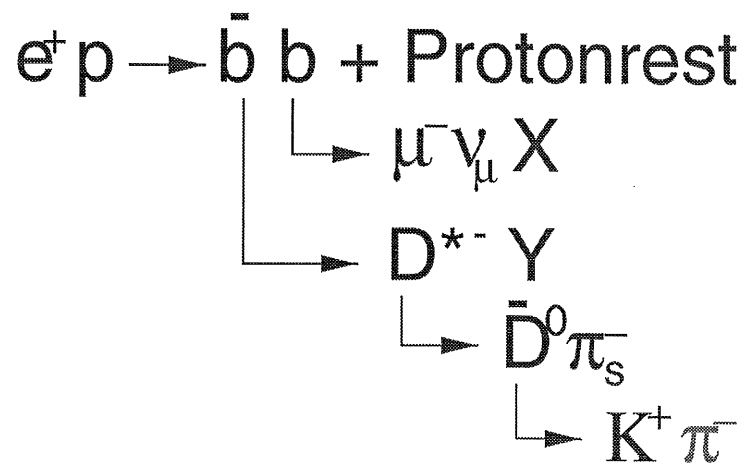
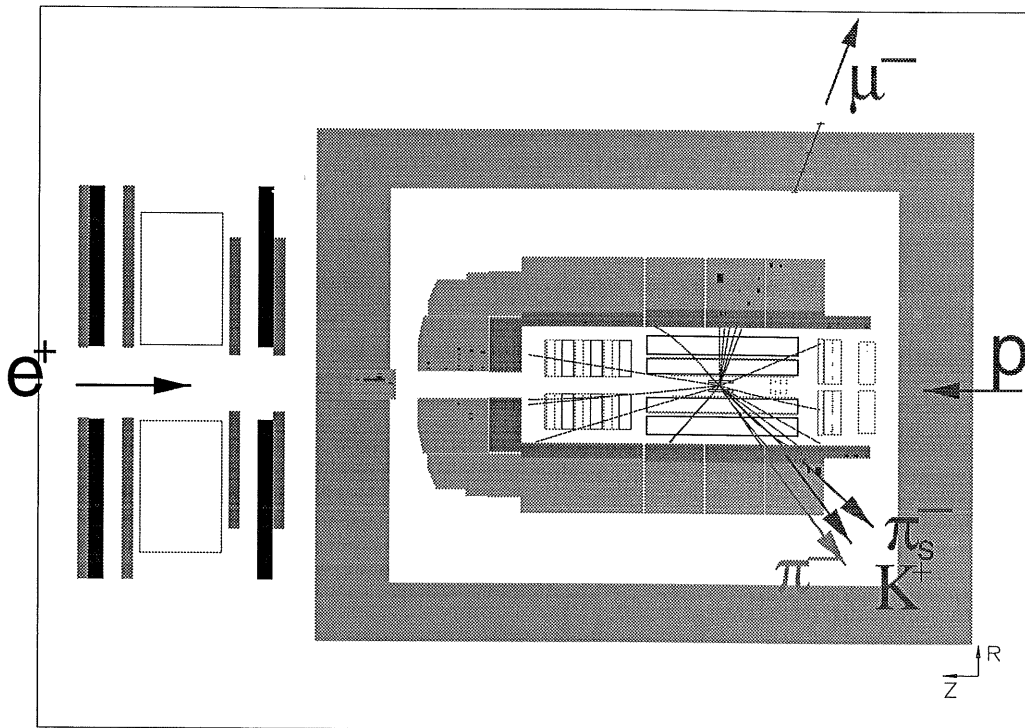


Abbildung 3.6: Kandidatenereignis für  $b\bar{b}$ -Produktion mit semi-myonischem Zerfall [44]

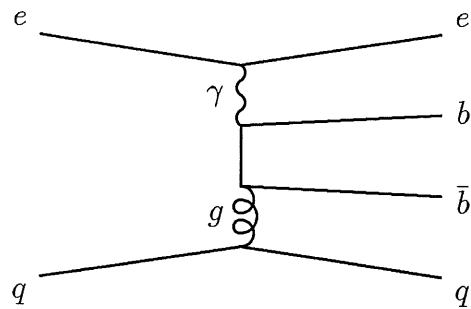


Abbildung 3.7: Dominierendes Feynman-Diagramm (Photon-Gluon-Fusion) für  $b\bar{b}$ -Produktion.

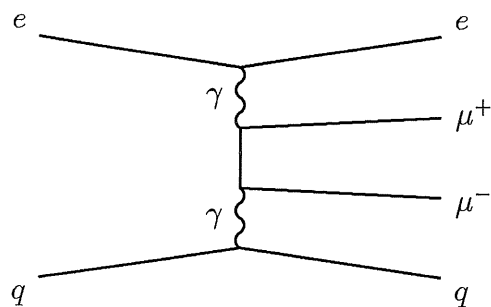


Abbildung 3.8: Dominierendes Feynman-Diagramm für  $\mu$ -Paarproduktion.

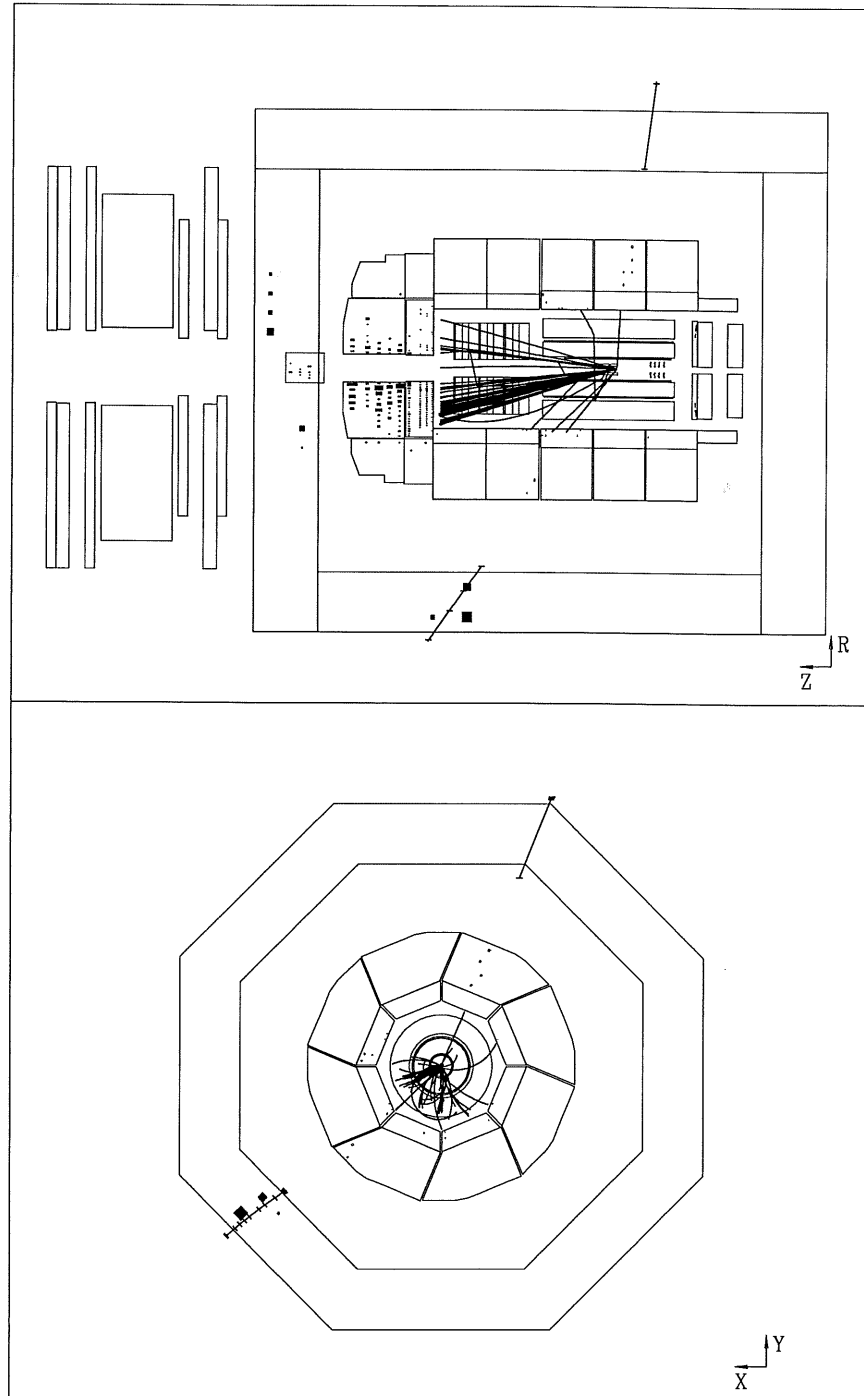


Abbildung 3.9: Kandidatenereignis für  $\mu$ -Paarproduktion.

## 3.3 Vorselektion

### 3.3.1 Verwendete Datenmenge

Ausgangspunkt der Selektion sind die Meßdaten, die vom H1-Experiment in den Jahren 1995–1997 aufgezeichnet wurden. Berücksichtigt werden nur Datennahmeperioden, während derer die experimentellen Bedingungen gewissen Qualitätskriterien genügt haben. Insbesondere sollten die für diese Arbeit wichtigen Detektorkomponenten einsatzbereit gewesen und keine offensichtlichen Funktionsstörungen aufgewiesen haben. Nach Anwendung dieser Kriterien verbleiben Meßdaten entsprechend einer integrierten Luminosität von [47]

$$\mathcal{L} = (33,3 \pm 0,9) \text{ pb}^{-1} . \quad (3.8)$$

### 3.3.2 Vertexbedingung

Es werden nur Ereignisse betrachtet, für die in der zentralen und vorderen Spurkammer gemessene Spuren verträglich mit einem gemeinsamen Ursprung in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes sind. An die  $z$ -Position des rekonstruierten Ereignisvertex wird die Bedingung

$$-0,35 \text{ cm} < z_{\text{vert}} - \langle z_{\text{vert}} \rangle < 0,35 \text{ cm} \quad (3.9)$$

gestellt,  $\langle z_{\text{vert}} \rangle$  bezeichnet hier die Mittelung über den entsprechenden Abschnitt der Datennahme. Diese Forderung beseitigt einen wesentlichen Teil der Nicht- $ep$ -Prozesse in der betrachteten Datenmenge.

### 3.3.3 Trigger

Eine Orientierung bei der Auswahl geeigneter L1-Subtrigger bieten die in Kapitel 3.1 besprochenen Charakteristika myonischer  $W$ -Zerfälle. Dabei zeigt sich, daß sich diese auf der ersten Triggerstufe nur teilweise ausnutzen lassen.

1. **Myon:** Sowohl die Myonsysteme als auch die Spurkammern liefern L1-Triggerelemente, die auf  $W$ -Zerfallsmyonen anwendbar sind. Allerdings können weder der hohe Transversalimpuls noch eine Isolation der Myonspur für die Formulierung von Triggerbedingungen ausgenutzt werden. Es stehen lediglich allgemeinere Kriterien wie die Spurmultiplicität des Ereignisses oder die Existenz von Spuren mit einem Impuls oberhalb einer festen niedrigen Schwelle ( $\approx 1 \text{ GeV}$ ) zur Verfügung. Es bleibt ein Signal im Myonsystem, das allerdings auch mit recht hoher

Rate von einer Vielzahl anderer Prozesse zu erwarten ist. Entsprechende Subtrigger kombinieren daher die Triggerelemente der Myonsysteme mit wesentlich einschränkenden Zusatzbedingungen, oder sie sind mit einer starken Ratenunterdrückung belegt.

2. **Unausgeglichene Transversalimpulsbilanz:** Die Impulsbilanz kann auf Triggerniveau nur kalorimetrisch bestimmt werden, das Myon liefert als minimalionisierendes Teilchen hierzu einen meist vernachlässigbaren Beitrag. Gemessen wird also im wesentlichen der – nach Abschnitt 3.1 typischerweise kleine – hadronische Transversalimpuls.
3. **Winkelkorrelation von Myon und fehlendem Impuls:** Zwar sind auch einfache topologische Bedingungen auf der ersten Triggerstufe implementiert, die Richtung des fehlenden Impulses kann aber in diesem Stadium noch nicht einbezogen werden.

Die im folgenden dargestellte Selektionsmethode verwendet L1-Subtrigger des zweiten Typs, basiert also auf dem kalorimetrisch gemessenen Transversalimpuls. Dies ist in doppelter Hinsicht motiviert:

- Eine Simulation der Signaleffizienz verschiedener L1-Bedingungen ergibt für diese Subtrigger die höchsten Werte.
- Durch diese Subtrigger wird ein im Hinblick auf die langfristige physikalische Zielsetzung des Studiums von  $W$ -Produktionsprozessen besonders geeigneter Phasenraumbereich ausgewählt, für den zudem die theoretische Beschreibung relativ unproblematisch ist.

Beide Punkte werden noch zu diskutieren sein. Möglichkeiten und Probleme einer alternativen oder ergänzenden Ereignisauswahl mit Hilfe der Triggerelemente anderer Subdetektoren werden in Kapitel 4 besprochen.

### Prinzip des LAr-Trigger

Das LAr-Kalorimeter ist mit einer  $\theta\varphi$ -Granularität von  $23 \times 32$  in *Triggertürme* (engl. *trigger tower* TT) eingeteilt, die die Grundelemente des LAr-Trigger [48, 37] bilden. Um elektronisches Rauschen zu unterdrücken, wird das Signal eines TT nur berücksichtigt, wenn es oberhalb einer gewissen Schwelle, der *AGM-Schwelle*,<sup>10</sup> liegt.

---

<sup>10</sup>AGM: analog gating module



Jeweils bis zu vier TT werden zu größeren Einheiten (engl. *big tower* BT) zusammengefaßt. Die Anordnung der 240 BT des LAr-Kalorimeters<sup>11</sup> in 14 Polarwinkelbereiche ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Erkennbar ist eine geometrische Ausrichtung auf den Wechselwirkungspunkt und eine erhöhte Granularität in Vorwärtsrichtung.

Die im Bereich eines BT deponierte Energie wird getrennt für den elektromagnetischen und hadronischen Teil gemessen, mit schnellen Analog-Digital-Wandlern (engl. *flash analog digital converter*, FADC) digitalisiert und in einer achtstelligen Binärzahl kodiert. Eine FADC-Einheit entspricht etwa  $\frac{1}{8}$  GeV. Aus den BT-Informationen werden L1-Triggerelemente gebildet, wobei BT-Signale unterhalb einer weiteren Rauschschwelle, der *L1-BT-Schwelle*, unberücksichtigt bleiben.

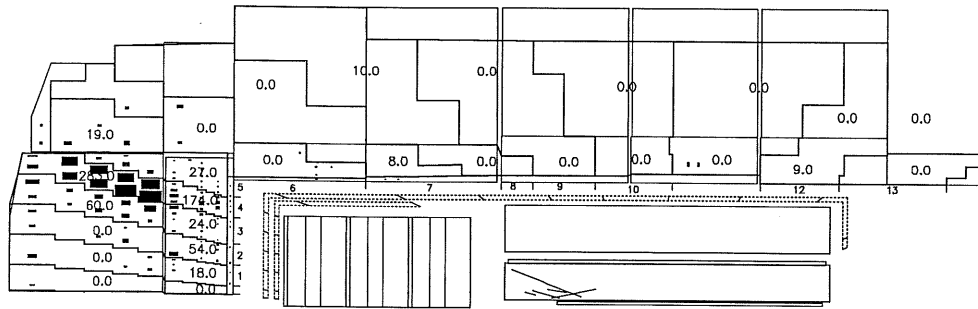


Abbildung 3.10: BT-Unterteilung des LAr-Kalorimeters

### Der LAr\_Etmiss-Trigger

Der LAr\_Etmiss-Trigger ist für die Triggerung von Ereignissen mit signifikantem kalorimetrischen Transversalimpuls konzipiert. Aus den Energien  $E_i$ , Polarwinkeln  $\theta_i$  und Azimutalwinkeln  $\varphi_i$  der einzelnen BT wird die Größe

$$p_t^{Trig} = \sqrt{\left(\sum_{BT} E_i \sin \theta_i \sin \varphi_i\right)^2 + \left(\sum_{BT} E_i \sin \theta_i \cos \varphi_i\right)^2} \quad (3.10)$$

berechnet. Die Triggerelemente LAr\_Etmiss berücksichtigen drei verschiedene  $p_t^{Trig}$ -Schwellen bei etwa 4,75 GeV, 6,0 GeV und 7,5 GeV.

Für diese Selektion geeignete L1-Subtrigger, die LAr\_Etmiss-Bedingungen enthalten, sind:

<sup>11</sup>Zusätzlich werden acht BT im SpaCal und vier BT im PLUG-Kalorimeter gebildet, vier weitere bleiben derzeit ungenutzt.

s77 : LAr\_Etmiss > 1, verbunden mit schwachen Vertexbedingungen, Triggerelementen der Flugzeitsysteme und dem t0-Element des LAr-Kalorimeters (LAr\_t0).

s66 : LAr\_Etmiss > 2 und eine hinreichend große Energiedeposition im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters, verbunden mit schwachen Zusatzbedingungen. Im Unterschied zu s77 wird kein Vertextrigger verlangt, falls LAr\_t0 erfüllt ist.

Der Subtrigger s66 ergänzt s77 bei Ereignissen mit starker Konzentration des Endzustandes im Vorwärtsbereich, für die auf Triggerebene kein Vertex rekonstruiert wird.

### Triggereffizienz

Die kombinierte Effizienz der Subtrigger s77 und s66 in Abhängigkeit vom kalorimetrisch gemessenen Transversalimpuls<sup>12</sup>  $p_t^{Kalo}$  für simulierte  $W$ -Produktionsereignisse ist in Abbildung 3.11(a) gezeigt. Für kleine kalorimetrische Transversalimpulse läßt sich eine starke  $p_t^{Kalo}$ -Abhängigkeit bei insgesamt niedriger Effizienz ablesen. In diesem Bereich führen kleine Unsicherheiten der  $p_t^{Kalo}$ -Messung zu großen systematischen Fehlern. Selbst wenn diese innerhalb der im Rahmen dieser Untersuchungen erreichbaren Genauigkeit liegen sollten, so sind sie doch bei späteren Analysen größerer Datenmengen, die hier vorbereitet werden sollen, nicht vertretbar. Die problematische Region wird daher mit der Bedingung

$$p_t^{Kalo} > 12 \text{ GeV} \quad (3.11)$$

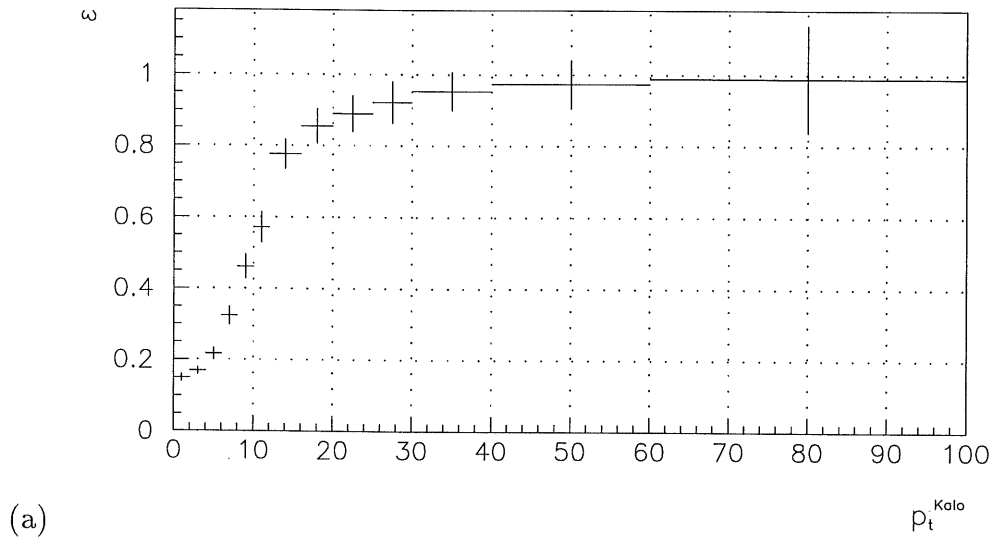
ausgeschlossen.

Allerdings wird durch diese Forderung die Selektionseffizienz drastisch reduziert, da mit dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustands (vgl. Abschnitt 3.1) auch das  $p_t^{Kalo}$ -Spektrum des Signals (Abbildung 3.11(b)) zu hohen Werten stark abfällt. Nach dem Schnitt (3.11) verbleiben etwa 38%, nach Anwendung der Triggerbedingung 34% des Signals.

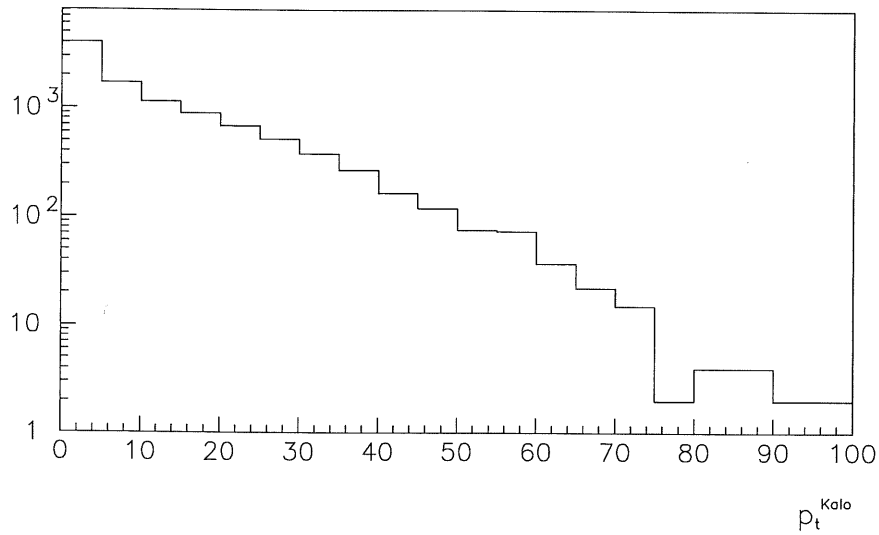
Im Rahmen von Analysen von Prozessen des geladenen Stroms, die ebenfalls die obigen Subtrigger verwenden, wurden auf der Basis von CC- und modifizierten NC-Meßdaten relative Unsicherheiten der Triggereffizienz von bis zu 5% ermittelt. Die oben für  $W$ -Produktionsprozesse angegebenen Werte wurden dagegen ausschließlich auf der Grundlage von MC-Simulationen ermittelt. Durch die Wahl dieser einfachen Methode muß hier von einem größeren relativen Fehler ausgegangen werden; eine vorsichtige Einschätzung liegt bei 10 – 15%.

---

<sup>12</sup>Näheres zur Rekonstruktion dieser Größe wird in Abschnitt 3.5.3 besprochen.



(a)



(b)

Abbildung 3.11: (a) Triggereffizienz für myonische  $W$ -Zerfälle in Abhängigkeit vom kalorimetrisch gemessenen Transversalimpuls  $p_t^{\text{Kalo}}$ . (b)  $p_t^{\text{Kalo}}$ -Verteilung (EPVEC).

### 3.3.4 Erkennung von kosmischen und Halomyonen

Auch nach Anwendung der bisherigen Selektionskriterien verbleibt noch ein großer Untergrund von kosmischen und Halomyonen. Es werden daher speziell auf diese Untergrundklasse zugeschnittene Filter benötigt.

Für Analysen des geladenen Stroms wurden entsprechende Algorithmen entwickelt [49]. Diese suchen gewisse, für die Untergrundmyonen typische experimentelle Signaturen, wie z. B. horizontale Muster aktiver Kalorimeterzellen oder gegenüberliegende Energiedepositionen bzw. Spuren bei geringer Aktivität im übrigen Detektor. Eine weitgehend komplementäre Auswahl wurde zu einem Programmpaket kombiniert [50]. Die Parallelen der bisher vorgestellten Ereignisauswahl zu CC-Selektionen legt eine Anwendung dieser Untergrundfilter nahe, und in der Tat erweisen sich diese zum überwiegenden Teil als nützlich. Mehr als 99% des Signals bleiben von den für diese Selektion ausgewählten Algorithmen<sup>13</sup> unberührt.

## 3.4 Myonselektion

In den vorselektierten Daten wird nun nach Myonkandidaten gesucht. Hierzu werden zunächst Spuren ausgewählt, die in den vorderen oder zentralen Spurkammern rekonstruiert wurden. In einem zweiten Schritt wird geprüft, ob sich diese *Kammerspuren* mit Spursegmenten in den Myonsystemen oder geeigneten kalorimetrischen Signalen in Verbindung bringen lassen.

### 3.4.1 Selektion von Kammerspuren

Geladene Teilchen bewegen sich im Magnetfeld auf einer Helixbahn, die mit folgenden Parametern beschrieben werden kann:

1. Die Krümmung  $\kappa = \pm 1/R_{\text{Helix}}$  der  $xy$ -Projektion der Spur ( $\kappa > 0$  für eine Rechtsschraube), aus der sich der Teilchenimpuls  $p \propto 1/\kappa$  bestimmen läßt. Die relative Unsicherheit der Impulsrekonstruktion nimmt linear mit  $p$  zu. Im Falle sehr hoher Teilchenimpulse kann oft nur eine untere Grenze für  $p$  abgeleitet werden, da die Helixbahn zu einer Geraden entartet, die Messung also verträglich mit  $\kappa = 0$  ist.
2. Die Koordinaten des Punktes größter Annäherung der extrapolierten Spur an die  $z$ -Achse ( $x_{ca}, y_{ca}, z_{ca}$ ). Wurde bereits ein primärer Ereignisvertex rekonstruiert, so kann diese Größe auch auf dessen Position

---

<sup>13</sup>HAMULAR, HAMUMU, HASPALAR, HAMUIF, COSMUMU, COSMULAR und COSTRACK (siehe [49]).

bezogen werden; die relativen Koordinaten seien hier mit  $\tilde{x}_{ca}$ ,  $\tilde{y}_{ca}$  und  $\tilde{z}_{ca}$  bezeichnet.

### 3. Azimutal- und Polarwinkel $\varphi$ und $\theta$ im Punkt größter Annäherung.

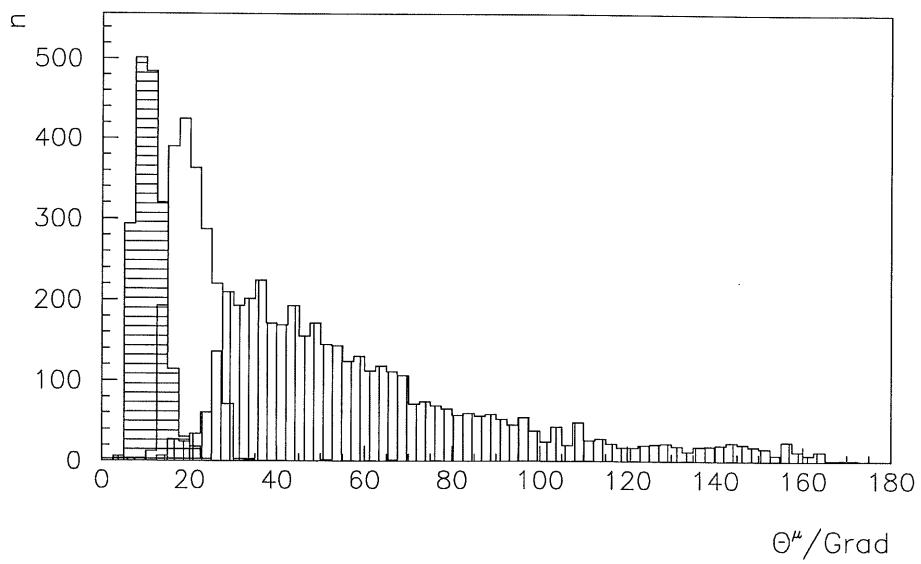
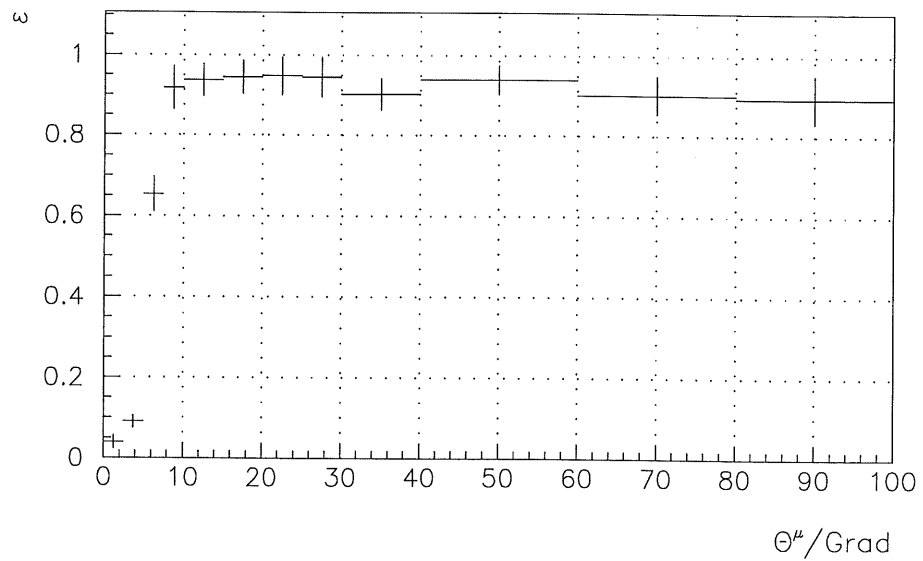
Ausgangspunkt für die Rekonstruktion von Kammerspuren sind die Koordinaten einzelner Punkte, an denen ein Teilchendurchgang registriert wurde. Diese werden mit geeigneten Algorithmen zu Segmenten innerhalb eines Spurrkammersystems verbunden, die in einem nächsten Schritt auf ihre Verträglichkeit mit der Rekonstruktion von Ereignisvertices<sup>14</sup> geprüft und zu *vertexangepaßten zentralen Spuren* oder *Vorwärtsspuren* bzw. *kombinierten Spuren* beider Kammersysteme zusammengefaßt werden. Beide Schritte beruhen im wesentlichen auf einer  $\chi^2$ -Anpassung der Spurparameter, eine nähere Beschreibung ist in [37] zu finden.

Die Rekonstruktion liefert einen Satz von *Spurhypothesen*, denen sich allerdings noch nicht eindeutig physikalische Spuren zuordnen lassen. So können eine vordere, zentrale und kombinierte Spur auf dasselbe Teilchen zurückzuführen sein, auch die Anpassung einer physikalischen Spur an mehrere Vertices ist möglich. Während diese Mehrdeutigkeiten bewußt in der Ereignisrekonstruktion vorgesehen sind, um eine flexible Analyse zu ermöglichen, treten daneben auch unerwünschte Effekte auf, wie z. B. eng benachbarte Mehrfachspuren in der Nähe einer einzelnen Teilchenbahn.

Für die Auswahl von Spurhypothesen wird ein Programmpaket [51] benutzt, das die relevanten Parameter aus der Datenbank extrahiert und damit eine Basis für die Definition von Selektionskriterien schafft. Ebenfalls eingebunden sind Algorithmen zur Unterdrückung unphysikalischer Mehrfachspuren. Hier sollen nur an den Primärvertex angepaßte Spurhypothesen betrachtet werden. Dabei werden kombinierte Spuren bevorzugt ausgewählt und den zentralen Spuren gegenüber den Vorwärtsspuren Priorität gegeben.

Die mit Hilfe von EPVEC und der Detektorsimulation ermittelte Effizienz der Spurrekonstruktion für  $W$ -Zerfallsmyonen in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\theta^\mu$  ist in Abbildung 3.12(a) dargestellt; die Verteilung auf die verschiedenen Spurklassen zeigt Abbildung 3.12(b). Effizienzprobleme treten insbesondere im extremen Vorwärtsbereich auf. In etwa 6% der Fälle ist der Polarwinkel des Myons kleiner als  $5^\circ$  und ein Nachweis damit nicht möglich. Erst für Polarwinkel oberhalb von  $8^\circ$  durchquert ein Teilchen alle Module der vorderen Spurrkammern, dies ist für ca. 13% der Zerfallsmyonen nicht erfüllt. Zu den geometrischen Akzeptanzeffekten kommen Rekonstruktionsineffizienzen

<sup>14</sup>Neben dem *Primärvertex* am Ort der  $ep$ -Wechselwirkung können in einem Ereignis durch sekundäre Zerfälle von Reaktionsprodukten weitere Vertices auftreten.



**Abbildung 3.12:** (a) Effizienz der Rekonstruktion der Spuren von  $W$ -Zerfallsmyonen in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\theta^\mu$ . (b) Typen der rekonstruierten Myonspuren in Abhängigkeit des Polarwinkels des Zerfallsmyons: Vorwärtsspuren (längs schraffiert), zentrale (quer schraffiert) und kombinierte Spuren (offenes Histogramm).

der vorderen Spurkammern. Insgesamt läßt sich die Effizienz der Spurrekonstruktion für  $W$ -Zerfallsmyonen im Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 165^\circ$  zu etwa 88% abschätzen. Dieses Ergebnis ist verträglich mit früheren Studien, die auf der Basis von Meßdaten für Myonen mit Transversalimpulsen zwischen etwa 2 und 10 GeV durchgeführt wurden [52].

An die so erhaltenen Spurhypothesen werden außerdem gewisse Qualitätsanforderungen gestellt:

- Der Polarwinkel  $\theta$  der Spur wird auf den Bereich eingeschränkt, in dem vom jeweiligen Kammersystem eine zuverlässige Rekonstruktion erwartet werden kann.
- Es ist eine gewisse radiale Mindestlänge  $L$  der rekonstruierten Spur zu fordern, da für sehr kurze Bahnabschnitte die Spurparameter nicht mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können.
- Der auf die Anzahl der Freiheitsgrade  $n_F$  bezogene  $\chi^2$ -Wert wird für beide Schritte der Spuranpassung nach oben beschränkt.
- Weitere Kriterien für eine gute Vertexverbindung sind eine geringe Entfernung

$$\tilde{r}_{ca} := \sqrt{\tilde{x}_{ca}^2 + \tilde{y}_{ca}^2}$$

der extrapolierten Spur vom rekonstruierten Primärvertex vor der Anpassung und – für zentrale und kombinierte Spuren – ein kleiner Abstand  $r_1$  des innersten Treffers von der  $z$ -Achse.

- Eine Vorwärtsspur sollte auf mindestens zwei verschiedene Spursegmente zurückgehen, wovon wenigstens eines mit hinreichend guter Qualität in einer planaren Kammer (vgl. Abschnitt 2.2.1) rekonstruiert wurde.

Die gewählten Schnitte sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt. Etwa 97% der  $W$ -Zerfallsmyonen, für die im Winkelbereich  $5^\circ < \theta < 165^\circ$  eine Spur rekonstruiert wird, erfüllen diese Bedingungen.

Ein Indiz für Probleme bei der Rekonstruktion von Spuren im extremen Vorwärtsbereich sind neben der insgesamt niedrigen Effizienz z. T. hohe  $\chi^2$ -Werte der Spur- und Vertexanpassung für Vorwärtsspuren. An diese Größen werden hier nur schwache Bedingungen gestellt. Auf eine Einschränkung des relativen Impulsfehlers wird an dieser Stelle ganz verzichtet.

	Vorwärtsspuren	Zentrale Spuren	Kombinierte Spuren
$p_t$	> 0.15 GeV	> 0.15 GeV	> 0.15 GeV
$\theta_{\min}$	= 5°	= 0°	= 10°
$\theta_{\max}$	= 25°	= 180°	= 30°
$\tilde{r}_{ca}$	< 25 cm	< 2 cm	< 2 cm
$(\chi^2/n_F)_{\text{Sp.}}$	< 20	-	-
$(\chi^2/n_F)_{\text{va. Sp.}}$	< 50	-	< 50
$L$	-	> 5 cm	> 5 cm
$r_1$	-	< 50 cm	< 50 cm

**Tabelle 3.1:** Bedingungen der Spurselektion.  $(\chi^2/n_F)_{\text{Sp.}}$  bezieht sich auf die Spur-,  $(\chi^2/n_F)_{\text{va. Sp.}}$  auf die Vertexanpassung.

### 3.4.2 Selektion von Myonkandidaten

Auf der Basis der ausgewählten Kammerspuren, im folgenden auch als *gute* Spuren bezeichnet, werden nun Myonkandidaten selektiert. Für Spuren mit einem Mindesttransversalimpuls von 2 GeV<sup>15</sup> wird nach Verbindungen mit im instrumentierten Eisen oder im vorderen Myonsystem rekonstruierten Spursegmenten gesucht, wobei unter mehreren qualitativ gleichwertigen Verbindungen diejenige mit dem höchsten Transversalimpuls ausgewählt wird. Wiederum dient [51] als Hilfsmittel. Außerdem wird das LAr-Kalorimeter zur Myonidentifikation genutzt. Entsprechend der jeweiligen Nachweismethode werden die Kandidaten als *Eisen-, Vorwärts- und/oder Kalorimetermyonen* klassifiziert.

#### Eisenmyonen

Bei der Extrapolation von Kammerspuren zu Spursegmenten im instrumentierten Eisen (*Eisenspuren*) werden Ionisationsverluste und Vielfachstreuung berücksichtigt, wobei die Annahme eingeht, daß die Spuren von einem Myon stammen. Wiederum wird die Korrelation der Parameter von Kammer- und Eisenspuren betrachtet, ein  $\chi^2$ -Test durchgeführt und daraus eine Verbindungswahrscheinlichkeit abgeleitet. Ist diese größer als  $10^{-4}$ , so wird die Hypothese in die Ereignisrekonstruktion aufgenommen. Auch hier zeigt sich, daß die Spuranpassung für hochenergetische Teilchen nicht optimal ist, was zu großen  $\chi^2$ -Werten und damit kleinen Verbindungswahrscheinlichkeiten

<sup>15</sup>Dieser Schnitt, der angesichts des  $p_t$ -Spektrums der  $W$ -Zerfallsmuonen unbedenklich ist, berücksichtigt, daß Myonen mit kleineren Impulsen die Myonsysteme im Regelfall nicht erreichen.



Barrel		Vordere Endkappe		Hintere Endkappe	
$\tilde{r}_{ca}$	$< 150$ cm	$\tilde{x}_{ca}$	$< 150$ cm	$\tilde{x}_{ca}$	$< 100$ cm
$\tilde{z}_{ca}$	$< 150$ cm	$\tilde{y}_{ca}$	$< 150$ cm	$\tilde{y}_{ca}$	$< 100$ cm
$N_{\text{Lagen}}$	$\geq 3$	$N_{\text{Lagen}}$	$\geq 4$	$N_{\text{Lagen}}$	$\geq 3$
$i_1$	$\leq 9$	$i_1$	$\leq 7$	$i_1$	$\leq 8$
$i_2$	$\geq 3$	$i_2$	$\geq 4$	$i_2$	$\geq 3$

**Tabelle 3.2:** Bedingungen für Eisenmyonen (siehe Text);  $i_1$  und  $i_2$  beschreiben die Position der ersten und letzten getroffenen Detektorlage.

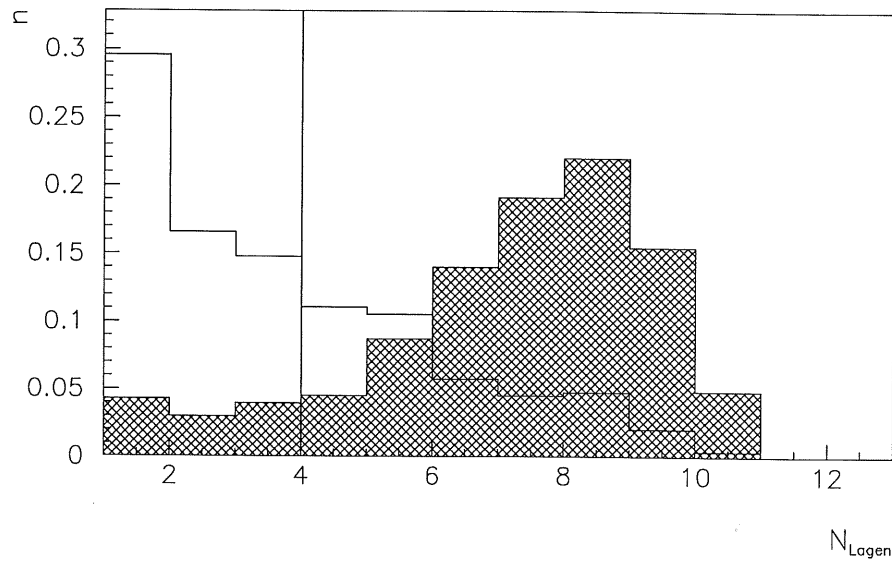
führt. Auf eine weitergehende Berücksichtigung dieser Größe wird hier deshalb verzichtet.

Eine ausreichende Rekonstruktionsqualität für die Eisenspur wird vor allem durch Bedingungen an die Anzahl und Positionen der getroffenen Detektorlagen  $N_{\text{Lagen}}$  gewährleistet. Abbildung 3.13 zeigt einen Vergleich der simulierten  $N_{\text{Lagen}}$ -Verteilungen im Bereich der vorderen Endkappe für  $W$ -Zerfallsmyonen und Myonkandidaten aus Photoproduktions bzw. CC-Ereignissen. Letztere sind in der Regel hadronischer Natur und haben daher ein deutlich geringeres Durchdringungsvermögen. Außerdem wird erneut der erlaubte Abstand größter Annäherung eingeschränkt. Die Schnitte werden für die verschiedenen Bereiche des zentralen Myonsystems getrennt festgelegt (Tabelle 3.2). Im Vorwärtsbereich ist ein größerer Untergrund zu erwarten als in der Zentralregion, was durch schärfere Selektionskriterien berücksichtigt wird.

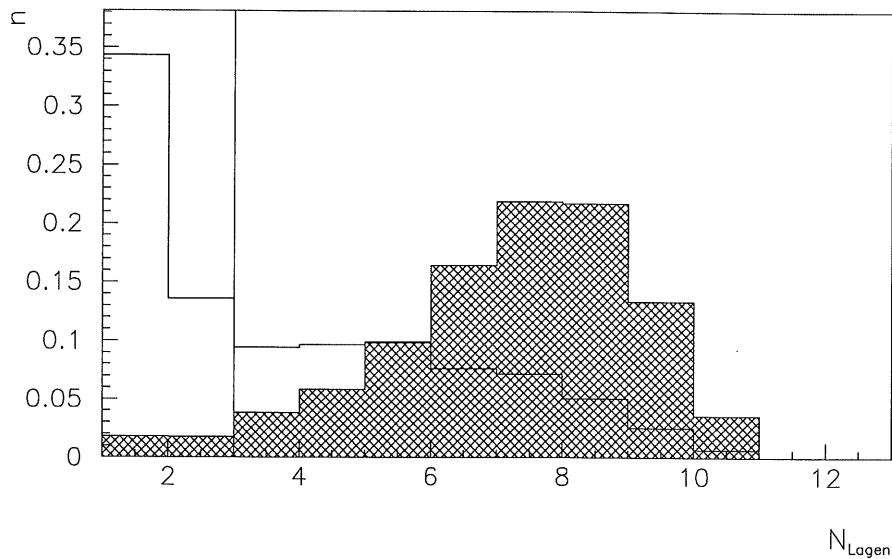
### Vorwärtsmyonen

Spuren im vorderen Myonsystem werden bei der Ereignisrekonstruktion anhand der Anpassung von Spursegmenten vor und hinter dem Toroiden (vgl. Abschnitt 2.2.3) einer von fünf Qualitätsklassen zugewiesen, hier werden Myonkandidaten der besten drei akzeptiert. Darüber hinaus wird lediglich verlangt, daß die extrapolierte Spur die Strahlachse bei  $-4 \text{ m} < z < +3 \text{ m}$ , also innerhalb des Hauptdetektors, schneidet. Diese Kriterien werden von ca. 96% der in Verbindung mit einer guten Kammerspur im vorderen Myonspektrometer nachgewiesenen Myonen aus  $W$ -Zerfällen erfüllt.

Wiederum wird ein Myonkandidat nur akzeptiert, falls sich eine Verbindung zu einer guten Kammerspur herstellen läßt. Das Verfahren und die Bedingungen sind die gleichen wie für Eisenmyonen.



(a)



(b)

**Abbildung 3.13:** Anzahl der getroffenen Lagen in der vorderen Endkappe des zentralen Myonsystems für  $W$ -Zerfallsmyonen (EPVEC), schraffiert dargestellt, und Myonkandidaten aus Untergrundprozessen, offene Histogramme. (a) Vergleich mit Photoproduktion (PYTHIA) in der vorderen Endkappe, (b) Vergleich mit CC-Prozessen (DJANGO) im Barrel. Die Qualitätschnitte der Myonselektion sind durch vertikale Linien gekennzeichnet.

### Kalorimetermyonen

Um auch Myonen nachweisen zu können, die durch Akzeptanzlücken der Myonsysteme entkommen oder wegen einer Unterschätzung der Verbindungswahrscheinlichkeit zwischen Kammer- und Eisenspuren fälschlich verworfen werden, wird auch das LAr-Kalorimeter zum Myonnachweis genutzt.

Gute Kammerspuren im passenden Polarwinkelbereich werden in das LAr-Kalorimeter extrapoliert und geprüft, ob die Energiedepositionen in geeignet gewählten Umgebungen mit der Annahme eines minimalionisierenden Teilchens verträglich sind. Von Myonen werden langreichweitige Schauer mit geringer lateraler Ausdehnung und kleiner Gesamtenergie erwartet.

Abhängig vom Polarwinkel und dem Impuls der jeweiligen Spur werden geometrische und energetische Schnitte definiert. Falls diese erfüllt sind, kann die Summe von Einzelabweichungen von den Grenzwerten zur Ableitung einer *Kalorimeterqualität* des Myonkandidaten herangezogen werden; nähere Erläuterungen hierzu finden sich in [53]. Es werden drei Qualitätsstufen unterschieden, wobei in dieser Selektion Kalorimetermyonen der beiden oberen Stufen akzeptiert werden.

## 3.5 Weitere Selektionsbedingungen

Möglichkeiten für eine weitergehende Selektion ergeben sich aus den in Abschnitt 3.1 diskutierten Charakteristika von Signal- und Untergrundeignissen. Danach sind insbesondere die folgenden Kriterien naheliegend:

- Räumliche Isolation des Myonkandidaten.
- Eine untere Grenze für den Transversalimpuls des Myonkandidaten.
- Eine untere Grenze für den fehlenden Transversalimpuls.
- Eine untere Grenze für den vom Impuls des Myonkandidaten und fehlendem Impuls eingeschlossenen Azimutalwinkel.

Die Rekonstruktion der entsprechenden Größen, deren Eignung für die Ereignisselektion sowie die Wahl der Schnitte wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

### 3.5.1 Isolation der Myonspur

Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.2 sollte die Forderung einer räumlichen Isolation des Myonkandidaten von den übrigen Endzustandsteil-

chen wirksam zu einer Unterdrückung einer großen Klasse von Untergrundprozessen beitragen. Andererseits ist zu bedenken, daß dieses Charakteristikum von  $W$ -Zerfällen auf eine weitgehend *fehlende* Korrelation zwischen dem Zerfallsmyon und dem hadronischen Endzustand zurückgeführt wurde. Es ist also keineswegs kinematisch ausgeschlossen, daß das Myon aus dem  $W$ -Zerfall innerhalb eines hadronischen Jets auftritt; diese Topologie ist aber zufällig und damit untypisch.

Um aus diesen qualitativen Überlegungen konkrete Selektionsschnitte abzuleiten, muß zunächst die Bedingung der „Isolation“ quantifiziert werden. Es erscheint naheliegend, eine gewisse Mindestentfernung der Myonspur von den anderen rekonstruierten Spuren zu fordern. Allerdings würden auf diese Weise alle Myonkandidaten, die fälschlicherweise zu mehreren rekonstruierten Spuren geführt haben, verworfen. Zwar sollte die in Abschnitt 3.4.1 besprochene Spur Selektion solche Ambiguitäten beseitigt haben, trotzdem sind verbleibende Mehrfachspuren nicht völlig auszuschließen. Damit sich diese Fälle nicht unmittelbar auf die Selektionseffizienz auswirken, wird hier ein etwas flexibleres Isolationskriterium gewählt; es wird eine obere Grenze für die Anzahl der Spuren innerhalb einer gewissen Umgebung der Myonspur festgelegt. Die Größe dieser Umgebung orientiert sich dabei an typischen Ausdehnungen hadronischer Jets.

Für jede rekonstruierte Spur, die die Qualitätsanforderungen aus Kapitel 3.4.1 erfüllt, wird deren Abstand zur Spur des Myonkandidaten in der Pseudorapiditäts<sup>16</sup>-Azimutalwinkel-Ebene

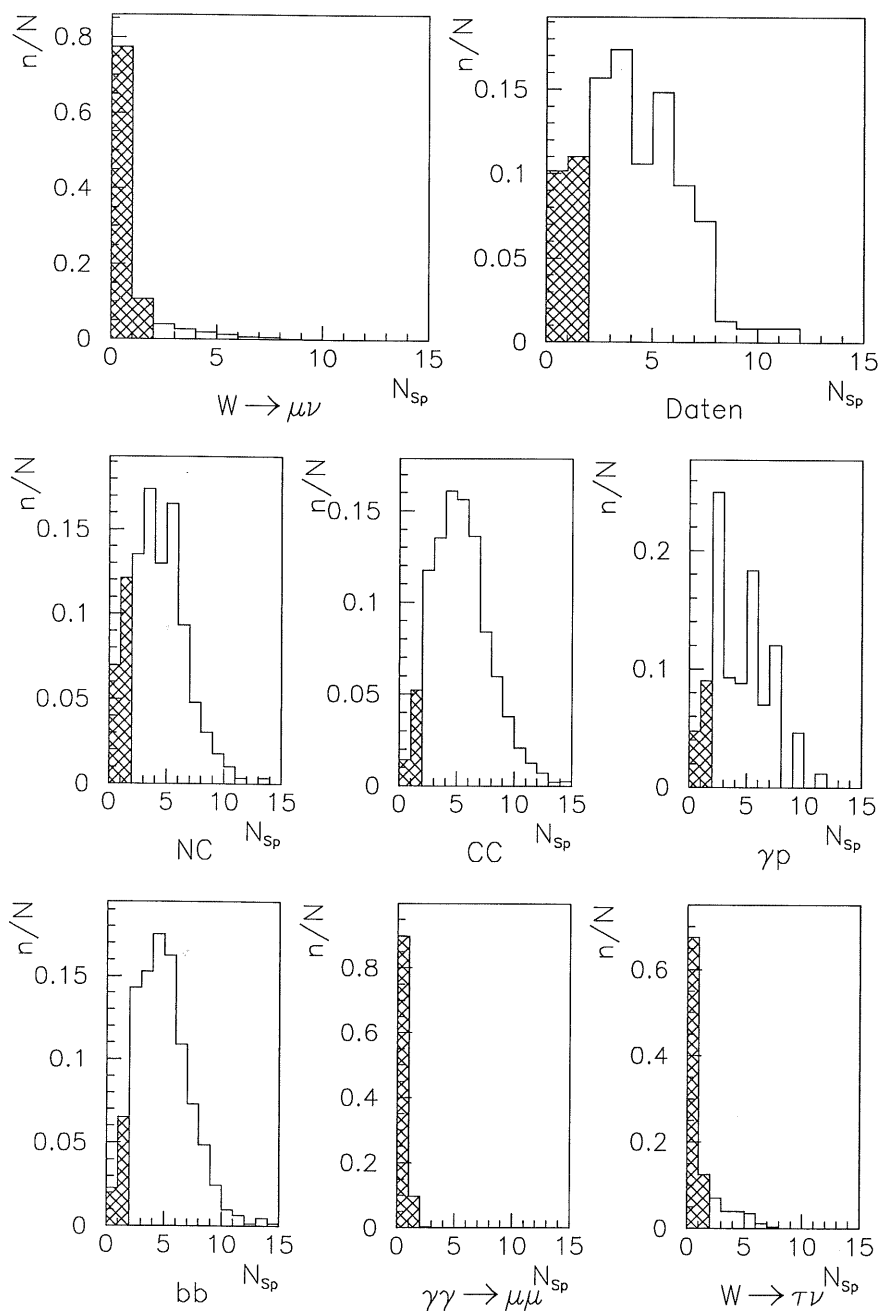
$$d_{\text{Sp}} := \sqrt{(\eta_{\text{Sp}} - \eta_{\mu})^2 + (\varphi_{\text{Sp}} - \varphi_{\mu})^2} \quad (3.12)$$

berechnet. Als Selektionsgröße wird

$$N_{\text{Sp}} := \text{Anzahl guter Spuren mit } d_{\text{Sp}} < 1 \quad (3.13)$$

definiert. Die entsprechenden Verteilungen für simulierte Signal- und Untergrundereignisse sowie für die vorselektierten Daten zeigt Abbildung 3.14. Das Histogramm 3.14(a) bestätigt, daß die Myonen aus  $W$ -Zerfällen meist völlig isoliert auftreten ( $N_{\text{Sp}} = 0$ ). Dies gilt für alle hier betrachteten Untergrundprozesse mit Ausnahme der Myonpaarproduktion und tauonischer  $W$ -Zerfälle typischerweise nicht, da in diesen Fällen, wie in Kapitel 3.2 besprochen, die Myonkandidaten in aller Regel hadronischer Natur bzw. hadronischen Ursprungs sind. Niedrige  $N_{\text{Sp}}$ -Werte sind die Ausnahme und spiegeln beispielsweise Fluktuationen in Jets mit kleiner Multiplizität oder hohen

<sup>16</sup>Die *Pseudorapidität* ist über den Polarwinkel  $\theta$  im Laborsystem durch die Beziehung  $\eta := -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$  definiert.



**Abbildung 3.14:** Isolation der Myonspur (siehe Text) für vorselektierte Meßdaten („Daten“) und simulierte, vorselektierte Ereignisse: Signal ( $W \rightarrow \mu\nu$ ), Prozesse des neutralen (NC) und geladenen Stroms (CC), Photoproduktion ( $\gamma p$ ),  $b\bar{b}$ -Produktion ( $bb$ ), Myonpaarerzeugung ( $\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$ ) und  $W$ -Produktion mit tauonischem Zerfall ( $W \rightarrow \tau\nu$ ).

Anteilen ungeladener Teilchen (z. B. neutrale Pionen) wider. Sie können auch eine Folge myonischer Hadronzerfälle sein, falls das Zerfallsmyon eine ausreichend große Impulskomponente senkrecht zum Ursprungsjet hat, um sich von diesem zu entfernen. Voraussetzung hierfür ist eine hinreichend große Masse des Mutterteilchens; Pion- und Kaonzerfälle kommen daher kaum in Frage. Die Produktion schwerer Quarkpaare mit semi-myonischem Zerfall kann dagegen durchaus zu einer solchen Ereignistopologie führen.

Ferner ist es denkbar, daß wegen zu strikter Spurselektionskriterien die Spurmultiplicität in der Umgebung des Myonkandidaten unterschätzt wird. Angesichts der Gefahr, bei schwächeren Spurqualitätsanforderungen unphysikalische Jets um das Myon aufzubauen und damit  $W$ -Kandidatenergebnisse zu verwerfen, wird diese Möglichkeit in Kauf genommen.

Der hier gewählte Selektionsschnitt

$$N_{\text{Sp}} \leq 1 \quad (3.14)$$

erlaubt noch Zweifachspuren und wird von 88% der simulierten und vorselektierten  $W$ -Ereignisse erfüllt. Die akzeptierten Ereignisse entsprechen den schraffierten Teilen der Histogramme 3.14.

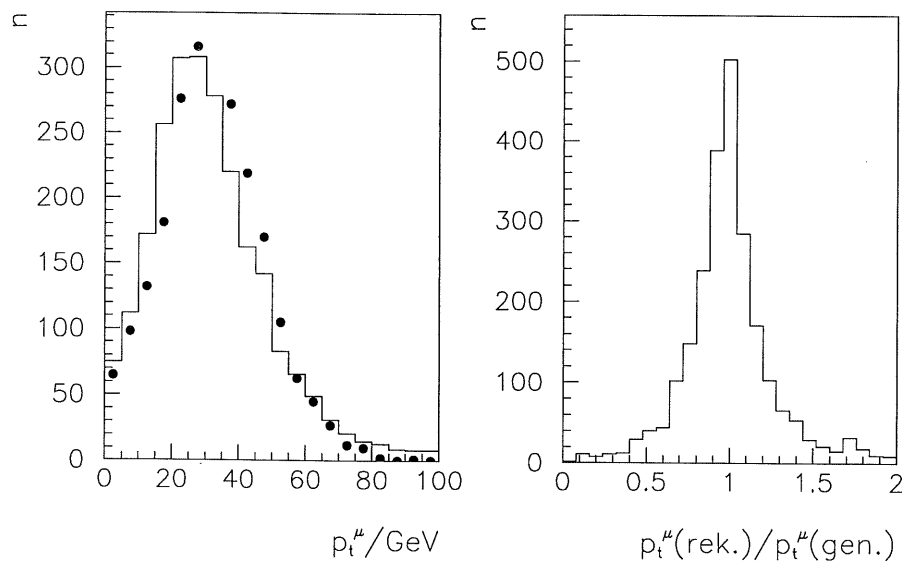
### 3.5.2 Transversalimpuls des Myonkandidaten

Die Besonderheiten der Rekonstruktion hoher Teilchenimpulse, wie sie für Myonen aus  $W$ -Zerfällen typisch sind, wurden bereits in Abschnitt 3.4 angesprochen, die Hauptprobleme seien hier nochmals genannt:

1. Die relative Meßunsicherheit nimmt linear mit dem Teilchenimpuls  $p$  zu, im betrachteten kinematischen Bereich ist sie typischerweise groß.
2. Die für die Impulsmessung benötigte Mindestlänge der rekonstruierten Spur wächst mit zunehmendem Teilchenimpuls. Mängel bei der Verbindung einzelner Spursegmente wirken sich daher besonders bei hohen Impulsen negativ auf die Meßgenauigkeit aus.

Der zweite Punkt beeinträchtigt besonders die Impulsmessung mit den vorderen Spurkammern. Daher wird hier der Spurimpuls bevorzugt mit Hilfe der zentralen Spurkammern bestimmt. Für die Rekonstruktion des Impulses stark vorwärts gerichteter Spuren sollte sich eine Verbesserung durch Einbeziehung des vorderen Myonsystems erreichen lassen. In der Tat zeigt sich dessen Impulsrekonstruktion für die simulierten  $W$ -Zerfallsmyonen derjenigen der vorderen Spurkammern leicht überlegen.<sup>17</sup>

<sup>17</sup>Inwiefern sich auf diesem Wege tatsächlich die Meßunsicherheit reduzieren läßt, ist allerdings fraglich, da dies eine genaue Kalibration des vorderen Myonspektrometers vor-



**Abbildung 3.15:** Links: Generiertes (Punkte) und rekonstruiertes (Histogramm) Transversalimpulspektrum der  $W$ -Zerfallsmyonen. Rechts: Verteilung des Verhältnisses von generiertem und rekonstruiertem Transversalimpuls.

Der zusätzliche Energieverlust beim Durchqueren der vorderen Endkappe wird durch die Addition von 3 GeV zum rekonstruierten Impuls näherungsweise berücksichtigt.<sup>18</sup>

Insgesamt liefert die Simulation die in den Abbildungen 3.15 und 3.16 dargestellte Vorhersage bezüglich der Rekonstruktionsqualität für den Transversalimpuls des Myonkandidaten. Verbesserungen sind um den Preis einer geringeren Signaleffizienz durch eine strengere Spurselektion erreichbar.

In Abbildung 3.15 ist links ein Vergleich der  $p_t^\mu$ -Verteilungen vor und nach der Rekonstruktion dargestellt. Ein Vergleich mit Abbildung 3.2(a) auf Seite 31 zeigt, daß das  $p_t^\mu$ -Spektrum auf Generatorniveau durch die bisherigen Selektionsbedingungen deutlich flacher geworden ist. Dies ist plausibel, weil mit niedrigen  $p_t^X$ -Werten auch kleine Transversalimpulse des  $W$ -Bosons unterdrückt werden; diese tragen bevorzugt im Bereich des Maximums zur  $p_t^\mu$ -Verteilung bei. An den Histogrammen 3.16 ist abzulesen, daß erwartungs-

aussetzt. Diese kann wiederum nur mit Hilfe der vorderen Spurkammern vorgenommen werden.

<sup>18</sup>Detaillierte Studien der Impulskorrelation zwischen vorderer Spurkammer und vorderem Myonsystem sind in [52] beschrieben.

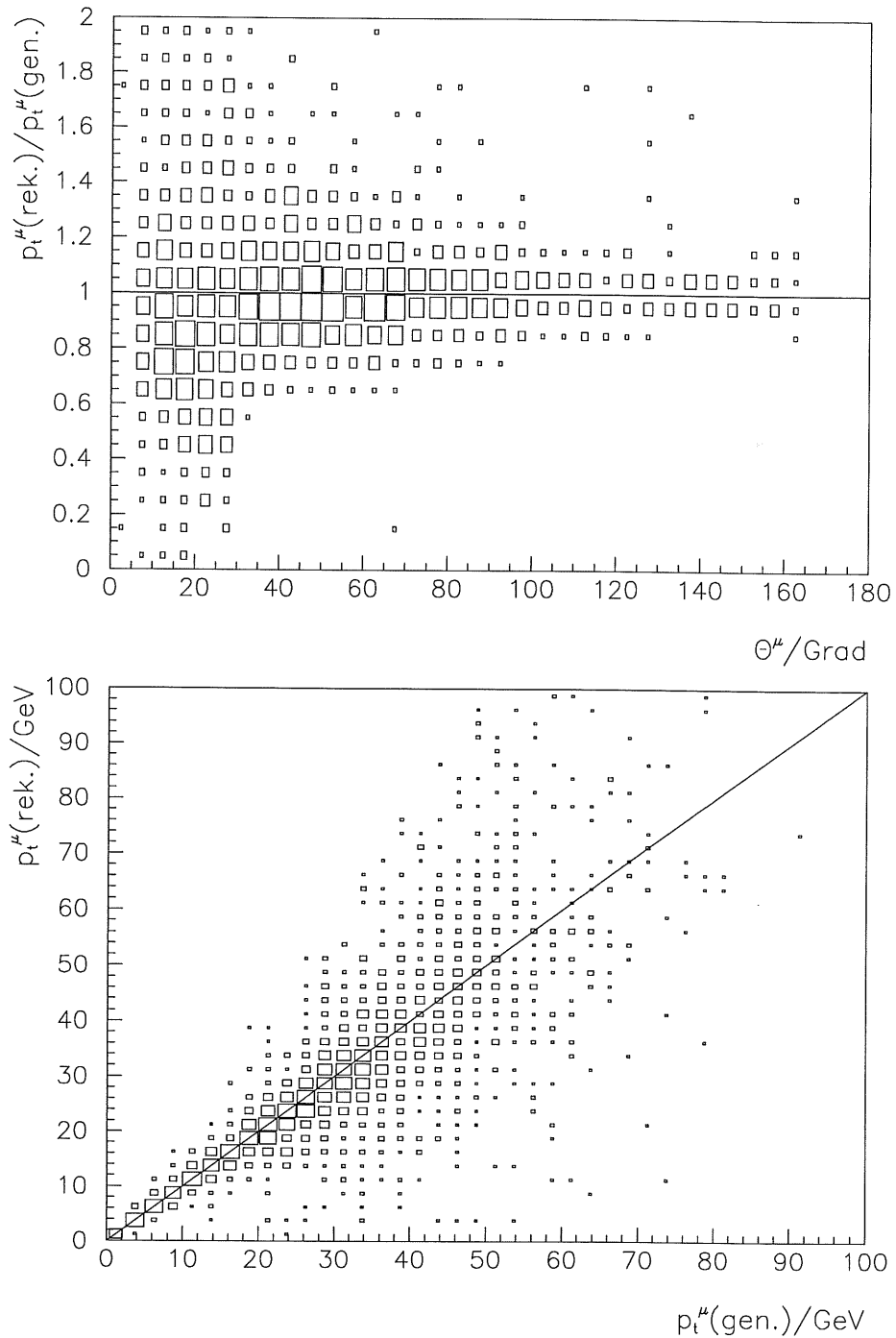
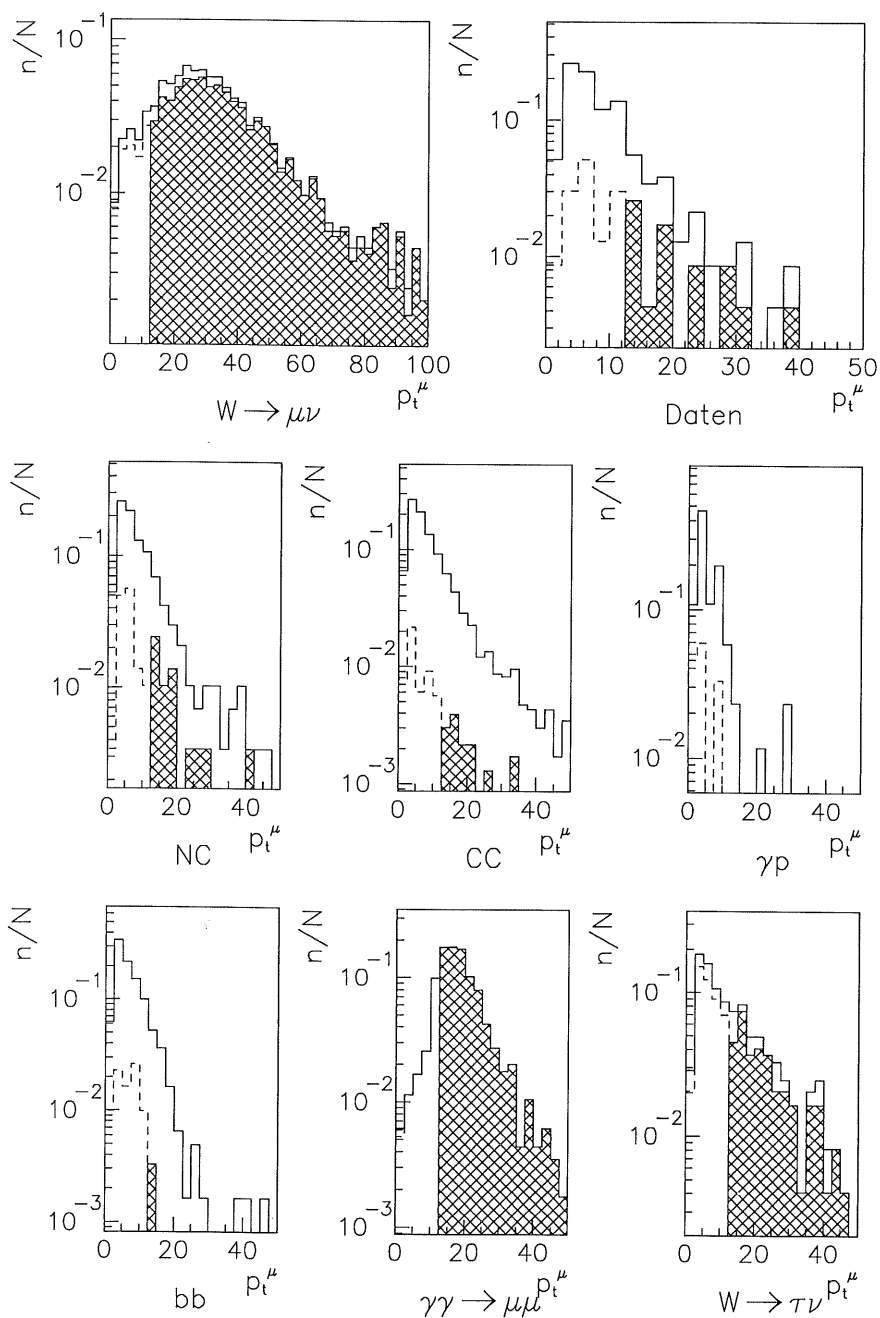


Abbildung 3.16: Qualität der  $p_t^\mu$ -Rekonstruktion in Abhängigkeit vom Polarwinkel (oben) und Transversalimpuls (unten) der  $W$ -Zerfallsmuonen.



### 3.5. WEITERE SELEKTIONSBEDINGUNGEN



**Abbildung 3.17:** *Transversalimpuls des Myonkandidaten für vorselektierte Ereignisse (offenes, durchgezogenes Histogramm), nach Anwendung des Isolationskriteriums (offen, gestrichelt) und des  $p_t^\mu$ -Schnitts (schraffiert).*

gemäß die kinematische Region kleiner Polarwinkel und großer Transversalimpulse für die  $p_t^\mu$ -Rekonstruktion besonders problematisch ist, wobei eine deutliche Tendenz zur Unterschätzung dieser Größe erkennbar ist.

Die Transversalimpulse der Myonen aus  $W$ -Zerfällen sind in der Regel deutlich größer als für Myonkandidaten aus anderen Quellen (Abbildung 3.17, die gestrichelt eingezeichneten Histogramme erhält man nach Anwendung des oben besprochenen Isolationskriteriums); für alle betrachteten Untergrundprozesse ergeben sich näherungsweise exponentiell abfallende  $p_t^\mu$ -Spektren. Die Zerfälle schwerer Quarks und Photoproduktionsprozesse werden durch die Bedingung

$$p_t^\mu > 12,5 \text{ GeV} \quad (3.15)$$

fast vollständig unterdrückt, die übrigen Untergrundbeiträge werden stark reduziert. Die akzeptierten Ereignisse sind schraffiert dargestellt; für isolierte Myonen aus  $W$ -Zerfällen ist dies ein Anteil von 90%.

### 3.5.3 Fehlender Transversalimpuls

Für die Bestimmung des fehlenden Impulses stehen nun alle Detektorinformationen zur Verfügung. Insbesondere wurde der Impuls der Myonkandidaten aus deren Spuren bestimmt und kann damit in die Impulsbilanz einbezogen werden. Bei der Bestimmung des kalorimetrisch meßbaren Transversalimpulses  $p_t^{Kalo}$  wird nun die volle Granularität des LAr-Kalorimeters und des SpaCals ausgenutzt und eine detailliertere Energiekalibration durchgeführt. Dabei können beispielsweise Inhomogenitäten des Detektors und die jeweilige Vertexposition berücksichtigt sowie Algorithmen zur Erkennung und Unterdrückung elektronischen Rauschens angewandt werden.

Falls die transversale Impulsbilanz hinreichend genau gemessen wird, ist die Größe

$$p_t^{miss} = \sqrt{(p_x^\mu + p_x^{Kalo})^2 + (p_y^\mu + p_y^{Kalo})^2} \quad (3.16)$$

eine gute Näherung für den Transversalimpuls  $p_t^\nu$  des Zerfallsneutrinos und sollte daher eine ebenso geeignete Selektionsvariable wie  $p_t^\mu$  sein.

Zunächst ist zu prüfen, ob die Meßgröße  $p_t^{Kalo}$  eine sinnvolle Näherung für den Transversalimpuls des Hadron-Positron-Systems

$$p_t^{Xe} = \sqrt{(p_x^X + p_x^e)^2 + (p_y^X + p_y^e)^2} \quad (3.17)$$

darstellt. Wie in Abbildung 3.18 zu sehen, ist dies der Fall. Es gibt allerdings eine Tendenz zu einer Unterschätzung des Transversalimpulses durch die Rekonstruktion, die auf in das vordere Strahlrohr entkommende Endzustandshadronen zurückzuführen ist. Eine signifikante Impulsabhängigkeit ist dabei nicht festzustellen.

### 3.5. WEITERE SELEKTIONSBEDINGUNGEN

Dagegen wirken sich die im vorigen Abschnitt diskutierten Unsicherheiten der  $p_t^\mu$ -Messung voll auf den fehlenden Transversalimpuls und damit die  $p_t^\nu$ -Rekonstruktion aus. Deren Qualität kann anhand von Abbildung 3.20 beurteilt werden. Hier sind Verbesserungen im Hinblick auf eine spätere physikalische Auswertung des gemessenen Signals sicherlich wünschenswert, als Selektionsgröße ist der fehlende Transversalimpuls in diesem Zusammenhang aber verwendbar, wie Abbildung 3.19 bestätigt. Lediglich Beiträge von CC-Prozessen mit hohem  $Q^2$  und tauonischen  $W$ -Zerfälle lassen sich mit Hilfe dieser Größe aufgrund des typischerweise hochenergetischen Endzustandsneutrinos nicht wesentlich reduzieren.

Wiederum beschreiben die gestrichelt dargestellten Verteilungen die Ereignisse mit isolierten Myonkandidaten. Die schraffierten Histogramme ergeben sich nach dem Schnitt

$$p_t^{miss} > 12,5 \text{ GeV} , \quad (3.18)$$

der 94% der isolierten  $W$ -Zerfallsmyonen mit  $p_t^\mu > 12,5 \text{ GeV}$  akzeptiert.

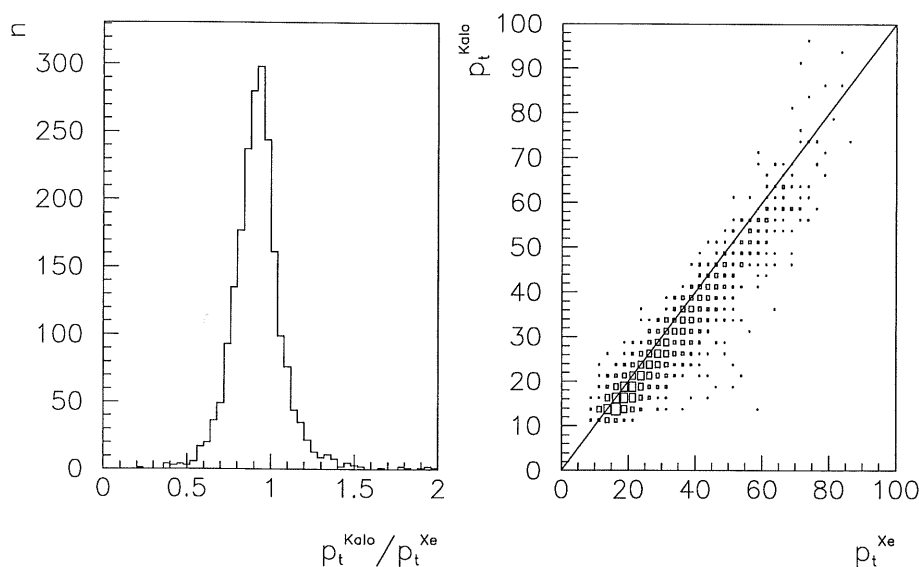


Abbildung 3.18: Zur Qualität der  $p_t^{Xe}$ -Rekonstruktion. Links: Verteilung des Verhältnisses von generiertem und kalorimetrisch rekonstruiertem Transversalimpuls.

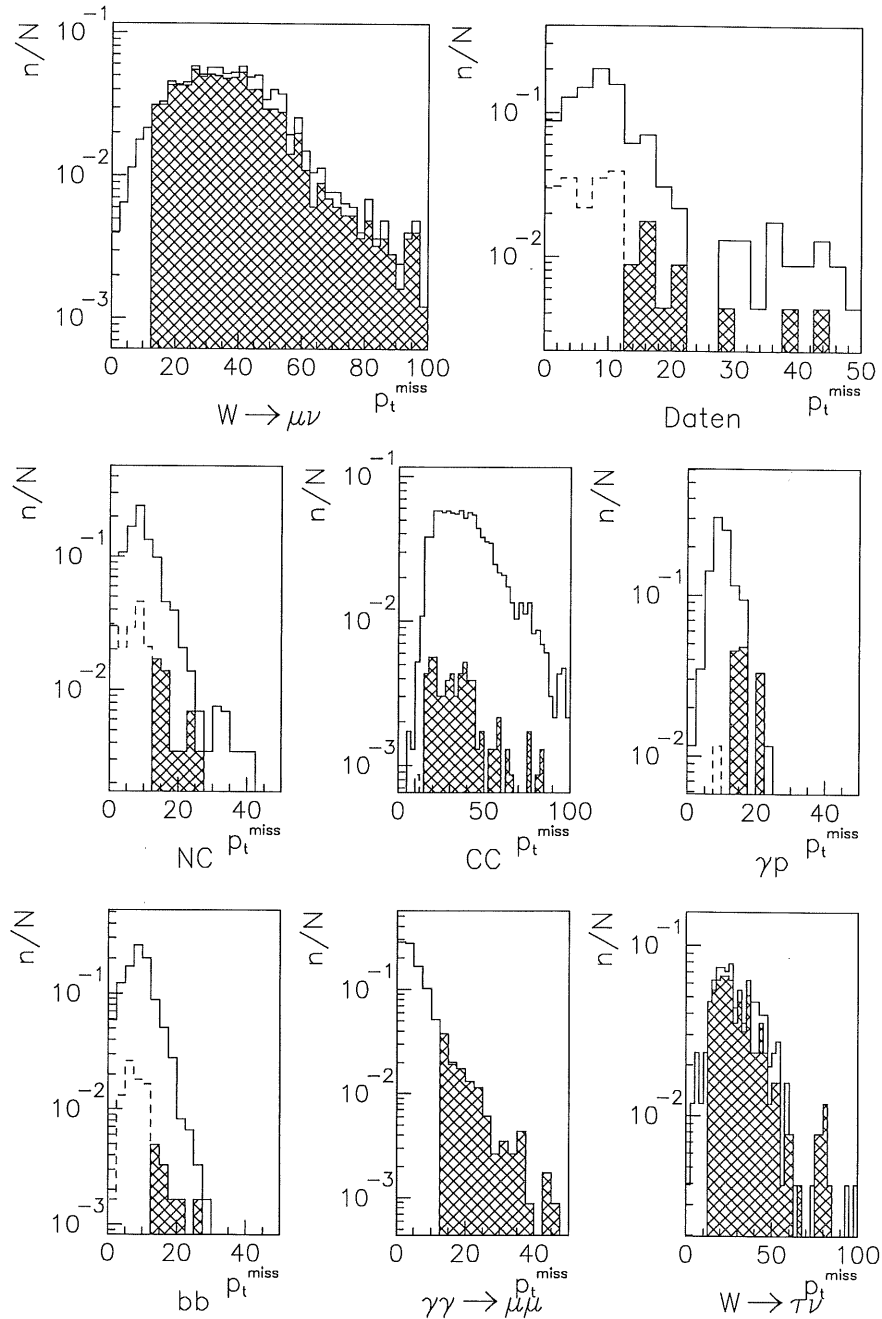


Abbildung 3.19: Fehlender Transversalimpuls für vorselektierte Ereignisse (offenes, durchgezogenes Histogramm), nach Anwendung des Isolationskriteriums (offen, gestrichelt) und des  $p_t^{\text{miss}}$ -Schnitts (schraffiert).

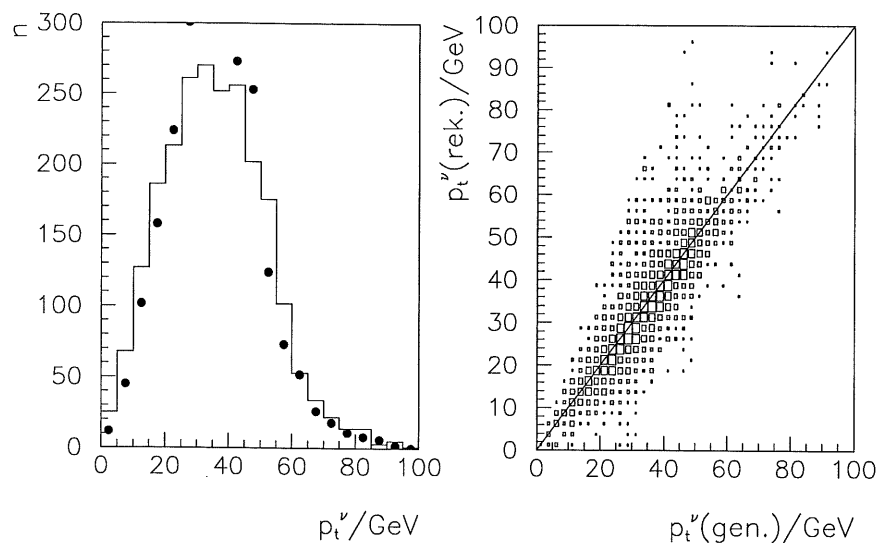


Abbildung 3.20: Zur Qualität der  $p_t^{\nu}$ -Rekonstruktion. Links: Vergleich des generierten  $p_t^{\nu}$ -Spektrum (Punkte) mit der rekonstruierten  $p_t^{\text{miss}}$ -Verteilung. Rechts: Korrelation beider Größen.

### 3.5.4 Azimutale Winkelkorrelation

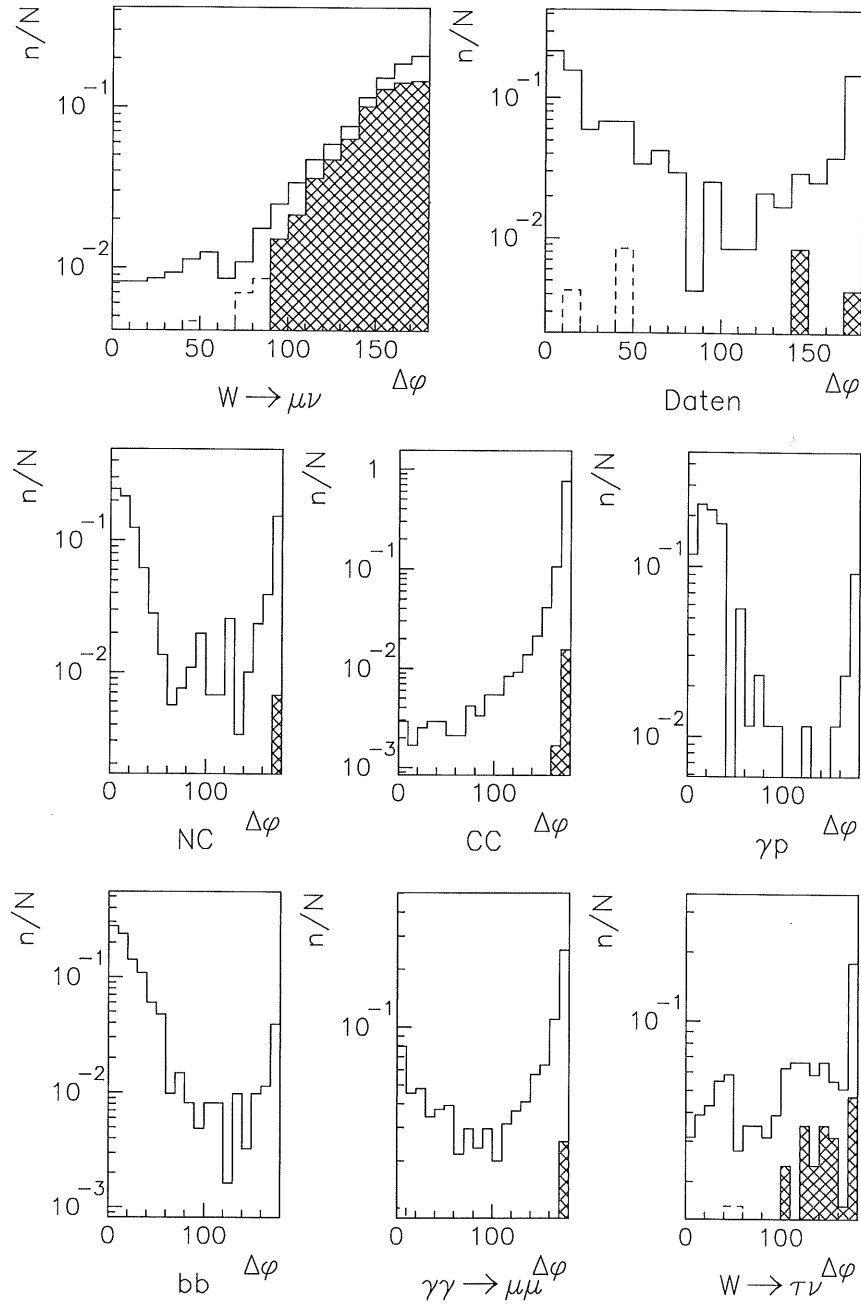
Schließlich läßt sich noch die Winkelkorrelation zwischen den  $W$ -Zerfallsprodukten ausnutzen. Nach Abbildung 3.21 sollte der Azimutalwinkel zwischen Myonspur und dem fehlenden Impuls für die Selektion geeignet sein. Wie Abbildung 3.22 zeigt, liefert die Rekonstruktion eine recht gute Approximation der generierten  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Verteilung.

Abbildung 3.21 zeigt, daß von einem großen Teil der Untergrundereignisse kleine  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Werte zu erwarten sind. Dies entspricht Topologien, bei denen der fehlende Transversalimpuls in direktem Zusammenhang mit dem Myonkandidaten steht. Dabei kann es sich beispielsweise um einen unvollständig gemessenen hadronischen Jet im Zentralbereich des Detektors handeln, wobei eines der durch einen Kalorimeterspalt entkommenden Hadronen im Myonsystem nachgewiesen wird.

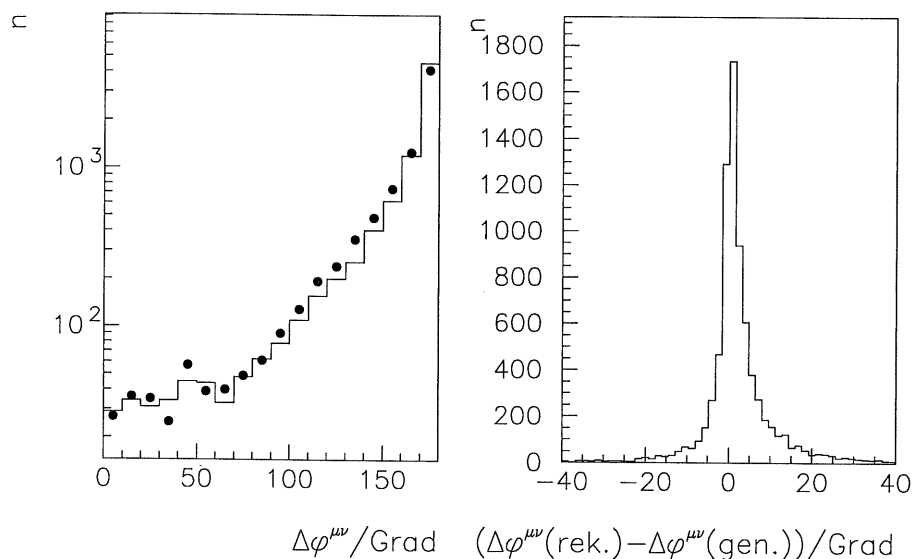
Die meisten Untergrundprozesse dieses Typs werden bereits durch die bisher diskutierten Selektionsbedingungen unterdrückt, wie ein Vergleich der offen und schraffiert dargestellten Histogramme zeigt. Der gewählte Schnitt

$$\Delta\varphi^{\mu\nu} \geq 90^\circ, \quad (3.19)$$

der verlangt, daß sich Myon und fehlender Impuls in verschiedenen Hemisphären des Detektors befinden, hat eine Signalakzeptanz von 95%.



**Abbildung 3.21:** Azimutalwinkel zwischen Myon- und fehlendem Impulsvektor für vorselektierte Ereignisse (offenes, durchgezogenes Histogramm), nach Anwendung der Beingungen an Myon- und fehlendem Transversalimpuls (offen, gestrichelt) und des  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Schnitts (schraffiert).



**Abbildung 3.22:** Zur Qualität der  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Rekonstruktion. Links: Vergleich der generierten (Punkte) mit der rekonstruierten (Histogramm)  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ -Verteilung. Rechts: Korrelation beider Größen.

## 3.6 Ergebnisse und Diskussion

### Zusammenfassung der Selektion

Nach Anwendung aller Schnitte verbleiben in den Meßdaten der Jahre 1995–97 drei Ereignisse. Etwa 18% der simulierten  $W$ -Produktionsereignisse mit myonischem Zerfall des  $W$ -Bosons erfüllen die Kriterien. Diese sehr niedrige Signaleffizienz bezieht sich allerdings auf den gesamten Phasenraum und stellt damit keinen geeigneten Ausgangspunkt für eine Diskussion der Selektionskriterien dar:

1. Ereignisse, für die kein Vertex in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunktes rekonstruiert wird, werden in keiner Analyse berücksichtigt werden können, sollten also auch nicht in die Bewertung einer speziellen Selektionsstrategie eingehen. Der Anteil simulierter Signalereignisse, die die Vertexbedingung (3.9) nicht erfüllen, ist allerdings mit  $\approx 2\%$  recht klein.

2. Falls das Zerfallsmuon außerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektors auftritt, ist das entsprechende Ereignis prinzipiell nicht als  $W$ -Produktionsprozeß erkennbar und für eine physikalische Auswertung verloren, unabhängig von der Wahl der Selektionskriterien. Soll das Muon im instrumentierten Eisen nachweisbar sein, muß es zudem einen gewissen Mindesttransversalimpuls besitzen. In einer durch

$$5^\circ < \theta^\mu < 170^\circ, \quad p_t^\mu > 2 \text{ GeV} \quad (3.20)$$

definierten kinematischen Region finden sich etwa 91% der Myonen aus  $W$ -Zerfällen. Im überwiegenden Teil der restlichen Fälle entkommt das Muon in das vordere Strahlrohr.

3. Die bei weitem einschneidendste Bedingung ist der Schnitt (3.11) auf den kalorimetrisch gemessenen Transversalimpuls, der 62% des Signals verwirft. Da der Transversalimpuls des gestreuten Positrons meist klein und die kalorimetrische Energiedeposition des Myons in der Regel vernachlässigbar ist, wird dadurch im wesentlichen der Transversalimpuls  $p_t^X$  des hadronischen Endzustands nach unten begrenzt, so daß bei der Betrachtung der weiteren Selektionsbedingungen eine Beschränkung auf die Region

$$p_t^X > 12 \text{ GeV} \quad (3.21)$$

sinnvoll erscheint. Inwiefern diese Einschränkung durch die physikalische Zielsetzung gerechtfertigt ist, wird noch zu diskutieren sein.

Tabelle 3.3 zeigt die Auswirkungen der einzelnen Selektionsschritte auf die vorselektierten Ereignisse der Jahre 1995–97, es ist jeweils die Anzahl der nach Anwendung der Bedingung verbleibenden Ereignisse angegeben. Dem gegenübergestellt ist die jeweilige Selektionseffizienz für simulierte myonische  $W$ -Zerfälle, bezogen auf die durch (3.20), (3.21) sowie die Bedingung  $p_t^{Kalo} > 12 \text{ GeV}$  definierte Region des Phasenraums. Damit beschränkt sich die Diskussion der weiteren Selektion auf  $\approx 34\%$  des ursprünglichen Signals. Die kombinierte Effizienz der verwendeten Subtrigger beträgt in diesem Bereich etwa 89%, die Algorithmen zur Erkennung von kosmischen und Halomyonen ergeben eine vernachlässigbare Einschränkung des Signals. Die  $W$ -Zerfallsmuonen in der betrachteten kinematischen Region erfüllen mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 83% die in Abschnitt 3.4 beschriebenen Qualitätskriterien.

Die übrigen Schnitte zusammengenommen selektieren das verbleibende Signal mit einer Effizienz von ca. 70%. Von den einzelnen Bedingungen ist das Isolationskriterium mit dem größten Signalverlust (etwa 12%) verbunden,



Selektionsbedingung	Daten 1995–1997	$W \rightarrow \mu\nu_\mu$ (EPVEC)
	N	$\varepsilon$
Trigger	–	89%
Untergrundfilter	–	89%
Myon, $p_t^\mu > 2$ GeV	194	74%
Isolation ( $N_{Sp} \leq 1$ )	39	65%
$p_t^\mu > 12,5$ GeV	15	59%
$p_t^{miss} > 12,5$ GeV	5	55%
$\Delta\varphi^{\mu\nu} > 90^\circ$	3	52%

**Tabelle 3.3:** Zusammenfassung der Selektion: In der mittleren Spalte ist die Anzahl der nach Anwendung des jeweiligen Schnitts in den Meßdaten der Jahre 1995–97 verbleibenden Ereignisse angegeben, rechts die auf den Phasenraumbereich mit  $5^\circ < \theta^\mu < 170^\circ$ ,  $p_t^\mu > 2$  GeV,  $p_t^x > 12$  GeV und  $p_t^{Kalo} > 12$  GeV bezogene Selektionseffizienz für simulierte Signalereignisse (EPVEC).

es erweist sich allerdings auch als äußerst effektives Mittel zur Untergrundkontrolle. Etwa 80% der Myonkandidaten in den vorselektierten Meßdaten erfüllen diese Bedingung nicht, was ein Hinweis auf deren überwiegend hadronischen Ursprung ist (vgl. Abschnitt 3.2 und 3.5.1).

Auch mit den übrigen Bedingungen an den Transversalimpuls des Myons, den fehlenden Transversalimpuls und den von Myon- und fehlendem Impulsvektor eingeschlossenen Azimutalwinkel wird noch eine deutliche Verbesserung des Signal–Untergrund–Verhältnisses erzielt, wobei die Signaleffizienz für der einzelnen Schritte zwischen 90% und 95% liegt.

**Ausgewählte Ereignisse**

Eines der drei Ereignisse, die alle Selektionskriterien erfüllen, läßt sich als unvollständig gemessener NC-Prozeß interpretieren. Im rückwärtigen Bereich des LAr-Kalorimeters wird ein Positron rekonstruiert, dessen Richtung innerhalb der Meßunsicherheiten mit der Richtung des fehlenden Impulses übereinstimmt. Die Nähe der Energiedeposition zum BBE (vgl. Abbildung 2.4), wo wegen der fehlenden hadronischen Sektion die Wahrscheinlichkeit einer unvollständigen Messung besonders hoch ist, unterstützt diese Hypothese. Schließlich ist der aus der ebenfalls rekonstruierten Spur des Positrons bestimmte Impuls deutlich größer als die kalorimetrisch gemessene Energie. Die Differenz der entsprechenden Transversalimpulse ist verträglich mit dem  $p_t^{miss}$ -Wert des Ereignisses. Die obige Interpretation ist damit sehr wahrscheinlich; eine Deutung als  $W$ -Produktionsereignis kann mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden.

Die beiden übrigen ausgewählten Ereignisse, im folgenden als „E1“ und „E2“ bezeichnet, sollen hier etwas näher betrachtet werden. Diese zeigen die Abbildungen 3.23 und 3.24, einige Eigenschaften sind in Tabelle 3.4 zusammengestellt [4].

	$p_t^\mu/\text{GeV}$	$\theta^\mu/^\circ$	$p_t^X/\text{GeV}$	$p_t^{miss}/\text{GeV}$	$M_t^{\mu\nu}/\text{GeV}$	$\Delta\varphi^{\mu\nu}/^\circ$
E1	$38,6_{-7,4}^{+12,0}$	$35,5 \pm 0,1$	$27,4 \pm 2,7$	$42,1_{-5,9}^{+10,1}$	$75,8_{-14,0}^{+23,0}$	$140 \pm 3$
E2	$81,5_{-26,4}^{+75,2}$	$28,5 \pm 0,1$	$59,3 \pm 5,9$	$29,4_{-13,9}^{+71,8}$	$94_{-54}^{+157}$	$147 \pm 3$

**Tabelle 3.4:** Rekonstruierte Kinematik der in den Abbildungen 3.23 und 3.23 abgebildeten Kandidatenereignisse [4]. Im Ereignis E1 wird außerdem ein Positron mit einem Transversalimpuls von  $(6,7 \pm 0,4)$  GeV unter einem Polarwinkel von  $(118,0 \pm 1,1)^\circ$  nachgewiesen.

In beiden Ereignissen wird ein hochenergetischer  $\mu^-$ -Kandidat in Vorwärtsrichtung nachgewiesen. Im ersten Fall liegt der Transversalimpuls im für  $W$ -Zerfallsmyonen typischen Bereich um 40 GeV. Für den zweiten Kandidaten ergibt die Rekonstruktion – auch unter Berücksichtigung der in diesem Fall großen Meßunsicherheit – einen deutlich höheren Transversalimpuls am Rand des für  $W$ -Zerfallsmyonen erwarteten  $p_t^\mu$ -Spektrums.

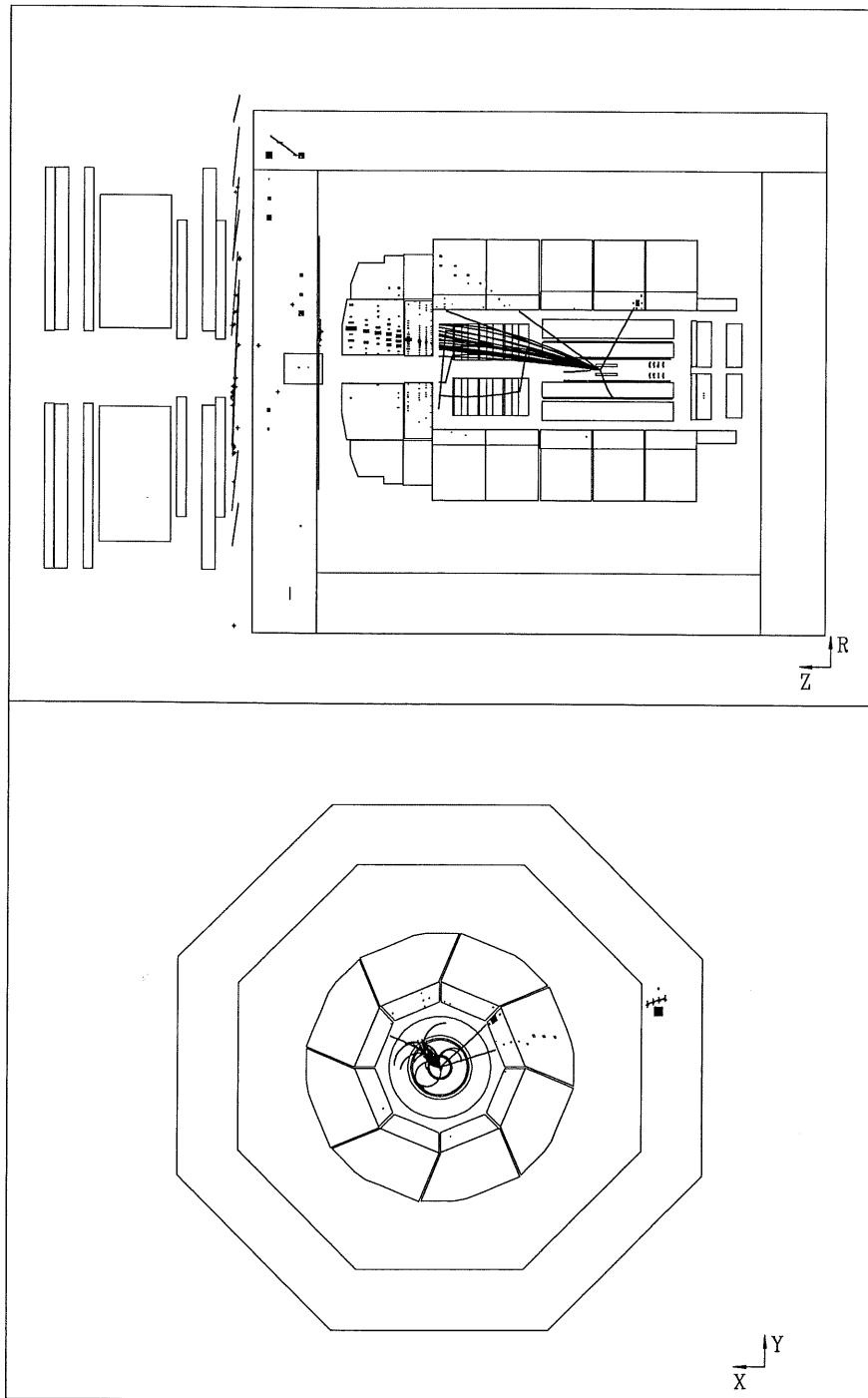


Abbildung 3.23: Das Kandidatenereignis E1.

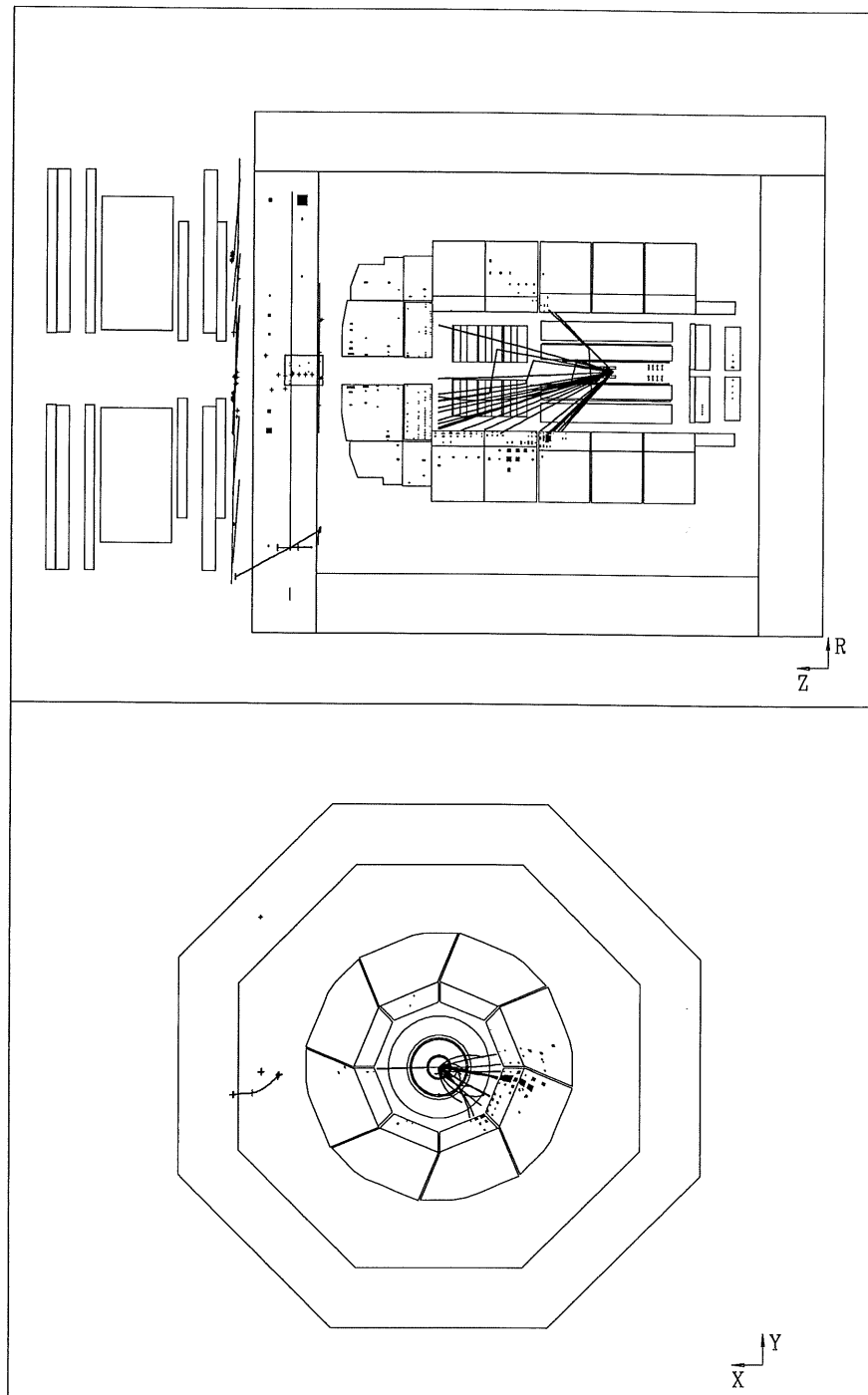


Abbildung 3.24: Das Kandidatenereignis E2.

Für beide Myonkandidaten wird eine Spur in der vorderen Endkappe des instrumentierten Eisens rekonstruiert, wobei anzumerken ist, daß diese zwar die Kriterien der Myonselektion erfüllen, mit vier bzw. sechs zusammenhängenden aktiven Detektorlagen aber relativ kurz sind. Wie Abbildung 3.13 auf Seite 52 zeigt, sollte dies für Myonen in diesem Impulsbereich nicht unbedingt typisch, aber sehr wohl möglich sein. Gegen eine Interpretation als Hadronen spricht, daß die Spuren erst in der vierten Lage beginnen. Vor allem in Anbetracht der hohen Transversalimpulse ist ein nichtmyonischer Ursprung des Signals unwahrscheinlich.<sup>19</sup> Insgesamt ist die myonische Natur beider Kandidaten als gut gesichert anzusehen.

Die  $p_t^{miss}$ -Werte beider Ereignisse sind verträglich mit der Annahme eines Neutrinos mit einem Transversalimpuls von 40 GeV; für das Ereignis E2 überträgt sich allerdings die große  $p_t^\mu$ -Meßunsicherheit auf diese Größe. Obwohl der von Myon- und fehlendem Impuls eingeschlossene Azimutalwinkel jeweils deutlich kleiner als  $180^\circ$  ist, stehen die erhaltenen Werte nicht im Widerspruch zur Annahme eines myonischen  $W$ -Zerfalls (vgl. Abbildung 3.21). Die Berechnung der transversalen Masse  $M_t^{\mu\nu}$ , die für beide Ereignisse innerhalb der Meßunsicherheit mit dem erwarteten Wert von 80 GeV übereinstimmt, stützt diese Interpretation. Da im Kandidatenereignis E1 auch das gestreute Positron nachgewiesen wird, läßt sich hier unter Einbeziehung der longitudinalen Impulskomponenten die invariante Masse des Myon-Neutrino-Systems berechnen. Das Ergebnis [4]

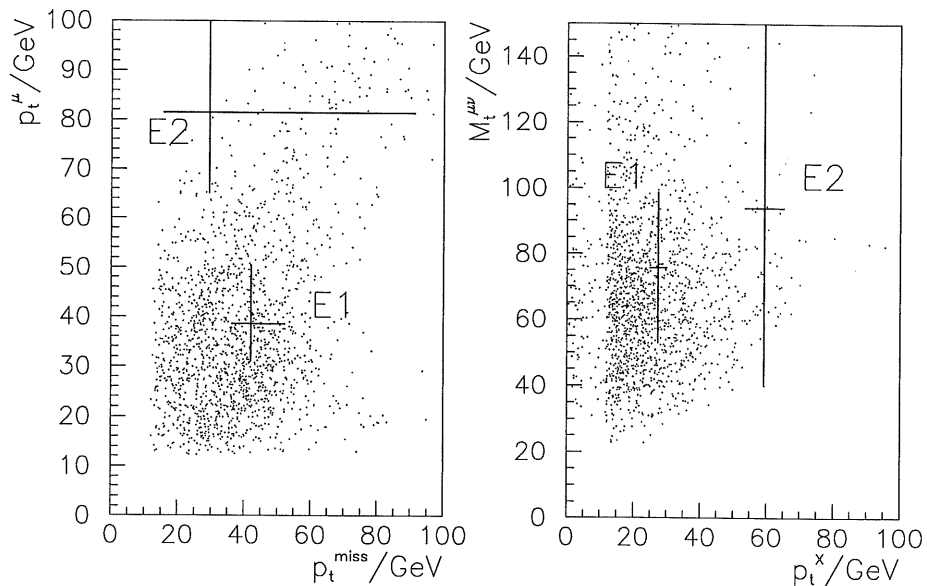
$$M^{\mu\nu} = 82_{-12}^{+19} \text{ GeV} \quad (3.22)$$

ist in guter Übereinstimmung mit der  $W$ -Masse.

Der hadronische Transversalimpuls ist in beiden Ereignissen beträchtlich, insbesondere im Falle von E2 liegt der Wert dieser Größe in einem für  $W$ -Produktionsprozesse untypischen Bereich. Die bei E2 erkennbare Aktivität im SpaCal kann im Rahmen der  $W$ -Hypothese durch die hadronische Struktur des Photons erklärt werden (siehe Abschnitte 1.2.2 und 1.3). Falls die Reaktion über ein Quark innerhalb des Photons abläuft, ist von den übrigen Konstituenten ein Beitrag zum hadronischen Endzustand zu erwarten. Die so gebildeten Jets gehen in den meisten Fällen im rückwärtigen Strahlrohr verloren, ein Nachweis im SpaCal ist aber keineswegs ausgeschlossen (vgl. [56]). Abbildung 3.25 illustriert die obigen Ausführungen, indem Korrelationen kinematischer Größen für die Kandidatenereignisse E1 und E2 mit den EPVEC-Vorhersagen verglichen werden.

<sup>19</sup>Als obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit, daß in dieser Impulsregion ein isoliertes geladenes Hadron sowohl im Kalorimeter als auch im Myonsystem ein mit der Annahme eines minimalionisierenden Teilchens verträgliches Signal hinterläßt, wird in [4] mit  $< 10^{-3}$  angegeben.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß  $W$ -Produktion mit myonischem Zerfall des  $W$ -Bosons eine sehr wahrscheinliche Erklärung für das erste Ereignis ist. Auch die Kinematik des zweiten Kandidaten ist im wesentlichen mit dieser Hypothese verträglich; dagegen sprechen allerdings die ungewöhnlich hohen Transversalimpulse des Myons und des hadronischen Endzustands.<sup>20</sup> Eine abschließende Interpretation von E2 wird durch die unsichere Bestimmung des Myonimpulses erschwert.



**Abbildung 3.25:** Vergleich der Kinematik der Kandidatenergebnisse E1 und E2 mit der EPVEC-Vorhersage. Links ist der Myontransversalimpuls  $p_t^\mu$  gegen den fehlenden Transversalimpuls  $p_t^{\text{miss}}$  aufgetragen, im rechten Teil ist der Zusammenhang zwischen der transversalen Myon-Neutrino-Masse  $M_t^{\mu\nu}$  und dem hadronischen Transversalimpuls  $p_t^X$  dargestellt.

<sup>20</sup>Es bleibt anzumerken, daß keiner der hier betrachteten Untergrundprozesse eine wahrscheinlichere Erklärung des Ereignisses E2 liefert.

### Vorhersagen der Monte-Carlo-Simulation

Nach Anwendung aller Selektionskriterien auf die mit EPVEC simulierten myonischen  $W$ -Zerfälle ergibt sich eine Vorhersage von

$$N = 0,8 \pm 0,2$$

Signalereignissen in der betrachteten Datenmenge. Der Fehler wird von der theoretischen Unsicherheit des  $W$ -Produktionswirkungsquerschnitts dominiert. Diese läßt sich anhand von Tabelle 1.3 zu etwa 30% abschätzen, wobei berücksichtigt ist, daß die Photonstruktur im ausgewählten Phasenraumbereich nicht in die Berechnung eingeht. Der statistische Fehler ist mit  $\approx 3\%$  erheblich kleiner.

In Tabelle 3.5 sind die auf der Basis der MC-Simulation von verschiedenen Untergrundprozessen zu erwartenden Beiträge nach allen Schnitten zusammengestellt. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben, die oberen Grenzen entsprechen einem Vertrauensniveau von 95%.

Erwartete Untergrundbeiträge von...					
NC	CC	$\gamma p$	$b\bar{b}$	$\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu$	$W \rightarrow \tau\nu$
$0,7 \pm 0,5$	$0,51 \pm 0,07$	$<1,0$	$<0,07$	$0,31 \pm 0,04$	$0,033 \pm 0,004$

**Tabelle 3.5:** Verbleibende Ereignisse nach allen Schnitten für simulierte Untergrundprozesse. Lediglich die statistischen Fehler sind angegeben, Grenzen entsprechen einem Vertrauensniveau von 95%.

Für einige Prozesse wäre eine genauere Abschätzung wünschenswert. Insbesondere die Vorhersage des Photoproduktionsbeitrags wird durch eine unzureichende Menge simulierter Ereignisse dieses Typs beeinträchtigt. Außer durch die Simulation weiterer Photoproduktionsereignisse könnten Verbesserungen eventuell auch mit Hilfe einer Parametrisierung der Impuls- und Winkelabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation eines Hadrons als Myon erreicht werden, wenn diese mit geeignet ausgewählten Meßdaten kombiniert wird.<sup>21</sup> Dieser Weg wird in [4] gewählt. Die Ergebnisse sind aufgrund des kleineren Phasenraumbereichs<sup>22</sup> nicht uneingeschränkt

<sup>21</sup>Eine solche Parametrisierung wird in [46] für den Zentralbereich des Detektors beschrieben. Da in der vorliegenden Untersuchung eine Berücksichtigung der Vorwärtsregion unumgänglich ist und eine einheitliches Vorgehen für den gesamten Polarwinkelbereich wünschenswert erscheint, wird hier auf diese Methode verzichtet.

<sup>22</sup>Unter anderem wird  $p_t^{Kalo} > 25$  GeV verlangt.

auf die hier beschriebene Selektion übertragbar, lassen aber einen Untergrundbeitrag aus Photoproduktion wesentlich unterhalb der in Tabelle 3.5 angegebenen Grenze vermuten.

Die Abschätzung des  $b\bar{b}$ -Beitrags entspricht dem fünffachen der theoretischen Vorhersage; damit werden die bereits in Abschnitt 3.2 erwähnten experimentellen Hinweise [44] auf eine Unterschätzung des Wirkungsquerschnitts durch die Theorie berücksichtigt. Selbst dann ist  $b\bar{b}$ -Produktion als Untergrundquelle praktisch vernachlässigbar. Dies gilt auch für  $W$ -Produktionsprozesse mit anschließendem Zerfall  $W \rightarrow \tau\mu$ . Von NC- und CC-Prozessen sowie von Myonpaarproduktion sind dagegen wesentliche Untergrundbeiträge zu erwarten. Insgesamt ergibt die Vorhersage ein Signal-Untergrund-Verhältnis von etwa 1:3. Unter der Annahme, daß sich bei einer genaueren Abschätzung der Beitrag von Photoproduktionsprozessen als vernachlässigbar herausstellt, verbessert sich das Verhältnis auf 1:2.

#### Diskussion

Die obigen Ergebnisse zeigen, daß eine Selektion von  $W$ -Produktionsereignissen mit myonischem Zerfall des  $W$ -Bosons mit dem H1-Detektor möglich ist. Durch relativ einfache kinematische Schnitte lassen sich die spezifischen Eigenschaften dieser Prozesse gezielt ausnutzen und die Untergrundbeiträge stark reduzieren.

Innerhalb der recht großen Unsicherheiten stimmt das Ergebnis der Selektion der betrachteten Meßdaten mit den Vorhersagen der Ereignissimulation überein. Sieht man lediglich das Ereignis E1 als vollständig verträglich mit der Hypothese eines myonischen  $W$ -Zerfalls an, so ist dies in Übereinstimmung mit der EPVEC-Vorhersage.

Allerdings ist das resultierende Verhältnis von Signal- und Untergrunderwartung noch nicht völlig befriedigend. Eine Verbesserung läßt sich durch eine Verschärfung der Selektionsschnitte erreichen; darauf wurde hier wegen der hieraus resultierenden weiteren Reduzierung des Signals verzichtet. Denkbar ist eine Ergänzung der gewählten Strategie globaler Phasenraumschnitte durch topologische Kriterien, die auf die Unterdrückung bestimmter Untergrundprozesse zugeschnitten sind. Einfache Beispiele sind:

- Ereignisse mit einer hochenergetischen isolierten Spur im rückwärtigen Bereich des LAr-Kalorimeters werden verworfen. So werden NC-Prozesse mit unvollständig gemessenen Elektron unterdrückt. Das – neben E1 und E2 – dritte selektierte Ereignis ist von diesem Typ. Allerdings wird auch bei  $W$ -Produktionsprozessen das Positron mitunter in diese Region gestreut. Selbst wenn der durch eine solche Bedin-



gung verworfene Signalanteil gering ist, so ist er doch aus experimenteller Sicht besonders attraktiv, da im Falle eines Positronnachweises die vollständige Ereigniskinetik rekonstruiert werden kann.

- Wird eine dem Myonkandidaten in der Azimutalebene gegenüberliegende isolierte Spur gefunden, so kann dies auf ein unvollständig nachgewiesenes Myonpaar hindeuten. Die Einführung einer entsprechenden Vetobedingung ergab im Rahmen der beschriebenen Selektion jedoch keine nennenswerte Verbesserung.

Auch wenn sicher noch Raum für Verbesserungen und Verfeinerungen vorhanden ist, so läßt sich doch anhand von Tabelle 3.3 feststellen, daß die gewählte Methode einen geeigneten Rahmen für eine Selektion myonischer  $W$ -Zerfälle im Phasenraumbereich großer hadronischer Transversalimpulse darstellt.

Ein offensichtliches Problem der vorgestellten Strategie ist die insgesamt niedrige Signaleffizienz von etwa 18%, die im wesentlichen auf die  $p_t^{Kalo}$ -Bedingung (3.11) zurückzuführen ist. Hintergrund ist die zu niedrigen kalorimetrischen Transversalimpulsen stark sinkende Effizienz des Etmiss-Trigger, auf dem die Selektionsmethode beruht. Wie oben bereits angedeutet, ist in eine Bewertung dieser Vorgehensweise die physikalische Zielsetzung einzubeziehen.

Die Hauptmotivation für die Untersuchung von  $W$ -Produktionsprozessen ist die Suche nach anomalen  $WW\gamma$ -Kopplungen. Entsprechende Analysen werden also zum Ziel haben, den Beitrag des hierauf sensitiven Graphen 1.3(e) (siehe Seite 11) zu extrahieren. Für niedrige  $u$ -Werte wird der Wirkungsquerschnitt stark durch das Diagramm 1.3(a) dominiert, das den  $WW\gamma$ -Vertex nicht enthält. Deshalb ist es naheliegend, diese kinematische Region auszuschließen. Da dort der hadronische Transversalimpuls typischerweise klein ist, wird dies auf experimenteller Ebene im Falle des myonischen Zerfalls gerade durch eine untere  $p_t^{Kalo}$ -Grenze erreicht. Für eine detailliertere Diskussion der Auswirkungen anomaler Kopplungen auf die Endzustandskinematik sei hier auf [24] und [31] verwiesen.

Durch die Beschränkung auf große hadronische Transversalimpulse werden auch die theoretischen Unsicherheiten reduziert, da QCD-Korrekturen vor allem und die Effekte der Quarkdichtenparametrisierung im Photon ausschließlich im verworfenen Phasenraumbereich eine Rolle spielen (vgl. Abschnitt 1.3).

Insofern erscheint der hier gewählte Selektionsansatz gerechtfertigt. Hierzu sind allerdings einige einschränkende Anmerkungen angebracht:

1. Für eine Reduzierung der theoretischen Unsicherheiten ist ein kalorimetrischer Mindesttransversalimpuls von wenigen GeV ausreichend.
2. Die Sensitivität bezüglich anomaler  $WW\gamma$ -Kopplungen ist auch bereits für hadronischer Transversalimpulse deutlich unterhalb von 12 GeV gegeben [31].
3. Auch der kinematische Bereich kleiner hadronischer Transversalimpulse sollte experimentell zugänglich sein. Dieser kann als Kontrollregion für Analysen der  $WW\gamma$ -Kopplung oder Studien anderer Aspekte von  $W$ -Produktionsprozessen nützlich bzw. notwendig sein.

Eine Ergänzung der beschriebenen Methode für die Auswahl myonischer  $W$ -Zerfälle erscheint also sowohl zur Erweiterung des zugänglichen Phasenraums als auch zur Erhöhung der Selektionseffizienz sinnvoll.

Bevor in Kapitel 4 zwei verschiedene Ergänzungsansätze angesprochen werden, soll noch der Bezug zwischen der vorliegenden Arbeit und der parallel durchgeführten Analyse [4], innerhalb derer weitere Ereignisse mit isoliertem Myon und unausgeglichener Transversalimpulsbilanz selektiert werden, hergestellt werden.

### Weitere Ereignisse mit einem hochenergetischen Myon und signifikant unausgeglichener Transversalimpulsbilanz

Im Rahmen von CC-Studien wurde 1994 ein Ereignis des Typs  $e^+p \rightarrow \mu^+X$  mit einem isolierten hochenergetischen Myon und unausgeglichener Transversalimpulsbilanz gefunden [2]. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist die vorliegende Untersuchung von  $W$ -Produktionsprozessen und speziell die Betrachtung des myonischen Zerfallskanals z. T. durch diese Beobachtung motiviert.

Dies gilt auch für die Analyse [4], die jedoch im Unterschied zu dieser Arbeit nicht speziell auf  $W$ -Produktion ausgerichtet ist, sondern allgemeiner Ereignisse mit unausgeglichener Transversalimpulsbilanz und einem isolierten hochenergetischen Lepton untersucht. Die wichtigsten Selektionskriterien sind hier:

1.  $p_t^{Kalo} > 25$  GeV
2. Es wird eine isolierte Kammerspur mit  $\theta > 10^\circ$  und  $p_t > 10$  GeV rekonstruiert.
3. Es gibt in der Umgebung der extrapolierten Spur ein Signal im zentralen Myonsystem (TC-Cluster und/oder Eisenspur) und maximal 5 GeV LAr-Energiedeposition.

Durch die Bedingung an den kalorimetrischen Transversalimpuls werden unter anderem die Hauptquellen der als Myon fehlidentifizierten Hadronen (NC- und Photoproduktionsprozesse) wirksam unterdrückt, so daß die Qualitätsanforderungen an die Myonkandidaten gegenüber der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Methode wesentlich gelockert werden können. Dennoch ergibt sich durch den schärferen  $p_t^{Kalo}$ -Schnitt insgesamt eine deutlich reduzierte Akzeptanz für myonische  $W$ -Zerfälle von insgesamt  $\approx 10\%$ .

In den H1-Daten der Jahre 1994–1997 werden neben den oben diskutierten Kandidaten E1 und E2 drei weitere Myonereignisse ausgewählt,<sup>23</sup> die im Anhang A zusammengestellt sind. Die Bezeichnungen MUON-1, MUON-2 und MUON-5 sind [4] angepaßt.<sup>24</sup>

Im Ereignis MUON-1 schließen Myon- und fehlender Transversalimpuls – für beide Größen werden Werte um 20 GeV rekonstruiert (siehe Tabelle A.1) – einen Azimutalwinkel von etwa  $8^\circ$  ein, entsprechend ergibt sich eine kleine transversale Masse von 3 GeV, die eine Interpretation als myonischer  $W$ -Zerfall nahezu ausschließt. Für MUON-2 erhält man etwas größere  $\Delta\varphi^{\mu\nu}$ - und  $M_t^{\mu\nu}$ -Werte, die allerdings noch deutlich unterhalb des für  $W$ -Produktionsereignisse typischen Bereichs liegen. Berücksichtigt man außerdem den hohen hadronischen Transversalimpuls von 67 GeV, so ist  $W$ -Produktion auch für dieses Ereignis keine naheliegende Deutung. Insgesamt erscheint es vertretbar, daß beide Ereignisse von der in diesem Kapitel dargestellten Selektion verworfen werden.<sup>25</sup>

Der Myonkandidat im Ereignis MUON-5 durchquert das instrumentierte Eisen nahe einer Akzeptanzlücke, eine Eisenspur wird aus den entsprechend unvollständigen Signalen nicht rekonstruiert. Die gemessene Krümmung der zugehörigen Kammerspur ist verträglich mit 0, für den Myonimpuls kann daher nur eine untere Grenze ermittelt werden. Die Rekonstruktion der Ereigniskinematik ist entsprechend ungenau, die physikalische Interpretation schwierig. Ein myonischer  $W$ -Zerfall ist nicht ausgeschlossen, so stimmt z. B. die transversale Masse  $M_t^{\mu\nu}$  innerhalb von zwei Standardabweichungen mit  $M_W$  überein. Da sowohl eine Eisenspur als auch eine verwertbare Energiedeposition im LAr-Kalorimeter fehlen, wird auch dieses Ereignis bei der obigen Auswahl von  $W$ -Kandidaten nicht berücksichtigt.

<sup>23</sup>Außerdem wurde ein Ereignis mit einem isolierten Elektron gefunden (siehe Abschnitt 4.2).

<sup>24</sup>MUON-1 ist das am Anfang dieses Abschnitts erwähnte Ereignis aus dem Jahr 1994. Die obigen Kandidatenereignisse E1 und E2 werden in [4] mit MUON-3 und MUON-4 bezeichnet.

<sup>25</sup>Grund ist die Bedingung  $\Delta\varphi^{\mu\nu} > 90^\circ$ .

*KAPITEL 3. EREIGNISSELEKTION*

---

# Kapitel 4

## Ergänzungen

Die Diskussion des letzten Kapitels ergab, daß Ergänzungen der dort dargestellten Methode zum Nachweis myonischer  $W$ -Zerfälle wünschenswert erscheinen, um die insgesamt niedrige Selektionseffizienz steigern und eventuell andere Bereiche des Phasenraums erschließen zu können. Zwei sehr unterschiedliche Ansätze werden im folgenden kurz skizziert.

### 4.1 Weitere Triggerbedingungen

In der bisher beschriebenen Selektion ist der Transversalimpuls des hadronischen Endzustands die einzige Größe, die für die Formulierung von Triggerbedingungen benutzt wird. Im folgenden ist zu diskutieren, inwieweit sich andere Endzustandseigenschaften für eine Triggerung myonischer  $W$ -Zerfälle ausnutzen lassen. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Myonsignatur.

#### 4.1.1 Myon

##### Triggerelemente des zentralen Myonsystems

Fünf der sechzehn Streamerlagen des instrumentierten Eisens liefern Informationen an die zentrale Triggerlogik. L1-Triggerlemente werden aus Koinzidenzen mehrerer Lagen in einem oder benachbarten Modulen abgeleitet:

MU\_BAR : Mindestens eine Koinzidenz (zwei Lagen) im Zentralbereich.

MU\_FOEC : Mindestens eine Koinzidenz (drei Lagen) im äußeren Bereich der vorderen Endkappe.

MU\_FIEC : Mindestens eine Koinzidenz (vier Lagen) im inneren Bereich der vorderen Endkappe.

MU\_BOEC : Mindestens eine Koinzidenz (drei Lagen) im äußeren Bereich der hinteren Endkappe.

MU\_BIEC : Mindestens eine Koinzidenz (drei Lagen) im inneren Bereich der hinteren Endkappe.

In Tabelle 4.1 sind die simulierten Signaleffizienzen dieser Elemente aufgelistet. Die Angaben sind verträglich mit Abschätzungen, die sich aus den Winkelakzeptanzen der entsprechenden Detektorregionen, der  $\theta$ -Verteilung der  $W$ -Zerfallsmyonen und einer angenommenen Einzellageneffizienz von gut 80% ergeben.

Triggerelement	MU_BAR	MU_FOEC	MU_FIEC	MU_BOEC	MU_BIEC
Effizienz (%)	24	11	17	1	1

**Tabelle 4.1:** Signaleffizienzen der Triggerelemente des zentralen Myonsystems.

Obwohl die Myonen aus  $W$ -Zerfällen bevorzugt in Vorwärtsrichtung auftreten, leisten die Triggerelemente der vorderen Endkappe und des Zentralbereichs einen vergleichbaren Beitrag zur gesamten Signaleffizienz. Der Grund ist die schärfere Lagenbedingung im Vorwärtsbereich, die zur Kontrolle des Nicht- $ep$ -Untergrunds nötig ist. Die Triggerelemente der hinteren Endkappe sind für  $W$ -Produktionsereignisse erwartungsgemäß von untergeordneter Bedeutung.

Die Raten der Triggerelemente des zentralen Myonsystems liegen typischerweise im Kilohertzbereich. Die Rate des Elements MU\_FIEC wird vor allem durch Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Ereignisse verursacht, im Zentralbereich dominieren kosmische Myonen.

Eine obere Grenze für die Effizienz eines L1-Subtriggers auf der Basis des zentralen Myonsystems ist gegeben durch die Effizienz von  $\approx 53\%$  eines logischen ODERs aller obengenannter TE. Diese Bedingung wird im folgenden als MU\_ANY bezeichnet.

### Triggerelemente des vorderen Myonsystems

Die Triggerentscheidungen des vorderen Myonsystems beruhen auf einer vereinfachten Spurrekonstruktion. Ausgangspunkt sind Trefferpaare in den vier  $\theta$ -Doppellagen des Spektrometers (vgl. 2.2.3). Diese werden – zunächst für beide (pre- und posttoroidiale) Detektorhälften getrennt – unter Einbeziehung der nominellen Vertexposition zu Spursegmenten verbunden, wobei allerdings nur Treffer innerhalb eines Oktanten berücksichtigt werden können.

Darüber hinaus wird geprüft, ob sich Segmente vor und hinter dem Magneten zu *validierten Spuren* zusammenfügen lassen.

Fünf der acht Triggerelemente beziehen sich auf mehrere gefundene Spuren und sind daher für die Selektion von  $W$ -Zerfallsmyonen ungeeignet. Die übrigen Bedingungen sind:

FwdMu\_Fwd\_Vtx : Mindestens ein Trefferpaar in der ersten  $\theta$ -Lage.

FwdMu\_Pre\_Any : Mindestens ein pretoroidiales Spursegment mit  $\theta > 6.7^\circ$ .

FwdMu\_Val\_Any : Mindestens eine validierte Spur.

Für eine zuverlässige Selektion von Myonen erweist sich in MC-Studien nur das Kriterium FwdMu\_Val\_Any als geeignet, die Signale der Triggerelemente FwdMu\_Fwd\_Vtx und FwdMu\_Pre\_Any sind zu einem nicht unwesentlichen Teil hadronischen Ursprungs. Dies führt auch zu wesentlich höheren Raten; so liegt die Rate des TE FwdMu\_Val\_Any in der Regel zwischen 500 und 1000 Hz, für FwdMu\_Pre\_Any ist sie typischerweise zwanzig mal höher.

Etwa 15% der simulierten  $W$ -Produktionsereignisse lösen FwdMu\_Val\_Any aus. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Effizienz der Triggerelemente des vorderen Myonsystems nur für Polarwinkel oberhalb von  $8^\circ$  akzeptabel ist (siehe [52]). Ferner können nur Teilchen mit Impulsen  $\gtrsim 5$  GeV das vordere Myonsystem erreichen, was in diesem Fall das Signal allerdings kaum einschränkt. In [52] wurde anhand von gemessenen Daten für diese kinematische Region die Effizienz zu  $(83 \pm 3)\%$  bestimmt. Berücksichtigt man die Winkelverteilung der Myonen aus  $W$ -Zerfällen, so ist dies verträglich mit der Vorhersage der Triggersimulation.

### Spur- und Vertextriggerelemente

Aus den Informationen der zentralen Spurkammern lassen sich Bedingungen zur Unterdrückung von Nicht- $ep$ -Prozessen gewinnen.<sup>1</sup> Entsprechende Triggerelemente können bei  $W$ -Produktionsereignissen sowohl durch das Zerfallsmyon als auch von anderen Endzustandsteilchen ausgelöst werden.

### L1-Subtrigger

Nach den obigen Ausführungen sollten sich die Triggerelemente der Myonsysteme zu Subtriggerbedingungen mit recht hohen Triggerwahrscheinlichkeiten für myonische  $W$ -Zerfälle kombinieren lassen. Allerdings sind ohne zusätzliche Forderungen hohe Raten zu erwarten.

<sup>1</sup>Auch die TE der Flugzeitdetektoren werden zur Unterdrückung dieses Untergrunds eingesetzt. Sie sind Bestandteil der meisten Subtriggerbedingungen, schränken in diesem Fall das Signal nicht wesentlich ein und sollen hier nicht näher besprochen werden.

Eine Betrachtung des Subtriggers s57, der MU\_ANY mit sehr schwachen Vertexforderungen verknüpft, bestätigt dies. Diese Subtriggerbedingung wird von etwa 50% der simulierten Signalereignisse erfüllt; die Rate liegt allerdings typischerweise in der Größenordnung 100 Hz, was eine starke Ratenunterdrückung notwendig macht. Unter Berücksichtigung der 1997 gewählten Unterdrückungsfaktoren ist der Beitrag von s57 zur Triggerung myonischer  $W$ -Zerfälle praktisch vernachlässigbar.

Geeignete Myonsubtrigger, die in der Regel ohne Ratenunterdrückung eingesetzt werden können, sind:

s19 : Beschränkung auf den Zentralbereich (MU\_BAR) und zusätzliche Spur- und Vertexbedingungen führen zum Subtrigger s19. Mit einer Triggerwahrscheinlichkeit von  $\approx 14\%$  ist dies derzeit der Myonsubtrigger mit der höchsten Effizienz für die Triggerung myonischer  $W$ -Zerfälle.

s16 : Für Myonen im Vorwärtsbereich gibt es den Subtrigger s16. Hier wird im wesentlichen eine Koinzidenz von MU\_FIEC und FWDMU\_VAL\_ANY verlangt, was zu akzeptablen Raten führt, die Signaleffizienz aber auf  $\lesssim 6\%$  reduziert.

### 4.1.2 Gestreutes Positron

Auch das gestreute Positron kann in Triggerbedingungen einbezogen werden. Dabei sollten in Anbetracht der Polarwinkelverteilung (siehe Abbildung 3.4 auf Seite 33) vor allem die Elektron-Kleinwinkeldetektoren und das SpaCal eine Rolle spielen.

#### SpaCal-Trigger

Das SpaCal verfügt über ein leistungsfähiges Triggersystem, den *inklusi-ven Elektrontrigger*, zum Nachweis von Elektronen (und Hadronen) anhand der Schaueraktivität im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters. Hierzu werden jeweils  $4 \times 4$  Zellen zu 320 einander überlappenden *IET-Fenstern* zusammengefaßt. Die deponierte Energie wird in jedem Fenster separat aufsummiert, mit vordefinierten Schwellen verglichen und in sog. *Cluster-Bits* codiert. Aus dem logischen ODER der Cluster-Bits werden die beiden SPCLe\_IET-Triggerelemente abgeleitet. Es können also drei Energieschwellen unterschieden werden ( $\text{SPCLe\_IET} > 0, > 1, > 2$ ), die 1997 bei 0,5 GeV, 2,0 GeV und 6 GeV lagen.

Anhand der Energie- und Polarwinkelverteilungen des gestreuten Positrons läßt sich eine Abschätzung der Triggerwahrscheinlichkeit für myonische  $W$ -



Zerfälle vornehmen. Je nach Wahl der Schwelle ergeben sich Werte zwischen 14% und 19%.

### Trigger des Luminositätssystems

Auch aus den Signalen der drei Elektron-Kleinwinkeldetektoren und des Photodetektors des Luminositätssystems werden L1-Triggerelemente abgeleitet. Die Effizienz des ET33-Detektors läßt sich zu etwa 15% abschätzen. Von den beiden übrigen Elektron-Taggern ist dagegen kein signifikanter Beitrag zu erwarten (Signaleffizienz  $\lesssim 1\%$ ).

### L1-Subtrigger

Zwei der bestehenden Subtrigger verknüpfen MU\_ANY mit einem Positronsignal im Rückwärtsbereich:

s56 : MU\_ANY wird mit SPCLe\_IET > 1 und einer Spurbedingung kombiniert.

s87 : MU\_ANY wird mit einem Signal in einem der ET und einer Spurbedingung kombiniert.

Eine Ratenunterdrückung ist im Regelfall nicht notwendig, die Effizienzen lassen sich zu 7% bzw. 5% abschätzen.

Denkbar ist eine Ergänzung durch einen Subtrigger, der das TE FwdMu\_Val\_Any mit einem Positronsignal in Rückwärtsrichtung verknüpft. Der so erreichbare Signalgewinn ist wegen der geringen Effizienz von FwdMu\_Val\_Any in extremer Vorwärtsrichtung allerdings sehr gering ( $\lesssim 1\%$ ).

### 4.1.3 Hadronischer Endzustand

Hier sind Verbesserungen durch den Einbau neuer Vorverstärker in die Ausleseelektronik des LAr-Kalorimeters zu erwarten, insbesondere sollte sich die Effizienz des Etmis-Trigger im Bereich kleiner hadronischer Transversalimpulse erhöhen; Einzelheiten finden sich in [54, 55].

### 4.1.4 Zusammenfassung

Insgesamt gesehen erscheint eine Ergänzung der Selektion durch L1-Subtrigger auf der Basis von Triggerelementen der Myonsysteme sinnvoll. Eine Kontrolle der Triggerraten ist durch eine Beschränkung auf den Zentralbereich (s19), eine Validierung des Myonsignals im vorderen Myonsystem (s16) oder eine Koinzidenz mit dem Signal des gestreuten Positrons (s56, s87) möglich.

## 4.2 Andere Zerfälle des $W$ -Bosons

Eine naheliegende Erweiterung des Studiums von  $W$ -Produktionsereignissen ist die Einbeziehung der anderen Zerfälle des  $W$ -Bosons. Dies geht jedoch über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. An dieser Stelle sollen lediglich die Merkmale dieser Prozesse skizziert und eine qualitative Einschätzung der experimentellen Nachweismöglichkeiten gegeben werden.

### 4.2.1 Der Zerfall $W \rightarrow e\nu_e$

Ersetzt man das Myon im Endzustand durch ein Elektron, so läßt sich ein wesentlicher Teil der Diskussion des myonischen  $W$ -Zerfalls auf den Prozeß  $W \rightarrow e\nu_e$  übertragen; insbesondere bleiben die EPVEC-Vorhersagen bzgl. der Endzustandskinematik aus Abschnitt 3.1 uneingeschränkt gültig.

Unterschiede ergeben sich erst bei der Betrachtung der experimentellen Signatur. Hochenergetische Elektronen werden mit hoher Effizienz im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters nachgewiesen. Der kalorimetrisch gemessene Transversalimpuls sollte hier eine erheblich bessere  $p_t'$ -Approximation liefern und dementsprechend groß sein. Folglich sind hohe Effizienzen  $E_{t,miss}$ -basierter Subtrigger zu erwarten; die Hauptschwierigkeit der in Kapitel 3 beschriebenen Selektion myonischer  $W$ -Zerfälle spielt deshalb nur eine untergeordnete Rolle.

Eingeschränkt werden diese Vorteile durch einen größeren Untergrund. Für den positronischen Zerfallskanal sind vor allem NC-Prozesse mit hohem  $Q^2$  zu berücksichtigen, bei denen das Strahlpositron in Vorwärtsrichtung zurückgestreut wird. Ein weiteres Problem ist wiederum die eingeschränkte Detektorakzeptanz im Vorwärtsbereich. Dennoch ist gegenüber dem Zerfall  $W \rightarrow \mu\nu_\mu$  eine deutlich höhere Nachweiswahrscheinlichkeit erreichbar. Eine Selektion auf der Basis der H1-Daten des Jahres 1994 mit einer Effizienz von 65% wird in [28] diskutiert. Eine ähnliche Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem Signal-Untergrund-Verhältnis von 1:7 wird in der Monte-Carlo-Studie [27] ermittelt.<sup>2</sup> Ein Kandidatenereignis für  $W$ -Produktion mit elektronischem Zerfall des  $W$ -Bosons wurde 1994 bei H1 beobachtet (Abbildung 4.1). Das Ereignis weist die für  $W$ -Zerfälle erwarteten Charakteristika auf (siehe Anhang A). Für eine detailliertere Diskussion sei hier auf [4] verwiesen.

Insgesamt zeigt sich, daß der Zerfall  $W \rightarrow e\nu_e$  ein aussichtsreicher Kanal für die Selektion von  $W$ -Produktionsereignissen ist. Eine baldige über [28] hinausgehende systematische Untersuchung unter Einbeziehung der Meßdaten der Jahre 1995–97 ist daher wünschenswert.

<sup>2</sup>Diesem Ergebnis liegt die Simulation des ZEUS-Detektors zugrunde.

4.2. ANDERE ZERFÄLLE DES W-BOSONS

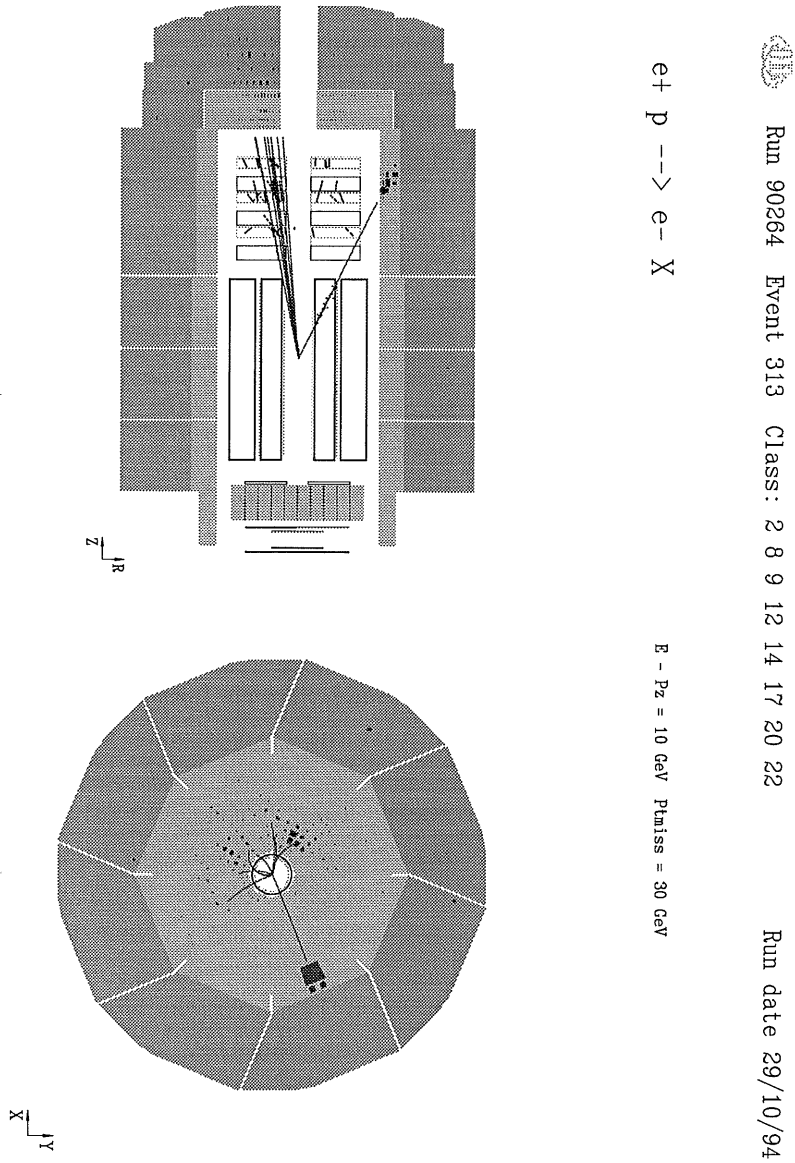


Abbildung 4.1: Kandidatenereignis für den Prozeß  $ep \rightarrow eWX$ ,  $W \rightarrow e\nu_e$ .

### 4.2.2 Der Zerfall $W \rightarrow \tau\nu_\tau$

Der Prozeß  $W \rightarrow \tau\nu_\tau$  ist wohl der am wenigsten aussichtsreiche Kanal für den Nachweis von  $W$ -Produktion. Tauonen aus  $W$ -Zerfällen lassen sich aufgrund der kurzen Lebensdauer nur indirekt über ihre Zerfallsprodukte nachweisen. Die experimentellen Merkmale sind für die verschiedenen  $\tau$ -Zerfälle unterschiedlich. Eine Gemeinsamkeit sind zwei  $\tau$ -Neutrinos im Endzustand, dies erschwert die Rekonstruktion der Kinematik und damit eine effektive Selektion. Die experimentellen Merkmale können denjenigen anderer leptonischer  $W$ -Zerfälle sehr ähnlich sein. Für den Zerfall  $W \rightarrow \mu\nu_\mu$  wurde dies bereits in Kapitel 3 besprochen. Die dort entwickelten Schritte selektieren auch den tauonischen Zerfallskanal, dessen Beitrag jedoch klein ist ( $< 5\%$  des Zerfalls  $W \rightarrow \mu\nu$ , siehe Tabelle 3.5).

### 4.2.3 Der Zerfall $W \rightarrow q\bar{q}'$

Das hohe Verzweigungsverhältnis von ca. 68% legt eine Betrachtung des hadronischen  $W$ -Zerfalls nahe. Typisches Merkmal sind zwei in der Azimutalebene gegenüberliegende hochenergetische hadronische Jets im Vorwärtsbereich des Detektors, ein Kandidatenereignis zeigt Abbildung 4.2. Ereignisse mit diesen Eigenschaften sind allerdings auch von DIS- und insbesondere von Photoproduktionsprozessen zu erwarten, deren Wirkungsquerschnitt um drei Größenordnungen höher ist [56].

Ein Unterscheidungskriterium ist die transversale Masse des Jetpaares, die bei  $W$ -Zerfällen typischerweise nahe 80 GeV liegt. Allerdings ist die Massenrekonstruktion im Vorwärtsbereich des Detektors problematisch. Die Detektorakzeptanz ist in dieser Region begrenzt; darüber hinaus wird im Falle von  $W$ -Produktionsereignissen der Stromjet ebenfalls unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung erwartet (vgl. Abschnitt 3.1), was die Identifizierung und Rekonstruktion des Zerfallsjetpaares erschweren kann. Nach [27] kann zwar eine Selektionseffizienz von knapp 14% erreicht werden, dies allerdings bei einem Signal-Untergrund-Verhältnis von 1:24.

Die Untersuchung möglicher Selektionsbedingungen steht allerdings erst am Anfang und beschränkte sich bisher auf recht einfache Methoden. Für eine abschließende Bewertung des – sicherlich nicht vernachlässigbaren – Potentials dieses Zerfallskanals sind weitere Studien nötig. Auch sollte geprüft werden, inwiefern sich die Verbesserungen des LAr-Kalorimeters für den Nachweis hadronischer  $W$ -Zerfälle nutzen lassen.

4.2. ANDERE ZERFÄLLE DES W-BOSONS

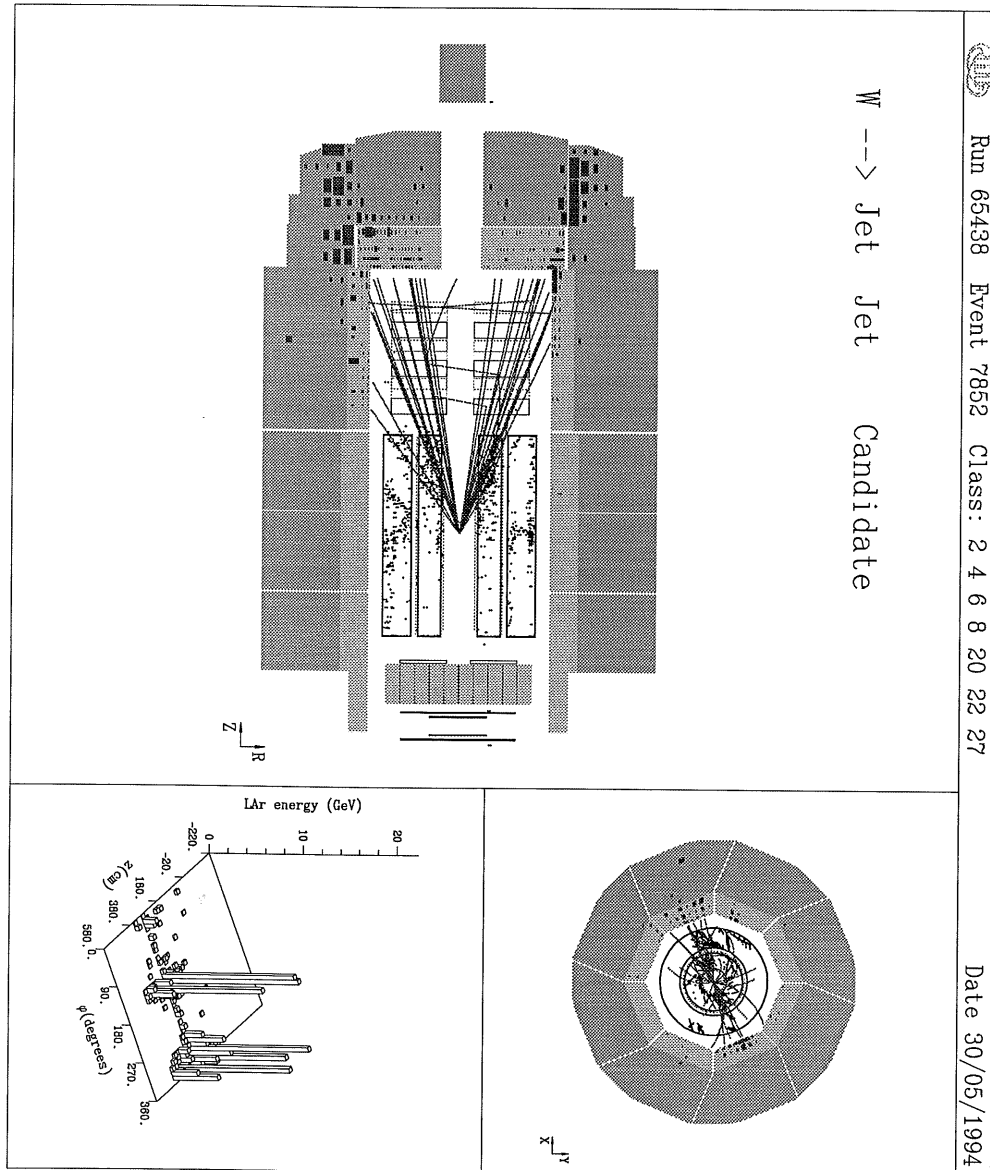


Abbildung 4.2: Kandidatenereignis für den Prozeß  $ep \rightarrow eWX$ ,  $W \rightarrow q\bar{q}'$ .

---

# Zusammenfassung

$W$ -Produktion in  $ep$ -Streuung ist von hohem theoretischem Interesse, das vor allem auf der Sensitivität des Wirkungsquerschnitts auf anomale Dreieichbosonkopplungen beruht. Die vorliegende Arbeit beschäftigte sich mit dem experimentellen Nachweis dieser Prozesse, wobei als Beispiel der myonische Zerfall des  $W$ -Bosons gewählt wurde.

Ausgehend von den theoretischen Grundlagen konnte mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators EPVEC und der Simulation des H1-Detektors eine klare experimentelle Signatur abgeleitet werden. Die auffälligsten Merkmale sind ein typischerweise isoliert auftretendes Myon mit hohem Transversalimpuls und eine signifikant unausgeglichene Transversalimpulsbilanz.

Experimentelle Probleme ergeben sich aus dem – im Vergleich zu potentiellen Untergrundprozessen – sehr kleinen Wirkungsquerschnitt, der oft ungenauen Rekonstruktion hoher Teilchenimpulse in den Spurkammern und der Konzentration der Endzustandsteilchen in Vorwärtsrichtung, wo die Detektorakzeptanz gegenüber dem Zentralbereich stark reduziert ist.

Dennoch konnten im Rahmen von Monte-Carlo-Studien relativ einfache Selektionsbedingungen gefunden werden, mit denen sich die simulierten Untergrundbeiträge auf ein vertretbares Maß reduzieren ließen.

Eine Anwendung dieser Kriterien auf die Meßdaten des H1-Experiments der Jahre 1995–97 entsprechend einer integrierten Luminosität von  $33 \text{ pb}^{-1}$  führte zur Selektion von drei Ereignissen; eines weist alle typischen Charakteristika eines myonischen  $W$ -Zerfalls auf. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Vorhersagen der Simulation.

Die Signaleffizienz der beschriebenen Selektion ist mit 18% gering, was im wesentlichen auf Schwierigkeiten bei der Triggerung zurückgeführt werden konnte. Zwar wird dieses Problem durch die Auswahl eines im Hinblick auf die physikalische Zielsetzung besonders geeigneten Phasenraumbereichs relativiert; trotzdem erscheinen Ergänzungen der beschriebenen Methode wünschenswert. Zwei Möglichkeiten, die Einbeziehung weiterer Triggerbedingungen und die Betrachtung der übrigen  $W$ -Zerfälle, wurden angesprochen.

---

Abschließend sei angemerkt, daß sich durch eine Erhöhung der HERA-Luminosität im Jahr 2000 und damit verbundene Veränderungen des H1-Detektors [57] eine Verbesserung der experimentellen Situation ergeben wird.



# Anhang A

## Ereignisse mit isoliertem hochenergetischen Lepton und fehlendem Transversalimpuls

Abbildung A.1 gibt einen Überblick zu den bisher bei H1 beobachteten Ereignissen mit einem hochenergetischen isolierten geladenen Lepton und signifikant unausgeglichener Transversalimpulsbilanz [4]. Die in Abschnitt 3.6 als E1 und E2 bezeichneten Kandidatenereignisse finden sich hier als MUON-3 und MUON-4. Die kinematischen Eigenschaften der übrigen Ereignisse sind in Tabelle A.1 zusammengefaßt. ELECTRON ist das in Abschnitt 4.2 erwähnte Kandidatenereignis für den elektronischen  $W$ -Zerfall.

	$p_t^l/\text{GeV}$	$\theta^l/^\circ$	$p_t^X/\text{GeV}$	$p_t^{\text{miss}}/\text{GeV}$	$M_t^{l\nu}/\text{GeV}$	$\Delta\varphi^{l\nu}/^\circ$
ELECTRON	$37,6_{-1,3}^{+1,3}$	$27,3 \pm 0,2$	$8,0 \pm 0,8$	$30,6_{-1,5}^{+1,5}$	$67,7_{-2,7}^{+2,7}$	$173 \pm 3$
MUON-1	$23,4_{-5,5}^{+7,5}$	$46,2 \pm 0,1$	$42,2 \pm 3,8$	$18,9_{-8,3}^{+6,6}$	$3,0_{-0,9}^{+1,5}$	$8 \pm 3$
MUON-2	$28,0_{-5,4}^{+8,7}$	$28,9 \pm 0,1$	$67,4 \pm 5,4$	$43,2_{-7,7}^{+6,1}$	$22,8_{-4,2}^{+6,7}$	$38 \pm 3$
MUON-5	$> 44$	$31,0 \pm 0,1$	$30,0 \pm 3,0$	$> 18$	$> 22$	

**Tabelle A.1:** Rekonstruierte Kinematik der in Abbildung A.1 abgebildeten Ereignisse ELECTRON, MUON-1, MUON-2 und MUON-5 [4].

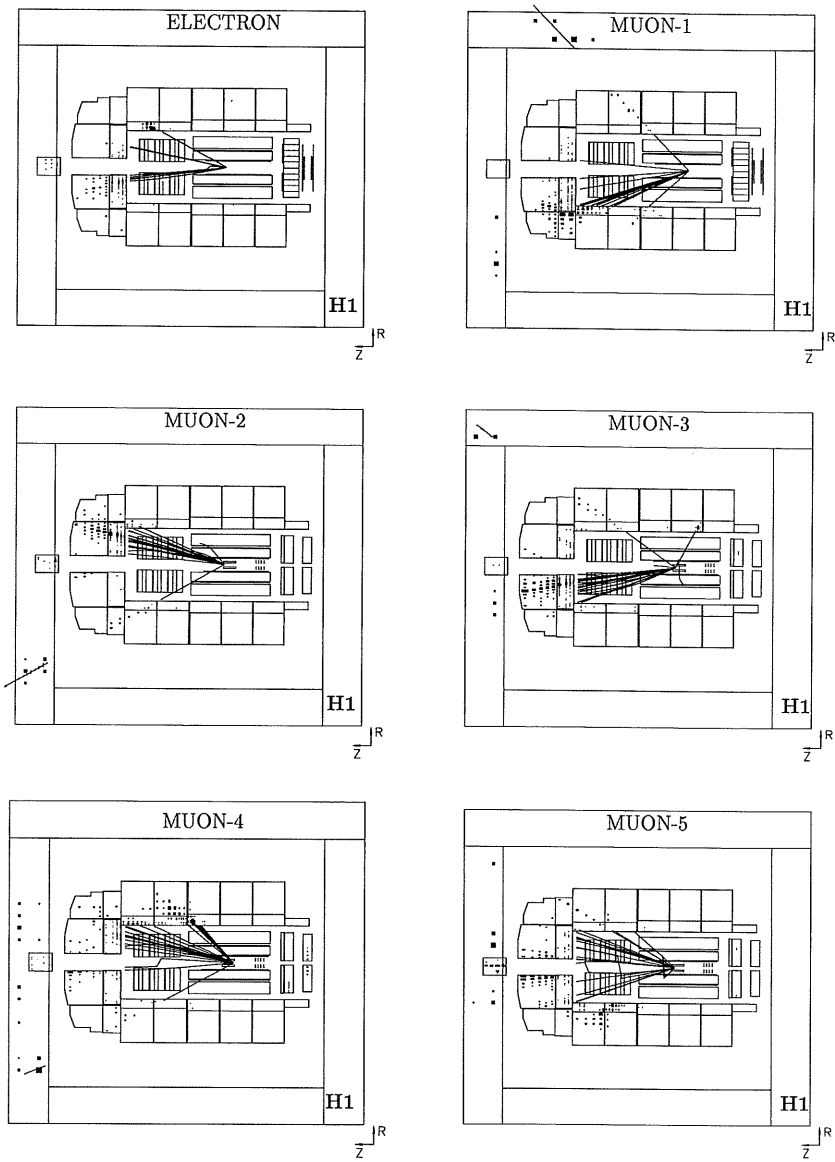


Abbildung A.1: Kandidatenereignis für elektronischen  $W$ -Zerfall sowie Ereignisse MUON-1 bis MUON-5 [4].

# Literaturverzeichnis

- [1] UA1-Kollaboration, *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV*, Phys. Lett. 122B1 (1983) 103.  
UA2-Kollaboration, *Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN  $\bar{p}p$  collider*, Phys. Lett. 122B5,6 (1983) 476.
- [2] H1-Kollaboration, T. Ahmed et al., *Observation of an  $e^+p \rightarrow \mu^+X$  Event with High Transverse Momenta at HERA*, DESY preprint 94-248(1994).
- [3] T. Kobayashi, S. Kitamura and T. Kon, *Is a high  $p_t$  muon of the  $e^+p \rightarrow \mu^+X$  event observed at HERA a signature of the stop?*, Phys. Lett. B376 (1996) 227.
- [4] H1-Kollaboration, *Observation of Events with an Isolated High Energy Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA*, DESY preprint 98-063(1998).
- [5] S.L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [6] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [7] A. Salam, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in: N. Svartholm (Hrsg.), Proc. of the 8<sup>th</sup> Nobel Symposium, Aspenäsgröden 1968, Stockholm 1969, S. 367.
- [8] Particle Data Group, C. Caso et al., *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. C3 (1998) 1.
- [9] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik – Phänomene und Konzepte*, Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden 1986.

- [10] F. Jacquet, A. Blondel, *Detectors for Charged Current Events*, in: U. Amaldi (Hrsg.), *Proceedings of the study of an ep facility for Europe* (1979) 391.
- [11] R.P. Feynman, *Very High Energy Collisions of Hadrons*, Phys. Lett. 23 (1969) 1415.
- [12] J.D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. 179 (1969) 1547.
- [13] R. Beyer, E. Elsen, S. Riess, H. Spiesberger, F. Zetsche, *Electroweak Precision Tests With Deep Inelastic Scattering at HERA*, in: G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner (Hrsg.): *Future Physics at HERA, Proceedings of the Workshop 1995/96* (1996).
- [14] H1-Kollaboration, S. Aid et al., *A Measurement and QCD Analysis of the Proton Structure Function  $F_2(x, Q^2)$  at HERA*, Nucl. Phys. 470 (1996) 3.
- [15] ZEUS-Kollaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the  $F_2$  structure function in deep inelastic  $e^+p$  scattering using 1994 data from the ZEUS detector at HERA*, Z. Phys. C70 (1996) 3.
- [16] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, *Parton distributions: a new global analysis*, hep-ph/9803445 (1998).
- [17] V.N.Gribov, L.N. Lipatov, *Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438,  
V.N.Gribov, L.N. Lipatov,  *$e^+e^-$ -Pair Annihilation and Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory*, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 675.
- [18] G. Altarelli, G. Paresi, Nucl. Phys. B126 (1977) 298.
- [19] Y.L. Dokshitzer, *Calculation of structure functions of deep-inelastic scattering and  $e^+e^-$  annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics*, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641.
- [20] C.F. von Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. C88 (1934) 612.
- [21] E.J. Williams, *Nature of the High Energy Particles of Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulae*, Phys. Rev. 45 (1934) 729.

- [22] S. Soeldner-Rembold, *The Structure of the Photon*, Beitrag zum XVIII International Symposium on Lepton Photon Interactions, Hamburg 1997.
- [23] H1-Kollaboration, *Measurement of the Inclusive Di-Jet Cross Section in Photoproduction and Determination of an Effective Parton Distribution in the Photon*, DESY preprint 97-164(1997).
- [24] U. Baur, D. Zeppenfeld, *Measuring the  $WW\gamma$  Vertex in Single  $W$  Production at  $ep$  Colliders*, Nucl. Phys. B325 (1989) 253.
- [25] U. Baur, J.A.M. Vermaseren, D. Zeppenfeld, *Electroweak Vector Boson Production in High-Energy  $ep$  Collisions*, Nucl. Phys. B375 (1992) 3.
- [26] K. Hagiwara, D. Zeppenfeld, *Helicity Amplitudes for Heavy Lepton Production in  $e^+e^-$  Annihilation*, Nucl. Phys. B274 (1985) 1.
- [27] V.A. Noyes, *Limits on  $WW\gamma$  Couplings from Single  $W$  boson Production in  $ep$  Collisions*, in: G. Ingelman, A. De Roeck, R. Klanner (Hrsg.): *Future Physics at HERA*, Proceedings of the Workshop 1995/96 (1996) .
- [28] A. Schönig, *Untersuchungen von Prozessen mit reellen und virtuellen  $W^\pm$ -Bosonen am H1-Detektor bei HERA*, Dissertation Universität Hamburg 1996.
- [29] D. Waters, *Comments on EPVEC*, Vortrag im Rahmen des Einführungstreffen zum *MC Workshop at HERA*, Hamburg (1998).
- [30] K. Hagiwara, S. Ishihara, R. Szalapski, D. Zeppenfeld, *Low energy effects of new interactions in the electroweak boson sector*, Phys. Rev. D48 (1993) 2182.
- [31] M.N. Dubinin, H.S. Song, *Anomalous  $W$  boson production at HERA*, Phys. Rev. D57 (1998) 2927.
- [32] T. Helbig, H. Spiesberger, *Testing Anomalous  $WW\gamma$  Couplings in Radiative Charge Current  $ep$  Scattering*, Nucl. Phys. 373 (1992) 73.
- [33] ZEUS-Kollaboration, *Search for  $W$  boson production and subsequent decay  $W \rightarrow e\nu$  with the ZEUS detector at HERA.*, Beitrag zur XXVIII International Conference on High Energy Physics, Warschau (1996).

- [34] G. Bella, D. Charlton, P. Clarke, *Triple gauge boson parameters*, OPAL Technical Note TN-492 (1997).
- [35] DO-Kollaboration, *Limits on Anomalous  $WW\gamma$  and  $WWZ$  Couplings*, hep-ex/9803017v2 (1998).
- [36] L3-Kollaboration, *Production of Single  $W$  Bosons in  $e^+e^-$  Interactions at  $130 \leq \sqrt{s} \leq 183$  GeV and Limits on Anomalous  $WW\gamma$  Couplings*, CERN-EP/98-99 (1998).
- [37] H1-Kollaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instr. and Meth. A386 (1997) 310 und 348.
- [38] C. Wissing, A. Beglarian, P. Biddulph, M. Fleischer, *The H1 ToF system in 1996 and 1997*, Interner Bericht H1-01/98-533(1998).
- [39] R. Brun et al., *GEANT3 Users Guide*, CERN-DD/EE/84-1, 1987.
- [40] T. Sjöstrad, Comp. Phys. Com. 39 (1986) 347.
- [41] G.A. Schuler, H. Spiesberger in: W. Buchmüller, G. Ingelmann (Hrsg.), Proc. of the Workshop Physics at HERA, DESY-Hamburg(1991)III.
- [42] T. Sjöstrad, *Pythia 5.7 and JETSET 7.5, Physics and Manual*, CERN-TH.7112/93.
- [43] G. Ingelmann, J. Rathsmann, G.A. Schuler, *AROMA 2,2 - A Monte Carlo generator for heavy flavour events in ep collisions*, Comp. Phys. Com. 101 (1997) 135.
- [44] G. Tsipolitis, *First Observation of Open  $b$  Production at HERA*, Konferenzbeitrag DIS '98, Brüssel (1998).
- [45] S. Baranov et al. in: W. Buchmüller, G. Ingelmann (Hrsg.), Proc. of the Workshop Physics at HERA, DESY-Hamburg(1991)III.
- [46] U. Langenegger, G. Tsipolitis, *On Muon Identification in the Barrel of the H1 Detector*, Interner Bericht H1-04/98-542(1998).
- [47] E. Rizvi, persönliche Mitteilung, 1998.
- [48] T. Carli et al., *Performance of the H1 LAr Trigger in 1994*, Interner Bericht H1-07/95-445.

- 
- [49] I. Negri, *Recherche de fermions excités sur l'expérience H1 auprès du collisionneur positron-proton HERA*, Dissertation, Universität Marseille, 1998.
- [50] E. Chabert, interner Bericht (H1), in Vorbereitung.
- [51] L. West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code*, unveröffentlicht (1997).
- [52] K. Hewitt, *Elastic  $J/\psi$  Photoproduction and the Detection and Triggering of Muons at Low  $W_{\gamma p}$  using the H1 Detector*, Dissertation, Universität Birmingham (1998).
- [53] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1993).
- [54] A. Babaev et al., *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics*, Interner Bericht H1-01/96-470(1996).
- [55] T. Carli et al., *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter Trigger: The Jet Trigger*, Interner Bericht, unveröffentlicht, 1998.
- [56] H. Baer, J. Ohnemus, D. Zeppenfeld, *Hadronic  $W$ -decays at HERA*, Z. Phys. C43 (1989) 675.
- [57] H1 Kollaboration, J. Dainton et al., *ep Physics beyond 1999*, Interner Bericht H1-10/97-531(1997).

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die die Durchführung dieser Diplomarbeit ermöglicht und begleitet haben. Insbesondere gilt mein Dank

Prof. Dr. Dieter Frekers für die Bereitschaft, durch die Übernahme des Gutachtens die Arbeit in Hamburg zu ermöglichen,

Dr. Eckhard Elsen für die interessante Aufgabenstellung und eine intensive Betreuung,

Beate Heinemann für ihre engagierte Begleitung und Unterstützung der täglichen Arbeit,

den Mitgliedern der Arbeitsgruppe für elektroschwache Physik für die freundliche Aufnahme,

den Mitgliedern der Myongruppe für die geduldige Beantwortung vieler Fragen,

Prof. Dr. Joachim Meyer und Dr. Cristinel Diaconu für hilfreiche Diskussionen,

Florian Keil, Stephan Hurling und Gregor Wagner für das Korrekturlesen wesentlicher Teile dieser Arbeit und

der Studienstiftung des deutschen Volkes für die Unterstützung während meines Studiums.

## Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die Arbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

20.7.1998