Suche nach W-Bosonen bei H1 in Daten aus dem Jahr 2005

Diplomarbeit

Lea Hallermann

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Juli 2006

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

Lea Hallermann, 18. Juli 2006

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

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Theorie **3**
1.1 Tiefunelastische Streuung 3
1.1.1 Kinematik 3
1.1.2 Wirkungsquerschnitt der DIS 5
1.2 W-Boson im Standardmodell 6
1.3 Prozesse außerhalb des Standardmodells 11
1.3.1 Anomale Eichkopplung 11
1.3.2 Produktion einzelner Top-Quarks 12

2 HERA und der H1-Detektor **13**
2.1 HERA 13
2.2 H1-Detektor 13
2.2.1 Spurdetektoren 15
2.2.2 Flüssig-Argon-Kalorimeter 17
2.2.3 Myonsystem 19
2.2.4 Triggersystem 22

3 Rekonstruktion **25**
3.1 Myonidentifikation und Isolation 25
3.1.1 Identifikation 25
3.1.2 Isolation 28
3.1.3 Missidentifizierte Hadronen 29
3.2 Jetrekonstruktion 29
3.3 Neutrinorekonstruktion 30
3.4 Transversale Masse 30
3.5 Elektronidentifikation 31

4 Untergrundprozesse und Monte-Carlo-Simulationen **33**
4.1 Simulation von Elektron-Proton-Ereignissen 33
4.2 Untergrundprozesse 34
4.2.1 Photoproduktion 34

4.2.2 Neutraler schwacher Strom . . . 35
4.2.3 Geladener schwacher Strom . . . 36
4.2.4 Leptonpaar-Produktion . . . 37

5 Ereignis-Selektion 39
5.1 Vorselektion . . . 39
5.1.1 Datensatz . . . 39
5.1.2 Nicht-ep-Untergrund . . . 40
5.1.3 Trigger . . . 42
5.1.4 Vertex-Position . . . 43
5.1.5 Detektor-Lücken . . . 44
5.1.6 Fehler der Myontransversalimpuls-Messung . . . 45
5.1.7 Zusammenfassung der Vorselektion . . . 45
5.2 W-Boson-Selektion . . . 47
5.2.1 Myon-Phasenraum und -Isolation . . . 48
5.2.2 V-Verhältnis . . . 50
5.2.3 Kontroll-Verteilungen . . . 51
5.2.4 Transversalimpulse . . . 55
5.2.5 Akoplanarität . . . 58
5.2.6 Endgültige Selektion . . . 60
5.2.7 Schnittfolge . . . 64

6 Ergebnisse 67
6.1 Wirkungsquerschnitt . . . 67
6.1.1 Statistischer Fehler . . . 68
6.1.2 Systematische Fehler . . . 68
6.1.3 Diskussion . . . 70

Zusammenfassung und Ausblick 73

Abbildungsverzeichnis 75

Tabellenverzeichnis 77

Literaturverzeichnis 79

Einleitung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt das heute weltweit anerkannte und experimentell gesicherte Wissen über die elementaren Bausteine der Materie. Es erklärt ihre Eigenschaften und Wechselwirkungen, wobei es sich in zwei Hauptbereiche gliedert, die elektroschwache Theorie sowie die Quantenchromodynamik. In der elektroschwachen Theorie wurden in den sechziger Jahren des zwanzigsten Jahrhunderts von Glashow, Salam und Weinberg die Quantenelektrodynamik und die schwache Wechselwirkung vereinigt. Bis heute ist es jedoch nicht gelungen, auch die beiden übrigen Pfeiler des Standardmodells zu vereinigen. Zudem wird die Gravitation im Standardmodell gar nicht beschrieben. Diese "Unzulänglichkeiten" erklären unter anderem, warum das Ganze nur als Modell angesehen wird.

Die Grundlage des Standardmodells stellen die drei Leptonfamilien sowie die Quarkgenerationen dar, von denen ebenfalls drei existieren. All diese Teilchen sind Fermionen, das heißt sie haben Spin $1/2$. Die Wechselwirkung unter ihnen wird von Bosonen (Spin 1) vermittelt. Diese Austauschteilchen sind das Photon, das Z^0 sowie das W^+ beziehungsweise das W^- für die elektroschwache Wechselwirkung, während die starke Wechselwirkung von Gluonen vermittelt wird.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Produktion reeller W-Bosonen in Elektron-Proton-Kollisionen bei HERA. Dies ist ein seltener Prozess, der auch sensitiv auf Prozesse außerhalb des Standardmodells ist. Die größte Herausforderung besteht darin, den Untergrund, der mit deutlich höheren Raten produziert wird, vom Signal zu trennen.

Im ersten Kapitel wird zunächst auf die Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung eingegangen, bevor das W-Boson ins Standardmodell eingeordnet wird und mögliche Prozesse außerhalb des Standardmodells vorgestellt werden. Es folgt im nächsten Kapitel eine kurze Beschreibung des HERA-Beschleunigers sowie des H1-Experiments. Kapitel drei befasst sich mit der Rekonstruktion der Teilchen und wichtigsten Größen im Detektor, das darauf folgende mit Untergrundprozessen und Monte-Carlo-Simulationen. Im Kapitel Selektion wird die schrittweise Bereinigung des Datensatzes von Untergrund sowie die Selektion der W-Boson-Kandidaten beschrieben, während sich das letzte Kapitel mit den Ergebnissen in Form eines Wirkungsquerschnitts beschäftigt.

Kapitel 1

Theorie

Dieses Kapitel enthält die theoretischen Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung bei HERA, eine Einordnung des W-Bosons ins Standardmodell und eine Beschreibung der reellen W-Boson-Produktion. Außerdem wird kurz auf Prozesse jenseits des Standardmodells eingegangen, die der reellen W-Produktion ähneln.

1.1 Tiefunelastische Streuung

Streuexperimente sind ein wichtiges Instrument der experimentellen Teilchenphysik zur Untersuchung der Strukturen zusammengesetzter Teilchen. Bei HERA werden Elektronen beziehungsweise Positronen an Protonen gestreut. Grundsätzlich ist sowohl elastische als auch unelastische Streuung möglich. Der Unterschied zwischen den beiden Arten ist der übertragene Impuls, bei der unelastischen Streuung ist dieser hoch, was einem hohen Ortsauflösungsvermögen entspricht. Das Wort unelastisch impliziert schon, dass die Streuung an Teilchen stattfindet, die aus Konstituenten bestehen, also nicht elementar sind. In diesem Fall dem Proton, das aus Quarks aufgebaut ist. Die unelastische Streuung von Elektronen an Protonen entspricht laut dem Quark-Parton-Modell, einer elastischen Streuung an Quarks und wird *tiefunelastische Streuung (DIS: deep inelastic scattering)* genannt. Solche Prozesse werden durch

$$e^{\pm}p \longrightarrow e^{\pm}X \tag{1.1}$$

oder

$$e^{\pm}p \longrightarrow \overset{(-)}{\nu_e} X \tag{1.2}$$

beschrieben. Die zugehörigen Feynmangraphen sind in Abbildung 1.1 zu sehen.

1.1.1 Kinematik

In Abbildung 1.2 ist der Austausch eines Eichbosons zwischen einem Elektron und einem Quark aus dem Proton zu sehen. Die quadrierte Schwerpunktsenergie ergibt sich zu

$$s = (k + p)^2 \tag{1.3}$$

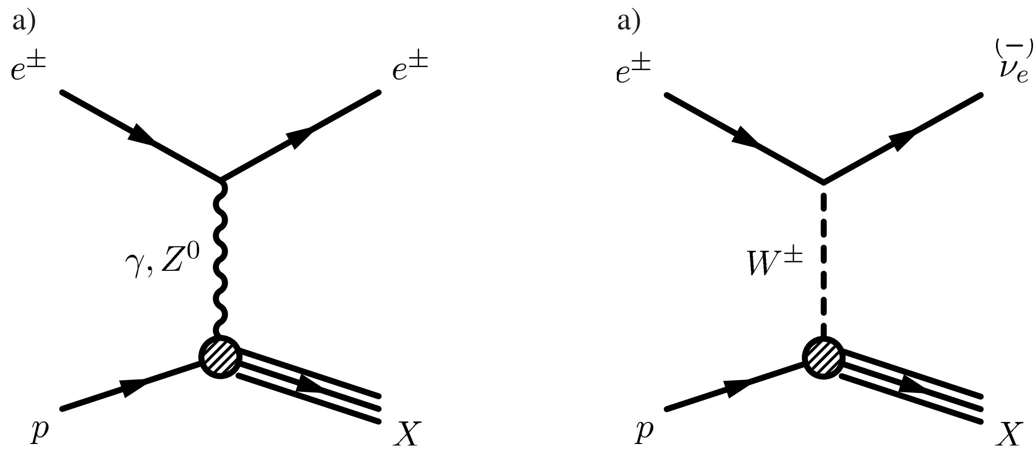

Abbildung 1.1:
Feynmangraph für Elektron-Proton-Streuung über (a) den neutralen Strom und (b) den geladenen Strom.

Dabei sind k und p, wie in Abbildung 1.2 zu sehen, die Viererimpulse von Elektron und Proton. Bei der Wechselwirkung entsteht ein Viererimpulsübertrag, der mit Q^2 bezeichnet wird

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \tag{1.4}$$

Wenn der Impulsübertrag klein bleibt, ist das ausgetauschte Photon quasi-reell. Diese Art der Wechselwirkung wird *Photoproduktion* genannt.

Q^2 ist auch ein Maß für das Ortsauflösungsvermögen eines Prozesses. Das Proton hat einen Radius von etwa 10^{-15} m, was einem Impulsübertrag von $Q^2 \approx 1$ GeV^2 entspricht. Wird der Viererimpulsübertrag größer, werden Strukturen innerhalb des Protons sichtbar, solche Prozesse werden *tiefunelastisch* genannt.

Eine weitere wichtige Größe ist die *Bjorken* Variable x. Sie gibt im Quark-Parton-Modell an, welchen Impulsanteil des Protons das mit dem Elektron wechselwirkende Quark trägt. Definiert ist x durch die Gleichung

$$x = \frac{Q^2}{2pq} \tag{1.5}$$

Als dritte kinematische Variable wir nun noch die *Inelastizität* y vorgestellt

$$y = \frac{pq}{kp} \tag{1.6}$$

Sie gibt im Protonruhesystem, analog zu x, den vom Photon weggetragenen Impulsanteil des Elektrons an. Alle drei Größen Q^2, x, y sind lorentzinvariant und unter Vernachlässigung der Ruhemassen durch

$$Q^2 = xys \tag{1.7}$$

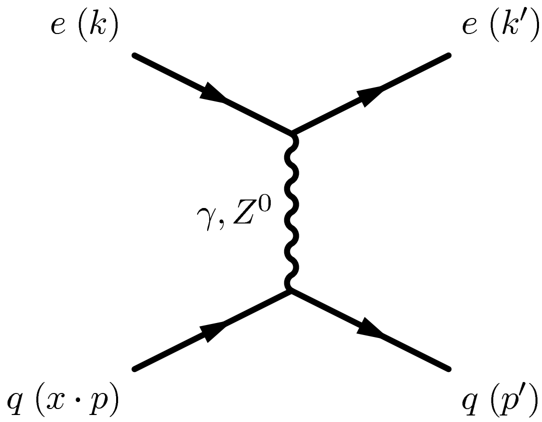

Abbildung 1.2:
Feynmangraph für neutralen schwachen Strom (NC: neutral current), wobei ein Quark aus dem Proton mit dem Elektron wechselwirkt. Das Proton trägt den Impuls p und das Quark $x \cdot p$. In Klammern steht der Viererimpuls der Teilchen.

verknüpft. Bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ und in Abwesenheit von Photonabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand sind also nur zwei dieser Größen unabhängig.

1.1.2 Wirkungsquerschnitt der DIS

Feynman und Bjorken entwickelten das sogenannte Partonmodell, welches annimmt, dass Protonen aus Partonen aufgebaut sind. Diese Partonen werden heute mit den Quarks und Gluonen identifiziert. Wenn das Proton also aus frei beweglichen Konstituenten besteht, kann die Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton als inkohärente Summe der Wechselwirkungen mit den einzelnen Partonen aufgefasst werden und diese wiederum als elastische Streuung.
Im Quark-Parton-Modell lässt sich mit Hilfe der Strukturfunktionen F_1 und F_2 der differentielle Wirkungsquerschnitt für rein elektromagnetische Lepton-Proton-Streuung berechnen.

Die Strukturfunktionen sind im Quark-Parton-Modell mit der Partondichte im Proton verknüpft und folgendermaßen definiert

$$F_1(x, Q^2) = 1/2 \sum_i e_i^2 \cdot f_i(x, Q^2) \tag{1.8}$$

und

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 \cdot f_i(x, Q^2) + x \sum_j e_j^2 \cdot s_j(x, Q^2) \tag{1.9}$$

Sie bestehen aus den Summen über die Ladungsquadrate der Partonen (e^2), die mit den Wahrscheinlichkeiten gewichtet sind, Partonen mit Spin$= 1/2$ (f_i) oder Spin$= 0$ (s_j) im Proton zu finden. Die zweite Summe aus 1.9 ist Null, da im Proton keine Spin$= 0$-Teilchen vorhanden sind. So ergibt sich die Callan-Gross-Beziehung [CG69]

$$F_2 = 2xF_1 \tag{1.10}$$

Im einfachen Partonmodell gilt Skaleninvarianz, was bedeutet, dass die Strukturfunktionen nur von x und nicht von Q^2 abhängig sind

$$F_1(x, Q^2) \cong F_1(x) \text{ und } F_2(x, Q^2) \cong F_2(x) \tag{1.11}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Elektron-Proton-Streuung ergibt sich mit der Feinstrukturkonstante α zu

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}(y^2xF_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)) \tag{1.12}$$

Durch Messung dieses Wirkungsquerschnitts können die Strukturfunktionen bestimmt werden.

1.2 W-Boson im Standardmodell

Das W-Boson vermittelt die schwache Wechselwirkung des geladenen Stroms *(CC: charged current)*. Es wurde Ende der 1960er Jahre mit der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung von Weinberg, Glashow und Salam eingeführt. 1983 wurde es erstmals in $p\overline{p}$-Kollisionen am CERN beobachtet. Seine Masse beträgt (80.425 ± 0.038) GeV [PDG04], die Ladung ist ± 1 e. Weil es so schwer ist, besitzt es nur eine sehr kurze Lebensdauer, so dass es nicht direkt, sondern nur über seine Zerfallsprodukte nachgewiesen werden kann. Es zerfällt entweder hadronisch in ein Quark-Antiquark-Paar (insgesamt mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 67%) oder leptonisch in ein Lepton-Neutrino-Paar (je 11% Wahrscheinlichkeit für jede Leptonfamilie). Diese Zerfallswahrscheinlichkeiten lassen sich einfach erklären. Hadronisch kann ein W in $u\overline{d}$ oder $c\overline{s}$ zerfallen, $t\overline{b}$ ist wegen der hohen Top-Masse nicht möglich. Die beiden hadronischen Endzustände werden noch mit einem Faktor drei für die Farben gewichtet. Leptonisch gibt es drei Kanäle, weil drei verschieden Leptonarten existieren, so dass insgesamt neun Zerfallskanäle bestehen, von denen jeder gleich wahrscheinlich ist.
Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion reeller W-Bosonen bei HERA beträgt $\sigma \approx 1$ pb^{-1} [KD02].

Diese Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit der Produktion reeller W-Bosonen, die anschließend leptonisch in ein Myon-Neutrino-Paar zerfallen. Der hadronische Zerfall ist nur

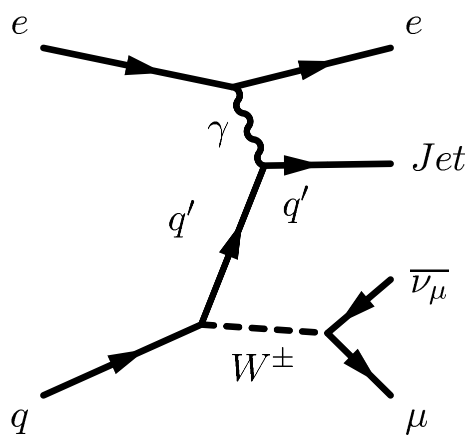

Abbildung 1.3:
Dominanter Feynmangraph für die reelle W-Produktion in ep-Kollisionen mit anschließendem Zerfall in den myonischen Kanal.

schwer von den bei HERA auftretenden Untergrund-Prozessen - namentlich der Produktion von Jets durch Photoproduktion oder DIS - isolierbar. Der dominante Prozess der W-Produktion ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Die Dominanz dieses Beitrags rührt daher, dass hier eine Singularität im u-Kanal auftritt. Bei Werten von u nahe Null befindet sich das ausgetauschte Quark auf seiner Massenschale und das Photon besitzt eine aufgelöste Struktur. Das heißt, dem Photon kann eine Quarkdichte zugewiesen werden, weil es in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert. Das W-Boson stammt in diesem Prozess aus einer Annihilation eines Quarks und eines Antiquarks, wobei in diesem Fall das Antiquark aus dem Photon stammt.

Allerdings ist dieser Prozess allein nicht eichinvariant, weshalb noch sechs weitere Feynmangraphen (Abbildung 1.4 (b)-(g)) berücksichtigt werden müssen. Die Prozesse (a) - (e) tragen aufgrund des $1/Q^4$-Verhaltens des Photonpropagators dominant bei, während der Beitrag der beiden anderen Diagramme klein ist, weil der W-Propagator bei ihnen je zweimal auftritt.

Topologie

In der Abbildung 1.5 ist ein W-Boson-Kandidat aus dem Jahre 1997 dargestellt, anhand dieses Bildes soll die Topologie derartiger Ereignisse erläutert werden.

Von den beiden Zerfallsprodukten des W-Bosons ist nur das Myon direkt im Detektor nachweisbar. Es sollte isoliert von allen anderen Teilchen auftreten. Das Neutrino lässt sich nur indirekt nachweisen. Aus der Energie- und Impuls-Erhaltung folgt, dass die Summen der Impulskomponenten $\sum p_x$ und $\sum p_y$ eines Ereignisses jeweils Null ergeben müssen. Daher ist auch die vektorielle Summe der Verteilungen Null, wobei der Transversalimpuls eines

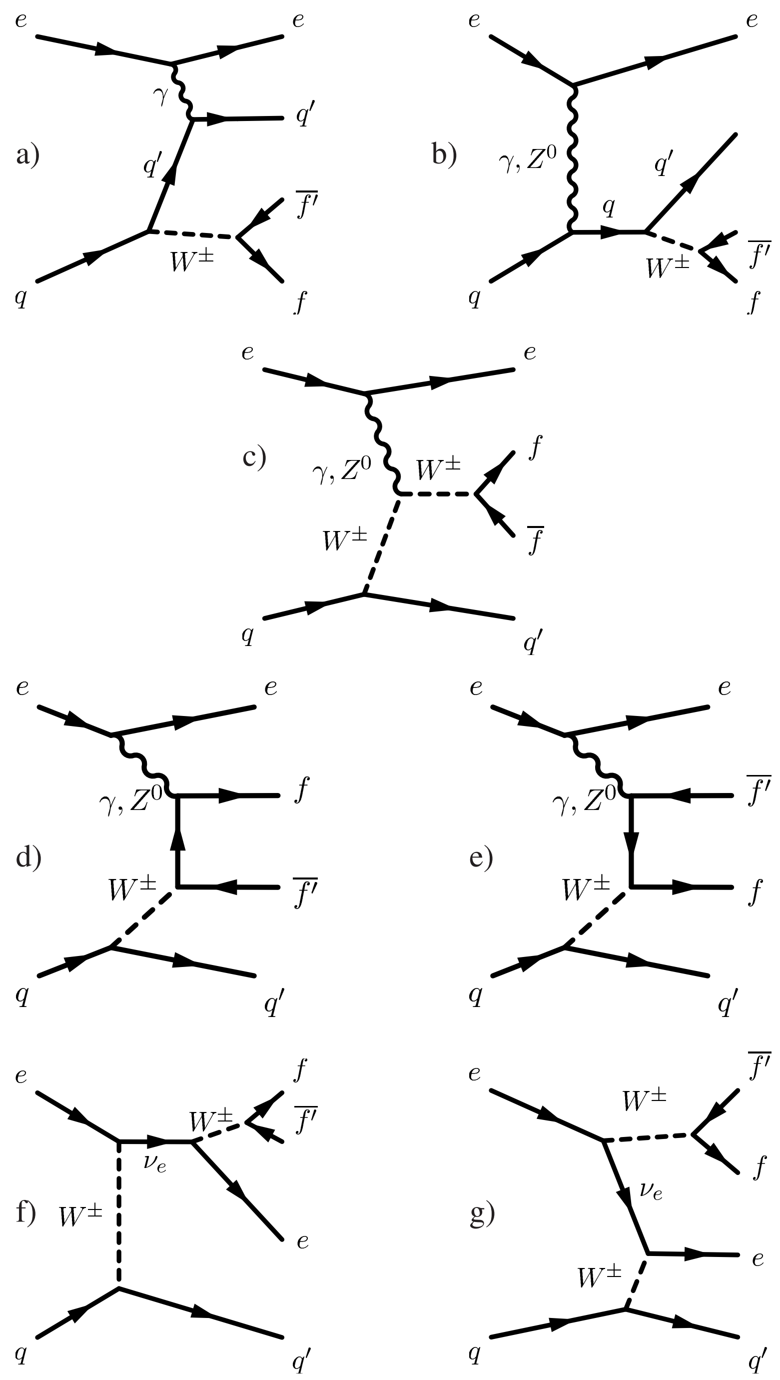

Abbildung 1.4:
Eichinvarianter Satz der Feynmangraphen zur reellen W-Produktion. Es sind nur die Graphen für den Prozess $ep \longrightarrow eWX$ *dargestellt.*

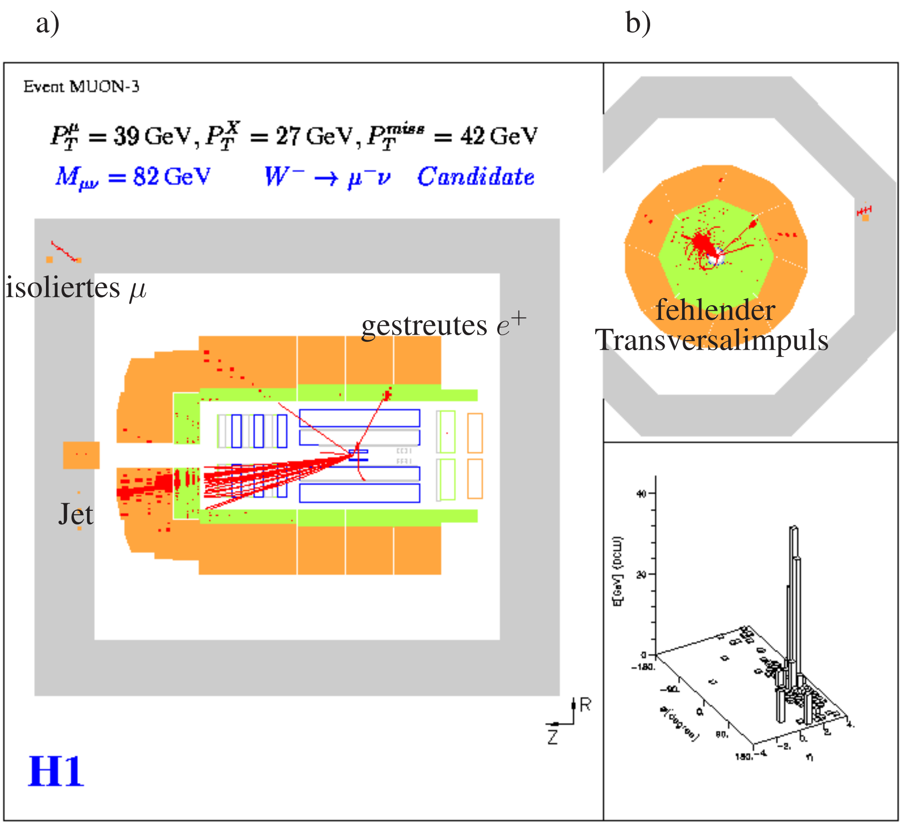

Abbildung 1.5:
W-Kandidat aus dem Jahr 1997. Hier in (a) gut zu sehen, das isolierte Myon, der Jet und ein gestreutes Elektron. In der radialen Ansicht rechts oben (b) ist auch der fehlende Transversalimpuls erkennbar.

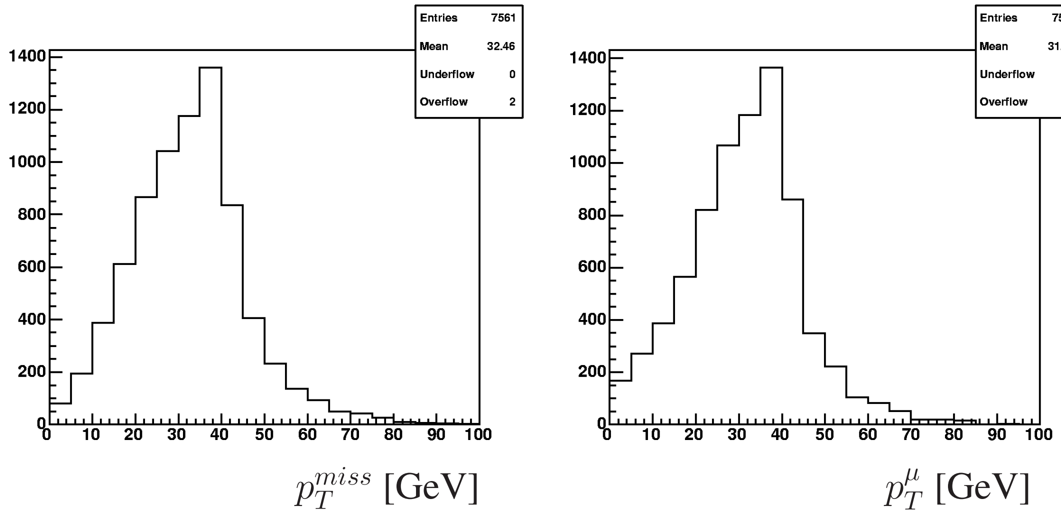

Abbildung 1.6:
Fehlender Transversalimpuls und Myon-Transversalimpuls auf Generatorniveau der EpVec-Monte-Carlo-Simulation

Teilchens definiert ist als $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$. Durch fehlenden Transversalimpuls, der aus den Summen der Impuls-Komponenten berechnet wird, kann dann auf Neutrinos geschlossen werden. Aufgrund der hohen W-Masse haben Myon und Neutrino hohe Transversalimpulse. p_T^{μ} und p_T^{miss} haben im Mittel Werte etwa in der Größenordnung der halben W-Masse ($p_T \approx 40$ GeV). In Abbildung 1.6 sind die beiden Transversalimpulse gezeigt, wie sie von einer Monte-Carlo-Simulation generiert werden.

Das Quark, das mit dem Elektron wechselwirkt, hadronisiert und bildet einen Jet aus. Durch Gluonabstrahlung und aus dem Proton-Rest können noch weitere Jets resultieren. Zusätzlich wird bei ausreichend großen Werten von Q^2 das Elektron in den Detektor gestreut. Es tritt bei großen Polarwinkeln θ, also im rückwärtigen Teil des Detektors auf (Definition des H1-Kooordinatensystems in 2.2). Je höher die Werte von Q^2 werden, umso weiter wird das Elektron in den Zentralbereich gestreut.

Die Topologie eines Ereignisses, bei dem ein reelles W-Boson produziert wurde, besteht demnach aus einem isolierten Myon, mindestens einem Jet, hohem p_T^{miss} und eventuell einem gestreuten Elektron.

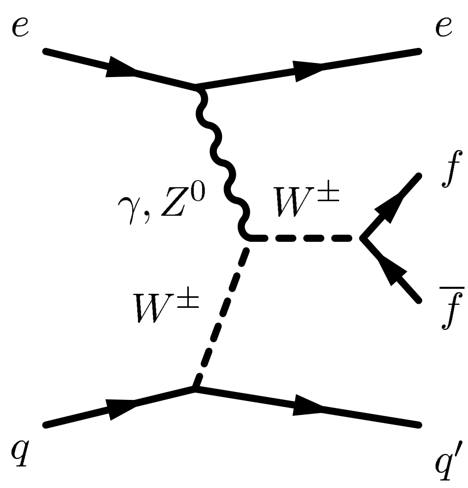

Abbildung 1.7: *Drei-Boson-Kopplung in der Feynmandarstellung*

1.3 Prozesse außerhalb des Standardmodells

Ereignisse mit isolierten Leptonen und großen fehlenden Transversalimpulsen sind besonders interessant, weil hier Beiträge auftreten könnten, die sich nicht mehr mit dem Standardmodell der Elementarteilchen erklären lassen. Physik jenseits des Standardmodells mit dem gleichen Endzustand, wie beim Zerfall eines reellen W-Bosons, kann zu anomalen Eichkopplungen oder anomaler Top-Produktion führen. Beide Prozesse werden im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt.

1.3.1 Anomale Eichkopplung

Der dominante Feynmangraph aus Abbildung 1.3 ist alleine nicht eichinvariant. Deshalb werden für eine eichinvariante Theorie die anderen Diagramme aus Abbildung 1.4 ebenfalls benötigt. Eines davon, das nochmals in Abbildung 1.7 zu sehen ist, enthält einen Drei-Boson-Vertex ($WW\gamma$). Dieser Prozess ist sensitiv auf mögliche anomale Kopplungen des Photons an ein W-Boson.

Die Langrange-Dichte $\mathcal{L}$ enthält sieben unabhängige, komplexe Kopplungen (freie Parameter). Mit den Ansätzen von elektromagnetischer Eichinvarianz und CP-Erhaltung aus dem Standardmodell, bleiben nur noch zwei Parameter übrig, κ und λ. Der Langrangian sieht dann folgendermaßen aus

$$\mathcal{L} = e(W^+_{\mu\nu}W^{\mu}A^{\nu} - W^{\mu\nu}W^+_{\mu}A_{\nu} + \kappa W^+_{\mu}W^+_{\nu}F^{\mu\nu} + \frac{\lambda}{M_W^2}W^+_{\rho\mu}W^{\mu}_{\nu}F^{\nu\rho}) \qquad (1.13)$$

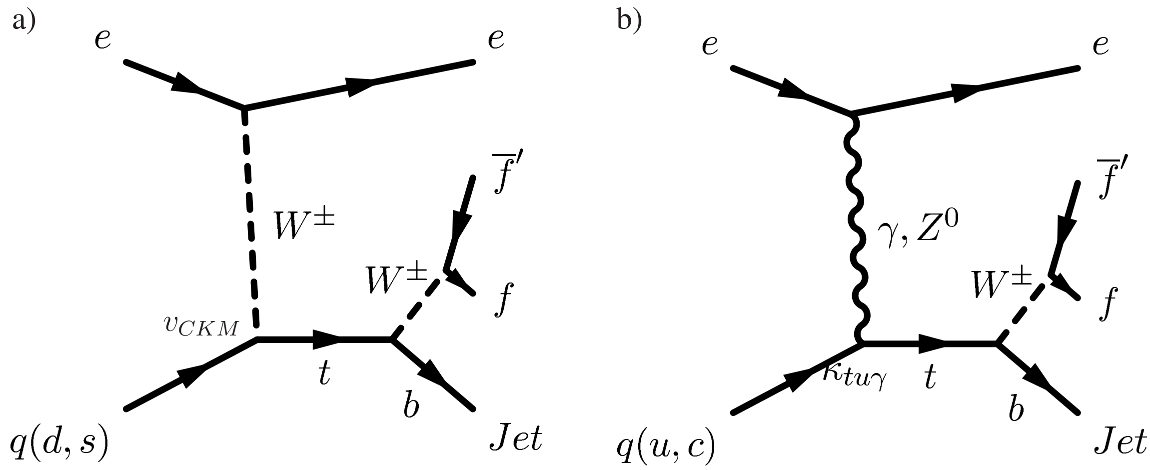

Abbildung 1.8:
Feynmangraphen für (a) einzelne Top-Produktion und (b) anomale Top-Produktion über flavour changing neutral current (FCNC)

mit A^μ als Photonfeld, W^μ als W-Feld und den Feldstärketensoren $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ und $W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu$. Im Standardmodell gelten für die komplexen Kopplungen

$$\kappa = 1 \tag{1.14}$$

und

$$\lambda = 0 \tag{1.15}$$

Abweichungen von diesen beiden Werten würden auf Prozesse außerhalb des Standardmodells hinweisen. Allerdings sind noch keine signifikanten Abweichungen gemessen worden.

1.3.2 Produktion einzelner Top-Quarks

Hier gibt es zwei Prozesse, die in Abbildung 1.8 zu sehen sind. Der Linke, der einen CC-Prozess beschreibt, ist wegen des W-Propagators und der kleinen Quark-Kopplungs-Konstanten V_{td}, V_{ts} aus der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix bei HERA sehr stark unterdrückt.

Der Rechte beschreibt einen Prozess des *Flavour Changing Neutral Current (FCNC)*. Dabei findet an dem Vertex zwischen Photon und einlaufendem Quark über eine Kopplung $\kappa_{tq\gamma}$ eine Änderung des Quarktyps statt. Aus einem u- oder c-Quark wird ein top, das wiederum in ein b-Quark und ein W-Boson zerfällt. Solche Prozesse sind im Standardmodell nicht erlaubt.

Kapitel 2

HERA und der H1-Detektor

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den Beschleunigerring HERA gegeben. Darüber hinaus werden die Komponenten des H1-Detektors kurz beschrieben, die für diese Analyse relevant sind.

2.1 HERA

Die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA ist einer der Ringbeschleuniger am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg und einzigartig auf der Welt, weil hier Protonen und Elektronen beziehungsweise Positronen zur Kollision gebracht werden. HERA wurde 1992 in Betrieb genommen und besteht aus zwei unabhängigen Strahlrohren für Elektronen und Protonen mit einem Umfang von 6.3 km, die an zwei Punkten zur Kollision gebracht werden. Dort sind die beiden Experimente ZEUS und H1 positioniert. HERMES ist ein weiteres Experiment, das nur den Elektronenstrahl und ein stationäres Gas-Target nutzt, auch HERA-B war ein *fixed target* Experiment, es wurde aber im Jahr 2002 eingestellt. In Abbildung 2.1 ist der gesamte HERA-Speicherring mit den vier Wechselwirkungspunkten zu sehen. Die Elektronen und Protonen werden durch ein Vorbeschleunigersystem geschickt und auf eine Energie von $E_e = 27.5$ GeV für die Elektronen und $E_p = 920$ GeV für die Protonen beschleunigt. Dies führt zu einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 320$ GeV.

Die im Ring gespeicherten Teilchen bilden keinen homogenen Strahl, sondern werden in Paketen (*bunches*) beschleunigt, die aus etwa 10^{11} Elektronen beziehungsweise Protonen bestehen. Zur Kollision dieser Pakete (*bunch crossing*) kommt es alle 96 ns, was einer Kollisionsrate von circa 10 MHz entspricht.

2.2 H1-Detektor

In der Halle Nord des HERA-Rings befindet sich das H1-Experiment. Es ist in Abbildung 2.2 zu sehen und deckt fast den gesamten Raumwinkelbereich von 4π um den Wechselwirkungspunkt ab. Die Flugrichtung der Protonen definiert die positive z-Achse des rechtshändigen

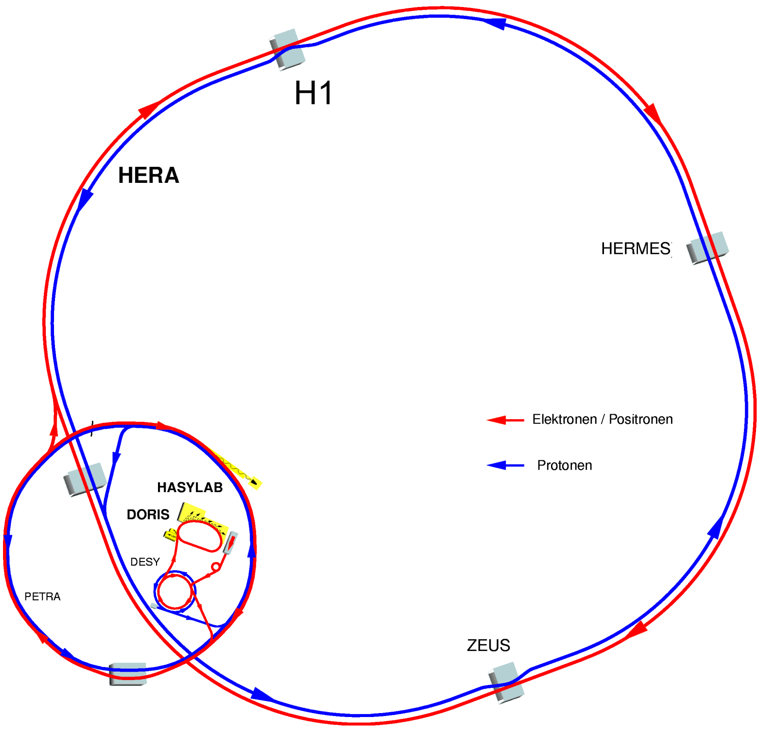

Abbildung 2.1: *Übersicht über die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA*

Standardkoordinatensystems von H1. Die x-Achse zeigt zur Ringmitte und die y-Achse folglich senkrecht nach oben. Die Koordinaten im Detektor werden üblicherweise durch den Polarwinkel θ, den Azimutalwinkel ϕ und $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ beschrieben.

Die unterschiedlichen Detektorkomponenten sind in zylindrischen Lagen schalenförmig um das Strahlrohr angeordnet. Der Detektor ist allerdings asymmetrisch aufgebaut, weil sich der Schwerpunkt von wechselwirkenden Protonen und Elektronen, aufgrund des viel höheren Protonimpulses, im Laborsystem in Proton-Richtung bewegt. Deswegen ist der vordere Teil von H1 stärker instrumentiert. Der Wechselwirkungspunkt im Strahlrohr wird direkt von den Spurdetektoren umgeben, die folgende Schale bildet das Flüssig-Argon-Kalorimeter. Es besteht aus einem inneren elektromagnetischen und einem äußeren hadronischen Teil und wird von der supraleitenden Spule umschlossen, die ein homogenes Magnetfeld von $B = 1.15$ T erzeugt. Das ganze Experiment wird von einem Eisenjoch ummantelt, das zur Rückführung des magnetischen Flusses dient. Es ist instrumentiert und bildet das zentrale Myonsystem. In Vorwärts-Richtung ist in Abbildung 2.2 das Vorwärts-Myon-Spektrometer mit seinem Toroid zu erkennen.

2.2.1 Spurdetektoren

Das Spurkammersystem bei H1 besteht aus einem vorderen, zentralen und hinteren Teil. Der Vorwärtsspurdetektor (FTD) deckt den Winkelbereich von $5° < \theta < 25°$ ab, das zentrale System reicht etwa von $20°$ bis $160°$ und wird vom rückwärtigen Teil ($153° < \theta < 176°$) ergänzt, so dass fast der gesamte Polarwinkelbereich abgedeckt werden kann. Die Aufgabe des ganzen Systems ist es, Spuren von geladenen Teilchen zu rekonstruieren. Durch das Anlegen eines Magnetfeldes krümmen sich die Spuren, was eine Impulsmessung über den Krümmungsradius ermöglicht. Die einzelnen Komponenten des Spurkammersystems werden nun genauer beschrieben

- **vorderes Spurkammersystem (FTD):** es besteht aus drei identischen Supermodulen. Diese sind jeweils aus einem planaren und einem radialen Teil zusammengesetzt und werden von einer Vieldrahtproportionalkammer und einem Übergangsstrahlungsmodul ergänzt. Die Ortsauflösung des vorderen Spurkammersystems ereicht in der $r\phi$-Ebene eine Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 170\mu$m.

- **zentraler Siliziumstreifendetektor (CST):** liegt dicht am Wechselwirkungspunkt und sorgt für eine Präzisionsmessung ($\sigma_{dca} \approx 70\mu$m) der Spuren, wodurch z.B. sekundäre Vertices detektiert werden können.

- **zentrale innere Proportionalkammer (CIP):** sie ist eine Vieldraht-Proportionalkammer mit einer sehr hohen Zeitauflösung von etwa 21 ns, was dazu führt, dass sie als *Trigger* verwendet wird. Das bedeutet, dass durch die CIP eine Ereignisselektion während der Datennahme geschieht.

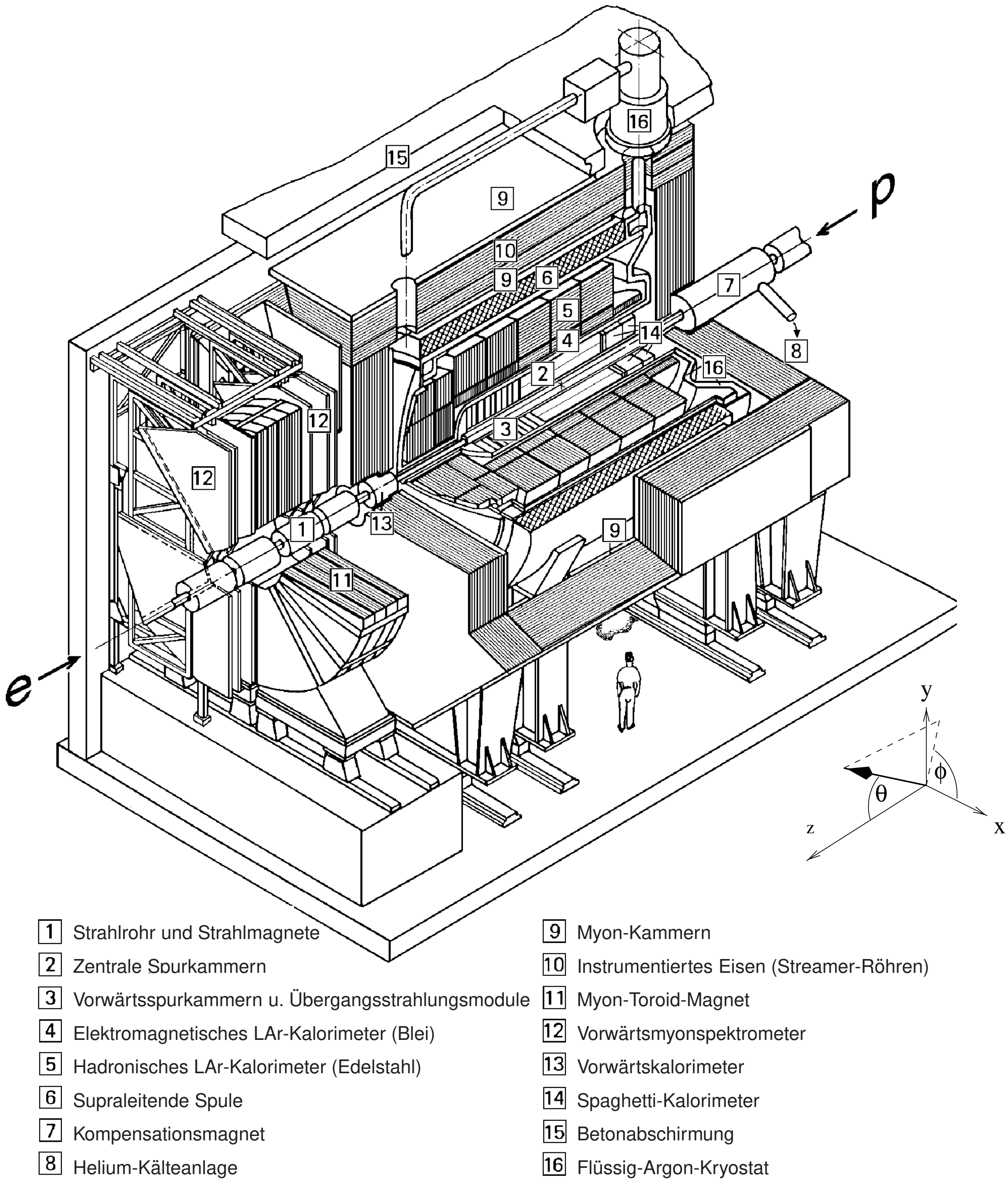

Abbildung 2.2: *Schematische Ansicht des H1-Detektors*

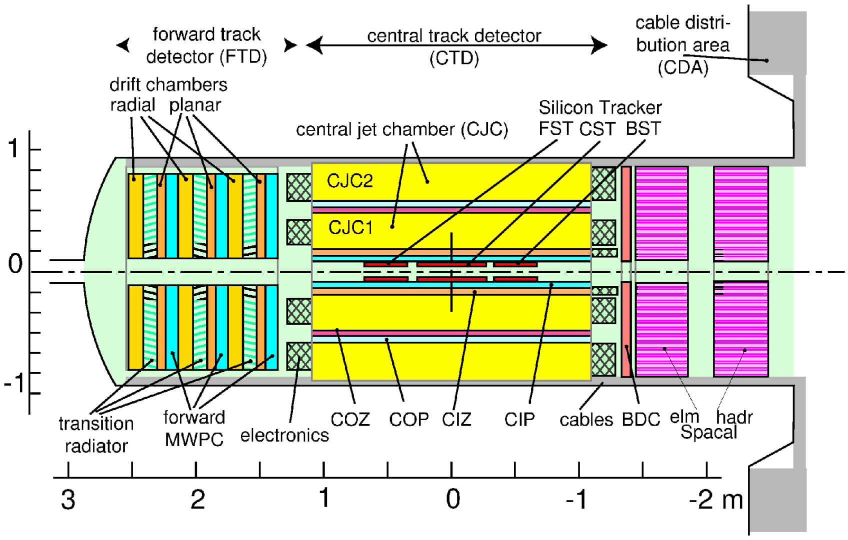

Abbildung 2.3: *Skizze des Spurkammersystems*

- **zentrale Jetkammern (CJC 1/2):** das sind Driftkammern, deren Drähte parallel zur Strahlachse gespannt sind. Ihre radiale Ortsauflösung $\sigma_{r\phi} \approx 0.17$ mm ist deshalb sehr gut, allerdings ist die z-Auflösung $\sigma_z \approx 22$ mm nur grob möglich. Durch Driftzeitmessungen kann der *Ereigniszeitpunkt* t_0 bestimmt werden. Die Zeitauflösung der CJCs beträgt 2 ns.

- **zentrale äußere Z-Kammer (COZ):** in dem Fall der COZ sind die Drähte ringförmig um das Strahlrohr angeordnet, was zu einer guten Messung der z-Position ($\sigma_z \approx 0.35$ mm) der Teilchen und damit des Polarwinkels θ führt.

- **rückwärtige Driftkammer (BDC):** die sogenannte BDC (*Backward Drift Chamber*) wird in dieser Analyse nicht genutzt.

Mit dem kompletten System, das in Abbildung 2.3 dargestellt ist, können Spuren mit einer Auflösung von 300μm in z und 170μm in $r\phi$ vermessen werden. Die Impulsauflösung aus den CJCs beträgt $\sigma_p/p^2 = 0.01\text{GeV}^{-1}$ [Ste05].

2.2.2 Flüssig-Argon-Kalorimeter

Die Aufgabe des Kalorimeters besteht darin, Elektronen und Photonen zu identifizieren und hochenergetische hadronische Teilchenschauer (*Jets*) zu messen. Deswegen besteht es aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen,

a) b)

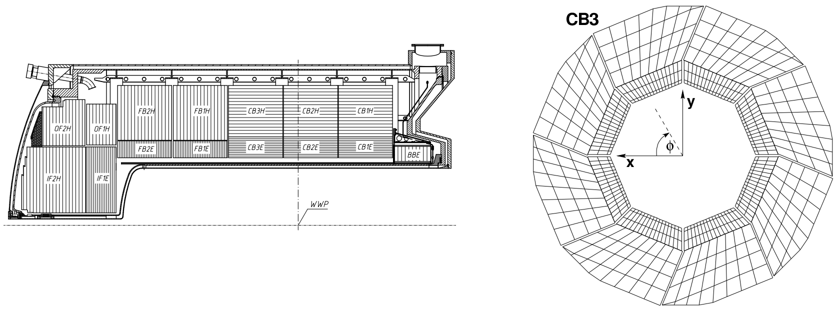

Abbildung 2.4:
Flüssig-Argon-Kalorimeter, (a) zeigt die obere Hälfte in einem Lämgsschnitt. Zu erkennen ist der Aufbau aus Rädern sowie die unterschiedliche Ausrichtung der Lagen. In (b) ist ein einzelnes Rad in der x-y-Ebene dargestellt. Hier werden die Lücken zwischen den Oktanten sichtbar.

ist es aus acht radförmigen Modulen aufgebaut, die jeweils in Oktanten unterteilt sind. Insgesamt besteht es aus 44000 Zellen, die einzeln ausgelesen werden. Diese hohe Granularität lässt zu, Teilchen anhand ihrer Schauerform als elektromagnetisch oder hadronisch zu identifizieren. Zwischen den Modulen befinden sich Lücken für die Kabel der Ausleseelektronik, worauf in Abschnitt 5.1.5 noch genauer eingegangen wird.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) deckt den Winkelbereich $4° < \theta < 153°$ ab und wird im rückwärtigen Teil vom Spaghetti-Kalorimeter ergänzt, das hauptsächlich zur Detektion des gestreuten Elektrons genuzt wird. Beim LAr-Kalorimeter handelt es sich um ein nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter. Sampling-Kalorimeter bedeutet, dass Absorber und Detektor nicht aus dem gleichen Material bestehen und abwechselnd angeordnet sind. Nicht-kompensierend heißt, dass die für hadronische Schauer gemessene Energie ungefähr 30% geringer ist als für elektromagnetische Schauer. Namensgebend bestehen die Detektionsschichten aus flüssigem Argon, während im elektromagnetischen Teil Blei als Absorber dient und im hadronischen Teil Stahl. Die Ausrichtung der Schichten ist im vorderen Teil parallel zur Strahlachse und im Zentralbereich senkrecht dazu, damit die Teilchen möglichst unter einem Winkel von $90°$ auftreffen und nicht lange Strecken nur durch Absorber- oder nur durch Detektor-Material zurücklegen.

Das elektromagnetische Kalorimeter hat, in Abhängigkeit von θ, eine Tiefe von $20 - 30$ Strahlungslängen λ_0 und eine Energieauflösung von $\sigma_{em}/E = 0.11/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Der hadronische Teil ist grobkörniger, weil hadronische Schauer weniger kompakt sind als elektromagnetische. Die Ausdehnung beträgt hier $5 - 8$ Wechselwirkungslängen λ_0 und es ist eine Energieauflösung von $\sigma_{had}/E = 0.50/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ möglich. Die *Ereigniszeit* t_0 kann mit dem LAr-Kalorimeter bis auf 9.6 ns aufgelöst werden [Hel06].

Zum Triggern von Ereignissen (siehe Abschnitt 2.2.4 und 5.1.3) sind benachbarte Zellen

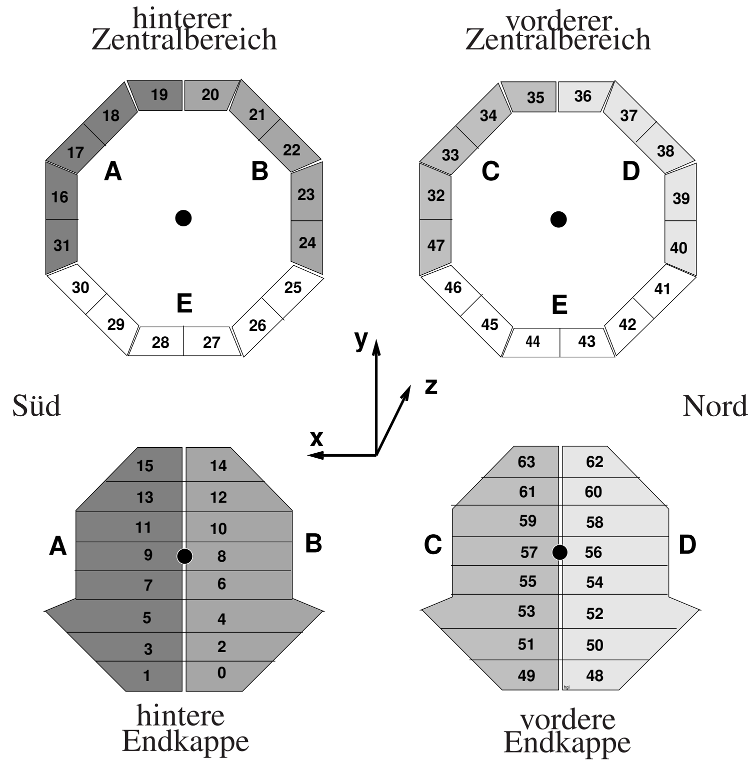

Abbildung 2.5: *Module des zentralen Myonsystems*

des Kalorimeters zusammengefasst in sogenannte *Trigger Towers (TTs)*. Das analoge Signal dieser TTs wird summiert und anschließend digitalisiert. Diese Signale werden noch einmal summiert und in *Big Towers (BTs)* zusammengefasst. Von diesen BTs existieren 14 in θ und 16 in ϕ.

2.2.3 Myonsystem

Zum Nachweis von Myonen stehen bei H1 das Kalorimeter, das zentrale Myonsystem (CMD) und das Vorwärts-Myon-Spektrometer (FMD) zur Verfügung.

Zentraler Myondetektor

Der zentrale Myondetektor besteht aus den instrumentierten Eisenlagen des Rückflussjochs der Solenoid-Spule und ist in 64 Module unterteilt (siehe Abbildung 2.5). Dabei decken die Endkappen die Bereiche $5° < \theta < 35°$ und $130° < \theta < 175°$ ab. Während sich der zentrale Bereich, das sogenannte *Barrel*, über $35° < \theta < 130°$ erstreckt. Das System basiert

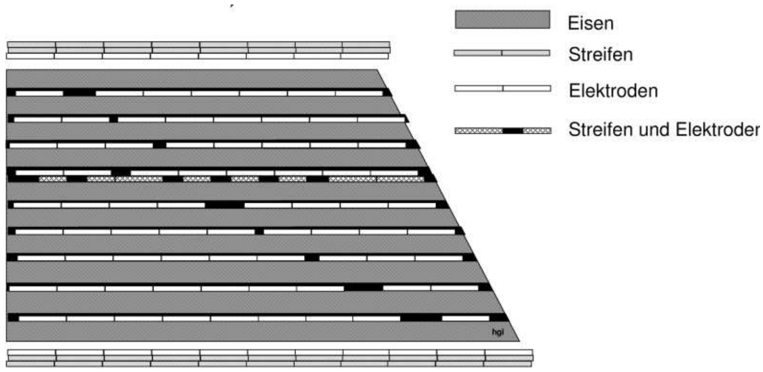

Abbildung 2.6: *Skizze der Lagen des instrumentierten Eisens*

auf zehn Eisenlagen mit einer Dicke von je 7.5 cm, in deren Zwischenräumen zehn Streamerrohrkammern installiert sind. Zwischen der vierten und fünften Lage Eisen befindet sich eine doppelt instrumentierte Lage (siehe Abbildung 2.6). Zusätzlich sind an der Innen- und Außen-Seite des Eisenjochs *Myonboxen* angebracht, die aus je drei Lagen Streamerrohrkammern bestehen. Insgesamt stehen also 16 Lagen Streamerrohrkammern zur Verfügung. Eine Lage setzt sich aus mehreren Elementen mit je zwei rechteckigen Teilen aus acht Röhren zusammen. Eine Röhre hat einen Querschnitt von 9x9 mm^2, ihre Innenseite ist mit Graphit beschichtet und dient als Kathode. In der Mitte ist ein 100μm dicker Kupfer-Beryllium-Draht gespannt. Zur Ortsbestimmung sind auf zwei Lagen der Myonboxen und auf der Doppellage Influenzelektroden aufgeklebt. Damit kann eine Auflösung von $\sigma_\perp \approx 4$ mm senkrecht und $\sigma_\parallel \approx 1.2$ cm parallel zu den Drähten erzielt werden. Die Impulsauflösung des CMD beträgt $\sigma_p/p \approx 0.35$ [Ste05].

Vorwärts-Myondetektor

Der FMD befindet sich außerhalb des Hauptdetektors und deckt den Winkelbereich von $3^\circ < \theta < 17^\circ$ ab. Myonen, die hier detektiert werden, müssen mindestens einen Impuls von $p > 5$ GeV besitzen, um den FMD erreichen und eine komplette (vor und hinter dem Toroid) Spur erzeugen zu können. Er besteht aus sechs Driftkammer-Doppellagen, drei auf jeder Seite der Toroid-Spule. In je zwei Lagen sind die Drähte tangential zur Strahlachse angebracht, um den Polarwinkel bestimmen zu können, während die dritte Lage radiale Drähte zur Vermessung von ϕ besitzt. Der Toroid-Magnet erzeugt ein Feld von $B = 1.6$ T. In Abbildung 2.7 ist der FMD mit seinen Lagen und dem Magnet zu erkennen. Er liefert eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p =\approx 0.24$ bei $p = 5$ GeV [Lüd05].

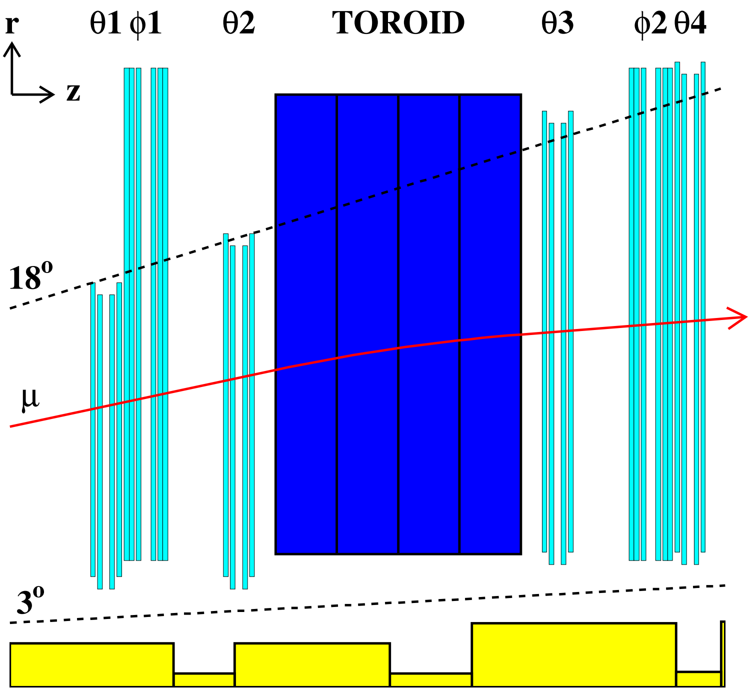

Abbildung 2.7: *Vorwärts-Myon-Toroid (FMD) im Querschnitt*

2.2.4 Triggersystem

Wie schon erwähnt entsteht bei H1 dadurch, dass alle 96 ns eine Strahlkreuzung stattfindet eine Ereignisrate von etwa 10 MHz. Die Rate, mit der Daten auf Band gespeichert werden können, liegt aber nur in der Größenordnung $\mathcal{O}(10\ \text{Hz})$.
Untergrundereignisse, bei denen zum Beispiel Protonen mit Gaspartikeln im Strahlrohr kollidieren, treten etwa 10^4 mal häufiger auf, als reine Elektron-Proton-Stöße. Durch das Triggersystem wird eine Auswahl der physikalisch interessanten Ereignisse ermöglicht. Dabei soll ein Kompromiss zwischen Schnelligkeit und Effizienz erzielt werden, weshalb das System in vier Stufen unterteilt ist. Außerdem entsteht während der Auslese und auf Level $2\&3$ Totzeit, die möglichst gering gehalten werden soll.

Erste Triggerstufe (L1)

Auf dieser Triggerstufe wird innerhalb von 2.3μs eine Entscheidung über den Verbleib eines Ereignisses gefällt. Diese Entscheidung basiert auf einem System von *Subtriggern*, die aus *Triggerelementen* zusammengesetzt sind. Dabei stehen 128 solcher Triggerelemente zur Verfügung, welche die einzelne Aspekte eines Ereignisses überprüfen, z.B. ob ein Myon im zentralen Myonsystem detektiert wurde oder ob eine bestimmte Anzahl von Spuren in der CIP vorhanden ist. Subtrigger können nun aus einzelnen oder mehreren durch logische *oder* beziehungsweise *und* Verknüpfungen verbundenen Triggerelementen bestehen. Die Subtrigger repräsentieren dann bestimmte Ereignistypen. Gibt ein Subtrigger einen *keep*-Befehl, wird das Ereignis an die nächste Triggerstufe weiter gereicht. In Abschnitt 5.1.3 sind die, in der vorliegenden Arbeit verwendeten, Subtrigger ausführlich beschrieben.

Zweite Triggerstufe (L2)

Hier stehen 20μs zur Verfügung, die Entscheidung auf L2 basiert auf topologischen FTT-Bedingungen (*Fast Track Trigger*: schneller Spurtrigger) und neuronalen Netzen. In dieser Analyse werden keine Trigger mit L2-Bedingungen gefordert.

Dritte Triggerstufe (L3)

Diese Stufe wird erst seit dem Frühjahr 2006 verwendet und profitiert vor allem davon, dass mehr Zeit als auf L2 zur Verfügung steht, erst nach 100μs muss eine Entscheidung gefallen sein. Das genügt z.B. um auch für komplexere Ereignisse, wie inelastische J/Ψ-Produktion, invariante Massen zu berechnen. Für diese Analyse spielt L3 keine Rolle, weil nur Daten aus dem Jahr 2005 betrachtet werden.

Vierte Triggerstufe (L4)

Auf der vierten Triggerstufe stehen alle rekonstruierten Informationen über ein Ereignis zur Verfügung. L4 arbeitet *offline*, so dass keine weitere Totzeit erzeugt wird. Die Entscheidungen der L1-Trigger werden gegebenenfalls verifiziert und die Ereignisse in Klassen unterschiedlicher Physikprozesse eingestuft. Ereignisse, die keiner Physik-Klasse zugeordnet werden können, werden nicht verworfen, sondern mit einem Gewicht versehen und unterdrückt. Nach der Klassifizierung werden die Ereignisse mit einer Rate von etwa 50 Hz auf Band gespeichert.

Kapitel 3

Rekonstruktion

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Identifikation und Rekonstruktion der Teilchen und Kenngrößen, die bei W-Produktion mit anschließendem Zerfall in den Myonkanal von entscheidender Bedeutung sind.

3.1 Myonidentifikation und Isolation

Myonen sind minimalionisierende Teilchen (siehe Abschnitt 3.1.1), die keine Schauer im Kalorimeter bilden und den gesamten H1-Detektor durchqueren. Dabei hinterlassen sie Signaturen im Spurkammersystem, im Kalorimeter und im Myonsystem des Experiments. Die verschiedenen Kriterien zur Identifikation eines Myons werden im Folgenden für die einzelnen Subdetektoren beschrieben.

3.1.1 Identifikation

Spuren

Bei Myonen, die im Zentralbereich des Experiments detektiert werden, muss eine Spur aus dem Spurkammersystem (siehe Abschnitt 2.2.1) mit einer Energiedeposition im LAr-Kalorimeter oder einer Spur aus dem instrumentierten Eisen verbunden werden.

Myonen, die im Myon-Toroid nachgewiesen werden, benötigen dagegen nicht unbedingt eine zentrale Spur, denn im Vorwärts-Bereich ($3^\circ < \theta < 17^\circ$ FMD-Akzeptanz) sind die Spurdetektoren, namentlich der *FTD (Forward-Track-Detector)* mit einem Akzeptanz-Bereich von ($5^\circ < \theta < 25^\circ$), nicht besonders effizient, so dass nicht immer eine eindeutige Zuordnung zwischen einer zentralen und einer FMD-Spur möglich ist.

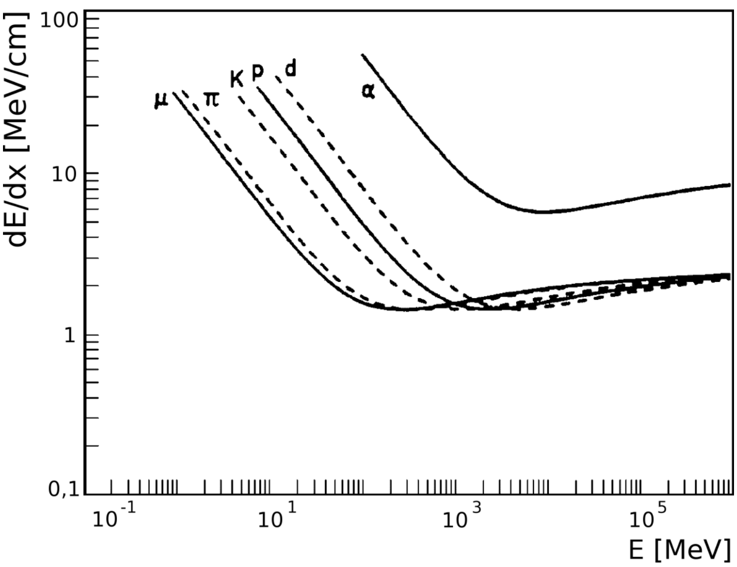

Abbildung 3.1: *Bethe-Bloch-Funktion für verschiedene Teilchen*

Kalorimeter Signal

Myonen deponieren im Gegensatz zu Elektronen und Hadronen nur wenig Energie im Kalorimeter. Bremsstrahlung, wie sie Elektronen (Masse 0.511 MeV [PDG04]) emittieren, ist bei Myonen aufgrund ihrer höheren Masse (105.65 MeV [PDG04]) um einen Faktor 10^4 unterdrückt. Zudem reagieren Myonen nicht über die starke Wechselwirkung. Der Energieverlust der Myonen im Kalorimeter findet daher nur durch Ionisation statt, die durch die Bethe-Bloch-Gleichung [PDG04] beschrieben wird

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2} ln \frac{2m_ec^2\beta^2\gamma^2T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{3.1}$$

Mit $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, wobei N_A die Avogadro-Zahl, r_e der klassische Elektronradius und m_e die Elektronmasse ist. Weiter ist z die Ladung des ionisierenden Teilchens, Z die Kernladungs- und A die Nukleon-Zahl des Absorbers, T_{max} die maximal übertragene Energie bei einer Kollision, I das effektive Ionisationspotential und δ eine Dichtekorrektur.

Abbildung 3.1 zeigt den Energieverlust durch Ionisation $\frac{dE}{dx}$ verschiedener Teilchen in Abhängigkeit von deren Energie. Die Funktion lässt sich in drei Bereiche unterteilen. Bei niedrigen Energien fällt $\frac{dE}{dx}$ proportional zu β^{-2}, bei $E \approx 200$ MeV befindet sich ein Minimum des differentiellen Ionisationsverlustes und im Folgenden steigt dieser aufgrund relativistischer Effekte wieder leicht an. Teilchen im Bereich des Minimums werden *minimalionisierende Teilchen* genannt, was auf Myonen bei H1 zutrifft.

Der Energieverlust von Myonen im H1-LAr-Kalorimeter beträgt ungefähr

$$\frac{dE}{dx} \approx 0.01 \text{ GeV cm}^{-1} \tag{3.2}$$

[Sch94], was bei einer radialen Länge des Kalorimeters von 1.3 m dazu führt, dass Myonen, die das ganze Kalorimeter (bei $\theta = 90°$) durchqueren, etwa eine Energie von 1.3 GeV deponieren.

Signal im zentralen Myondetektor

Damit ein Myon das instrumentierte Eisen erreichen kann und nicht schon im Kalorimeter gestoppt wird, braucht es einen Impuls von etwa 2 GeV. Dann erzeugt es in den Streamerrohrkammern zwischen den Eisenlagen elektrische Signale (*Hits*). Aus diesen Signalen wird eine Spur rekonstruiert, die vom *Myon-Finder* mit Hilfe vieler Variablen qualifiziert wird. Abhängig zum Beispiel von der Anzahl der ansprechenden Lagen und der Eindringtiefe wird die Qualität der Spur abgeschätzt.

Das Myonsystem bei H1 lässt eine recht detaillierte Beschreibung von Myonqualitäten zu. Allerdings wird in dieser Analyse nur ein möglichst eindeutig identifiziertes Myon gefordert. Mit der Forderung

$$Q_\mu \geq 10 \tag{3.3}$$

muss das Myon ein Eisen-Signal erzeugt haben, oder im FMD als Myon identifiziert worden sein. Zusätzlich kann es durchaus auch im Kalorimeter identifiziert worden sein.

In Tabelle 3.1.1 sind die Selektionskriterien des Myon-Finders für *Eisen-Myonen* zusammengefasst. Die Zählung der Lagen bezieht sich nur auf das instrumentierte Eisen und nicht auf die Myon-Boxen.

Myonen im Vorwärts-Myon-Detektor

Im Vorwärts-Myon-Detektor existiert eine unabhängige Qualitäts-Definition für Myonspuren, die auf der Verbindung von Spur-Segmenten vor und hinter dem Toroidmagneten basiert. Ein Spur-Segment vor dem Toroid wird mit unterschiedlichen Impulshypothesen durch ihn hindurch extrapoliert und mit den Spur-Segmenten dahinter verglichen. Es wird eine Anpassung (*Fit*) durchgeführt und der Fit mit dem kleinsten χ^2 wird ausgewählt. Eine voll rekonstruierte FMD-Spur wird durch das χ^2 sowie die Koordinaten x, y, θ und ϕ beschrieben. Die Qualitätseinteilung basiert auf diesen Informationen. Eine genauere Beschreibung findet sich in [Hew96].

Die Bedingungen für ein *FMD-Myon* lauten FMD-Qualität 1 oder 2 sowie ein z_0 (Abstand der extrapolierten Spur zum nominellen Vertex) zwischen -400 cm und 300 cm. Eine Verbindung zu einer zentralen Spur ist, wie schon in 3.1.1 erwähnt, nicht nötig.

	Vorwärts-Endkappe	Zentralbereich	Rückwärts-Endkappe
ρ_0	< 100 cm	< 100 cm	< 100 cm
z_0	< 100 cm	< 100 cm	< 100 cm
# Lagen	≥ 6	≥ 2	≥ 3
erste Lage	≤ 5	≤ 5	≤ 8
letzte Lage	≥ 6	≥ 2	≥ 3
Spurverbindung	zu einer Driftkammerspur	zu einer Driftkammerspur	zu einer Driftkammerspur

Tabelle 3.1:
Selektionskriterien des Myon-Finders für "Eisen-Myonen". Die Variablen ρ_0 und z_0 beschreiben die Distanz der extrapolierten Eisen-Spur zum nominellen Ereignis-Vertex. Sie werden zur Entfernung von kosmischen und Halo-Myonen (siehe 5.1.2) benutzt. Die Verbindung der Eisen-Spur zu einer Spur aus dem Spurkammersystem muss innerhalb einer Distanz von 0.5 in η-ϕ stattfinden.

3.1.2 Isolation

Ein Myon, das beim Zerfall eines W-Bosons entsteht, tritt isoliert auf. Um dies sicherzustellen wird zunächst nach einer Klassifizierung *IsIsolatedLepton* durch die Analyse-Software (*H1OO*) gefragt. Diese Funktion überprüft die Energie im Kalorimeter, die in einem Radius von 35 cm im elektromagnetischen beziehungsweise 70 cm im hadronischen Teil um die Leptonspur deponiert wurde. Beträgt dieser Wert weniger als 5 GeV und ist der Abstand in den Spurkammern größer als 0.5 (in der η-ϕ-Ebene), wird das entsprechende Lepton als *isoliert* markiert.

Zusätzlich wird eine Größe definiert, die den Abstand des Myons vom Jet sowie der nächsten Teilchenspur, die entweder im Jet oder auch einzeln auftreten kann, angibt. Diese Abstände werden in der η-ϕ-Ebene durch

$$D = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} \tag{3.4}$$

berechnet. Die Pseudorapidität η ist über den Polarwinkel θ definiert

$$\eta = -ln\left(tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{3.5}$$

$\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ beschreiben die Winkel- beziehungsweise Pseudorapiditätsdifferenzen zwischen dem Myon und dem Jet beziehungsweise der nächsten Spur.

Die Schnitte auf diese Größen werden im Selektionskapitel in Abschnitt 5.2.1 eingeführt.

3.1.3 Missidentifizierte Hadronen

Hadronen können Myonsignale auf unterschiedliche Weise imitieren [LT], all die im Folgenden beschriebenen Prozesse finden in der Nähe anderer Hadronen statt, weshalb Schnitte auf die Isolation der Myonspur die Anzahl solcher Ereignisse im Datensatz reduzieren sollten.

Die in dieser Analyse dominierende Möglichkeit, ein Myonsignal durch Hadronen zu imitieren, besteht im so genannten *punch through*. Er tritt auf, wenn hochenergetische Hadronen nicht im Kalorimeter gestoppt werden und ein Signal in den ersten Lagen des instrumentierten Eisens erzeugen.

Ein weiterer Prozess, der zur Imitation eines Myonsignals durch Hadronen führt, ist der *sail through*. In diesem Fall durchqueren Hadronen das Kalorimeter ohne starke Wechselwirkung. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist

$$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}}, \tag{3.6}$$

x ist die zurückgelegte Distanz und λ die Wechselwirkungslänge der Hadronen. Bei den Abmessungen des H1-Kalorimteters entspricht das einer Wahrscheinlichkeit von $P \leq 1\%$. Pionen verlieren beim *sail through* dann, wie Myonen, nur noch Energie über Ionisation. Da sie fast die gleiche Masse haben, entspricht ihr Energiedepositionsmuster im Kalorimeter dem von Myonen.

Drittens zerfallen sowohl Pionen als auch Kaonen hauptsächlich in Myonen, allerdings nimmt die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls innerhalb des Detektors mit zunehmendem Impuls ab, so dass dieser Prozess hier keine allzu große Rolle spielt, weil ein hoher Transversalimpuls gefordert wird.

3.2 Jetrekonstruktion

Um Teilchen einem Jet zuordnen zu können, wird der *k_t-clustering Algorithmus* benutzt. Die Arbeitsweise dieses Algorithmus soll nun genauer beschrieben werden. Als Ausgangspunkt wird eine Liste aller Teilchen verwendet, aus der am Ende eine Liste von Jets entstehen soll. Für jedes Teilchenpaar aus der Liste werden zwei Parameter berechnet, d_{ij} und d_i

$$d_{ij} = min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}{R_0^2} \tag{3.7}$$

mit $R_0 = 1$ als Jetradius und

$$d_i = p_{T,i}^2 \tag{3.8}$$

Der kleinere dieser beiden Werte wird als d_{min} bezeichnet. Stammt d_{min} aus der Menge von d_{ij}-Werten, wird ein Rekombinations-Schema (siehe z.B.[Mar05]) genutzt um Teilchen i und Teilchen j zu einem neuen *Pseudoteilchen* zu kombinieren. Die Teilchen i und j werden nun aus der Ausgangs-Liste entfernt, der Vorgang wird wiederholt bis diese Liste abgearbeitet ist. Mit dem Rekombinations-Schema kann aus den Pseudoteilchen der Viererimpuls des Jets bestimmt werden.

Sollte d_{min} von der Form wie in Gleichung 3.8 sein, wird Teilchen i aus der Liste der Teilchen entfent und in die Liste der Jets geschrieben. Der Algorithmus wird beendet, wenn alle Teilchen einem Jet zugeordnet sind und die Start-Liste leer ist.

Existieren in einem Ereignis mehrere Jets, summiert das verwendete Analyseprogramm ihre Vierervektoren. Diese Vorgehensweise stellt sicher, dass der gesamte hadronische Endzustand betrachtet und zum Beispiel zur Berechnung des fehlenden Transversalimpulses verwendet wird.

3.3 Neutrinorekonstruktion

Da Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, können sie mit dem H1-Detektor nicht direkt nachgewiesen werden. Sie sind aber eines der W-Zerfalls-Teilchen und müssen deshalb rekonstruiert werden. Der longitudinale Impulsanteil ist nur schwer rekonstruierbar, weshalb nur der transversale Anteil betrachtet wird. Die typische Topologie der W-Boson-Kandidaten ist, wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, durch einen Jet und ein isoliertes Lepton ausgezeichnet, deren Transversalimpulse und Azimutalwinkel bekannt sind. Mit Hilfe der *transversalen Balance* kann der fehlende Transversalimpuls p_T^{miss} berechnet werden. Diese Balance ist definiert über

$$p_T^{miss} \cdot cos\phi^{miss} + \sum_i p_T^i \cdot cos\phi^i = 0$$

und

$$p_T^{miss} \cdot sin\phi^{miss} + \sum_i p_T^i \cdot sin\phi^i = 0$$

Es wird über alle i Teilchen im Detektor summmiert, also die Teilchen im Jet, das isolierte Myon und, falls vorhanden, das gestreute Elektron.

3.4 Transversale Masse

Die Masse des W-Bosons ergibt sich aus den Vierervektoren seiner Zerfallsprodukte

$$(M_W)^2 = (E^\mu + E^\nu)^2 - (\vec{p}^\mu + \vec{p}^{miss})^2$$

Aber auch für diese Massenbestimmung tritt das Problem des nicht vollständig rekonstruierbaren Neutrino-Impulses auf. Deshalb wird ebenfalls in die transversale Ebene ausgewichen

$$(M_T^W)^2 = (E^\mu + E^\nu)^2 - (p_T^\mu + p_T^{miss})^2$$

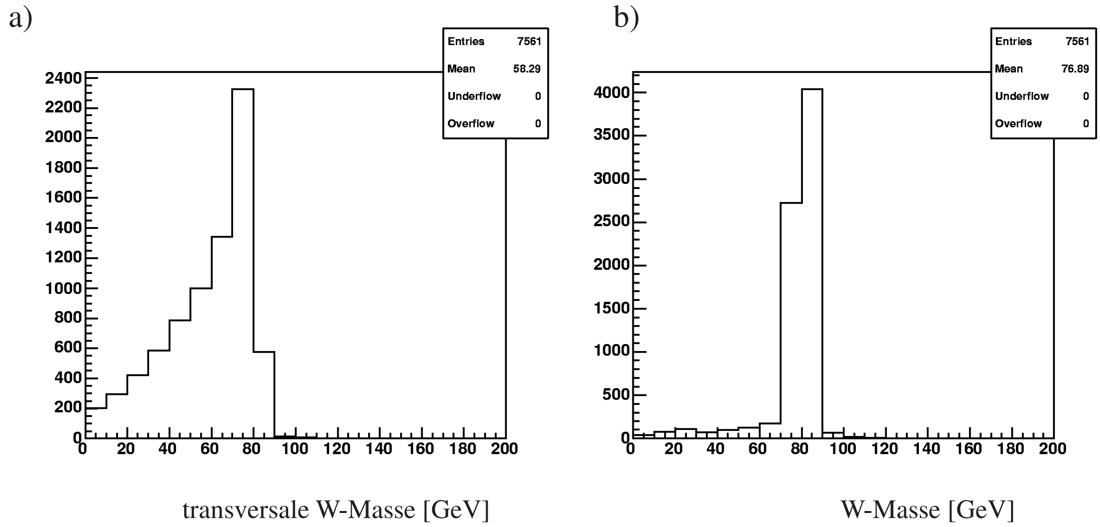

Abbildung 3.2:
Vergleich transversale Masse (a) und Masse (b) des W-Bosons. Die Histogramme stammen aus dem Generatorniveau der EpVec-Monte-Carlo-Simulation.

woraus nach Umformung folgt

$$M_T^W = \sqrt{2 \cdot p_T^{\mu} p_T^{miss}(1 - cos\phi^{\mu\nu})} \tag{3.9}$$

Die transversale Masse unterscheidet sich von der invarianten Masse durch eine Verschmierung, weil nur die transversalen Komponenten betrachtet werden, es ergibt sich ein sogenannter *Jacobi-Peak*. In Abbildung 3.2 sind beide verglichen.

3.5 Elektronidentifikation

Elektronen spielen in dieser Analyse nur eine Rolle, wenn ein gestreutes Elektron detektiert wird, was aber nur selten der Fall ist. Trotzdem soll hier kurz auf ihre Identifikation eingegangen werden.

Ein Elektron wird mit Hilfe einer isolierten und kompakten Energiedeposition im Kalorimeter (LAr oder SpaCal) identifiziert. Der Polarwinkel des Elektrons wird aus der Spur, die auf die Energiedeposition zeigt, bestimmt, wenn sie genügend Einschläge in den zentralen Spurkammern aufweist. Tut sie das nicht, wird der Winkel aus der Energiedeposition im Kalorimeter und dem Ereignis-Vertex berechnet. Die azimutale Winkelinformation stammt immer aus der Spur.

Um das gestreute Elektron zu identifizieren, wird der Transversalimpuls aller Elektronen untersucht. Der Elektron-Kandidat mit dem höchsten p_T wird ausgewählt. Wenn allerdings kein Elektron einen Transversalimpuls größer 8 GeV besitzt, wird kein gestreutes Elektron ausgezeichnet.

Kapitel 4

Untergrundprozesse und Monte-Carlo-Simulationen

Hier werden der Ablauf von Monte-Carlo-Simulationen beschrieben und die Untergrundprozesse vorgestellt, die bei der Analyse der reellen Produktion von W-Bosonen von Bedeutung sind.

4.1 Simulation von Elektron-Proton-Ereignissen

Um Ergebnisse aus den Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, wird auf Monte-Carlo-Simulationen zurückgegriffen. In dieser Analyse werden sie eingesetzt, um erstens Schnitte gegen den Untergrund zu etablieren und zu testen, zweitens die Ereigniszahlen aus der endgültigen Selektion mit der Vorhersage des Standardmodells zu vergleichen und drittens Selektionseffizienzen für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen.

Für Monte-Carlo-Simulationen werden zunächst die Vierervektoren des ep-Streuprozesses generiert, dabei werden theoretische Wirkungsquerschnitte und experimentell gemessene Partondichteverteilungen sowie Strahlungskorrekturen aus Quantenelektro- und Quantenchromodynamik berücksichtigt. Die so entstandenen Teilchen werden anschließend durch einen virtuellen H1-Detektor geschickt, so werden mit Hilfe von H1SIM Detektor- und Triggereffekte simuliert. Danach sollten die simulierten Signale den Rohdaten aus Datenereignissen entsprechen, deshalb durchlaufen sie, genau wie Daten, zum Schluss den Rekonstruktionsprozess H1REC, bei dem Spuren und Teilchenkandidaten berechnet werden.

Zunächst wird das Signal-Monte-Carlo EpVec vorgestellt, eine kurze Beschreibung der zur Simulation des Untegrunds verwendeten Generatoren befindet sich jeweils am Ende der Abschnitte über die verschiedenen Untergrundprozesse. Detailliertere Informationen können der angegebenen Literatur entnommen werden.

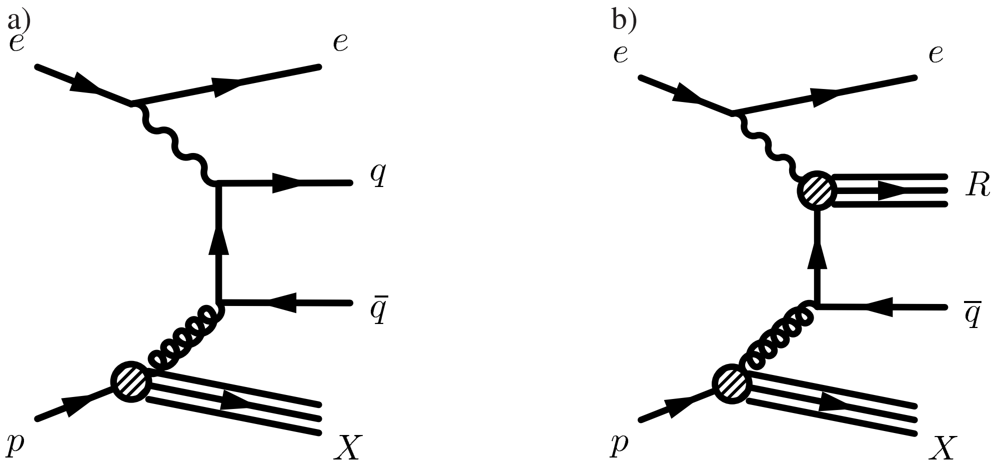

Abbildung 4.1:
Feynmangraphen für (a) direkte Boson-Gluon-Fusion und (b) Boson-Gluon-Fusion mit aufgelöstem Photon

EpVec

Das EpVec-Monte-Carlo simuliert die Entstehung von Vektorbosonen in Elektron-Proton-Wechselwirkungen. Für das W-Boson werden die Matrixelemente aller Feynman-Diagramme aus Abbildung 1.4 und die entsprechenden Matrixelemente des geladenen Stroms verwendet [D$^+$99].

4.2 Untergrundprozesse

Aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts für reelle W-Produktion ist die Untergrund-Reduktion ein wesentlicher Bestandteil dieser Analyse. Deshalb soll hier auf die verschiedenen Quellen des physikalischen Untergrunds eingegangen werden. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind den verwendeten Monte-Carlo-Generatoren entnommen.

4.2.1 Photoproduktion

Wie schon im Abschnitt 1.1.1 erwähnt, ist Photoproduktion ein Sammelbegriff für Prozesse, die bei einem Impulsübertrag von $Q^2 \approx 0$ GeV stattfinden. Das Photon ist damit quasi-reell, in Abbildung 4.1 sind Feynmandiagramme eines typischen Photoproduktions-Prozesses, nämlich Boson-Gluon-Fusion, zu sehen. Photon oder Gluon fluktuieren in ein Quark-Antiquark-Paar, das dann in zwei Jets hadronisiert, die beide hohe Transversalimpulse tragen können. Der Protonrest und das Elektron werden in Photoproduktion kaum gestreut

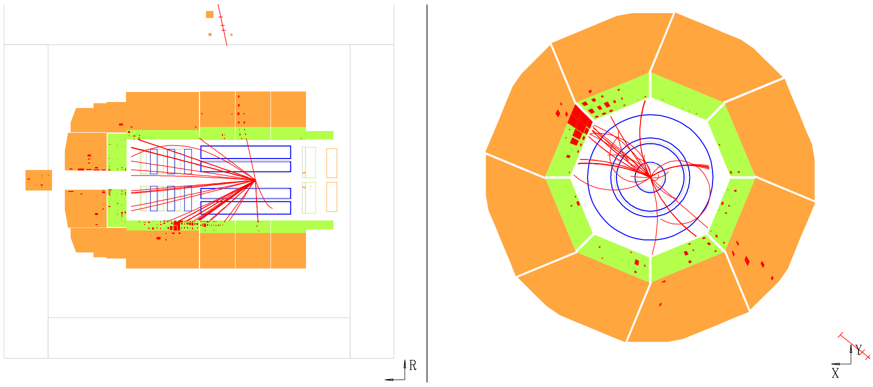

Abbildung 4.2:
Ein Photoproduktions-Ereignis aus Pythia mit einer W-Signal ähnlichen Topologie

und verlassen den Detektor deshalb undetektiert durch das Strahlrohr, so dass sich die beiden Jets in der transversalen (η-ϕ) Ebene ausbalancieren und entgegengesetzt auseinander laufen sollten.

Die Produktion schwerer Quarkpaare ($c\bar{c}$ und $b\bar{b}$) ist um mehr als eine Größenordenung gegenüber der Produktionsrate leichter Quarks unterdrückt. Deshalb tragen semimyonische Zerfälle der schweren Quarks nur unwesentlich zum Untergrund bei.

Wenn einer der Jets nur aus einem einzelnen Hadron (z.B. Pion) besteht, das ein Myonsignal imitiert oder in ein Myon zerfällt und ein Jet in eine Akzeptanzlücke des Detektors läuft und deshalb fälschlicherweise ein fehlender Transversalimpuls rekonstruiert wird, können Photoproduktionsereignisse eine ähnliche Topologie besitzen wie reelle W-Produktion mit myonischem Zerfall. Illustriert ist diese Tatsache durch ein Monte-Carlo-Generator-Ereignis in Abbildung 4.2. Die Photoproduktion bei HERA hat einen Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von 100 nb. Das heißt, auch wenn Ereignisse mit falsch gemessener Transversalimpulsbilanz relativ selten sind, stellen sie im Vergleich zu $\sigma_W \approx 1$ pb doch einen dominanten Untergrund dar.

Zur Simulation von Photoproduktions-Ereignissen für leichte und schwere Quarks wird **Pythia** verwendet [S$^+$01]. Dabei werden sowohl direkte als auch Prozesse mit aufgelösten Photonen, wie in Abbildung 4.1, berücksichtigt.

4.2.2 Neutraler schwacher Strom

Ereignisse des neutralen schwachen Stroms *(NC: neutral current)* zeichnen sich, wie in Abbildung 4.3 (a) erkennbar, durch einen Jet und ein gestreutes Elektron im Endzustand aus.

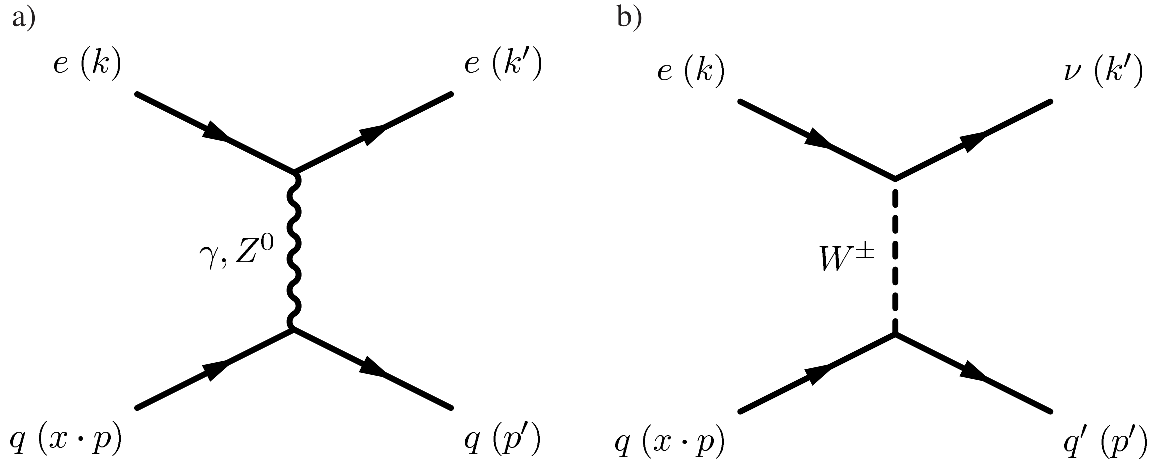

Abbildung 4.3:
Feynmangraphen für (a) neutralen Strom und (b) geladenen Strom der elektroschwachen Wechselwirkung. Das Quark q ist Teil des einlaufenden Protons, die Größen in Klammern stellen die Viererimpulse der Teilchen dar.

Das einlaufende Elektron wechselwirkt über ein Photon oder Z^0-Boson mit einem Quark aus dem Proton. Das Quark hadronisiert anschließend und bildet einen Jet aus. Der Protonrest erzeugt ebenfalls einen Jet, allerdings sind die Streuwinkel meist so gering, dass er undetektiert im Strahlrohr den Detektor verlässt.

Wird durch Akzeptanzlücken ein fehlender Transversalimpuls gemessen und ein Myon aus dem Jet als Zerfallsprodukt eines reellen W-Bosons fehlinterpretiert, ist auch der neutrale Strom zum Untergrund zu rechnen. Allerdings kann er durch entsprechende Schnitte gut kontrolliert werden. Sein totaler Wirkungsquerschnitt bewegt sich im Bereich von $\sigma_{NC} \approx 30$ nb.

Der **Django**-Monte-Carlo-Generator simuliert tiefunelastische Lepton-Proton-Streuprozesse unter Berücksichtigung von radiativen Effekten sowohl aus der Quantenelektro- als auch aus der Quantenchromodynamik. Für NC und CC existieren getrennte Versionen [CSS94].

4.2.3 Geladener schwacher Strom

Im Fall des geladenen schwachen Stroms *(CC: charged current)*, dessen Feynmandiagramm in Abbildung 4.3 (b) zu sehen ist, wird ein geladenes W-Boson ausgetauscht. Das führt dazu, dass im Endzustand kein Elektron sondern ein Neutrino zu finden ist, was wiederum fehlenden Transversalimpuls erzeugt.

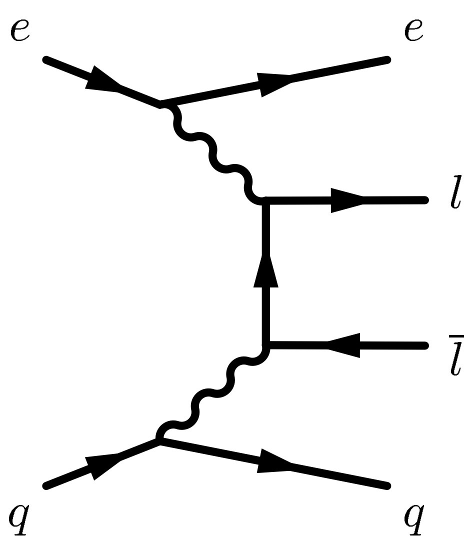

Abbildung 4.4:
Feynmangraph der Leptonpaar-Produktion, wichtigster Fall für diese Analyse ist die Produktion eines $\mu^-\mu^+$-Paares.

Mit einem Myon aus dem Jet, das für ein Tochterteilchen des W-Bosons gehalten wird und dem Neutrino im Endzustand entsteht wieder eine signalähnliche Topologie. Der geladene Strom ist aber durch seinen gegenüber dem NC erheblich kleineren Wirkungsquerschnitt ($\sigma_{CC} \approx 150$ pb) unterdrückt.

4.2.4 Leptonpaar-Produktion

Die Leptonpaar-Produktion ähnelt der Boson-Gluon-Fusion (vgl. Abbildung 4.1 und 4.4). Allerdings wird hier vom Proton kein Gluon sondern ein Photon abgestrahlt, deswegen ist der Wirkungsquerschnitt kleiner ($\mathcal{O}(10$ pb$)$), da das Quark aus dem Proton jetzt, im Gegensatz zur Boson-Gluon-Fusion, elektroschwach wechselwirkt.

Durch die Forderung nach einem Myon in dieser Analyse trägt vor allem die Myon-Paar-Produktion zum Untergrund bei. Wenn eines der Myonen nicht nachgewiesen und zum Beispiel aus einem falsch gemessenen Transversalimpuls des sichtbaren Myons ein fehlender Transversalimpuls konstruiert wird, entsteht wieder eine Topologie, die der des W-Zerfalls im Myonkanal gleicht (siehe Abbildung 4.5).

Grape ist ein Generator für nicht resonante Leptonpaar-Produktion in Elektron-Proton-Kollisionen. Dabei wird die Produktion von Elektronen, Myonen und Taus einzeln behandelt [Abe01].

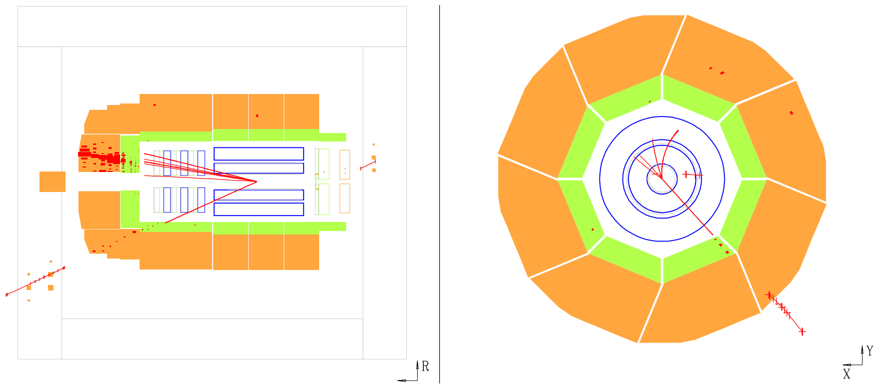

Abbildung 4.5:
Ein Monte-Carlo-Generator-Ereignis der Myon-Paar-Produktion, bei dem eines der Myonen im hinteren Teil des Detektors verloren geht.

Kapitel 5

Ereignis-Selektion

Die Vorselektion beschreibt die Bereinigung des Datensatzes von Untergrund-Ereignissen, die nicht in Elektron-Proton-Kollisionen entstehen. Nach der Vorselektion wird der Datensatz von bekannten Untergrundprozessen dominiert. Durch die Anwendung eines Satzes von Schnitten werden Kontroll-Verteilungen ermöglicht, in denen sich die Daten mit den Monte-Carlo-Erwartungen vergleichen lassen. Anschließend wird die endgültige Selektion für W-Boson-Kandidaten beschrieben.

5.1 Vorselektion

5.1.1 Datensatz

In dieser Arbeit werden Daten, die im Jahr 2005 mit dem H1-Detektor aufgezeichnet wurden, analysiert. Hierbei handelt es sich um Elektron-Proton-Kollisionen mit polarisierten Elektronen und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} \approx 99$ pb^{-1} mit den unten aufgeführten Detektor- und Triggerforderungen. Eine HERA-Füllung mit Elektronen und Protonen ist in mehrere *Runs* unterteilt. Der Wert für $\mathcal{L}_{int}$ ergibt sich aus den Mindestforderungen an die einzelnen Runs. Neben der Minimal-Luminosität von 0.1 nb^{-1} pro Run, einem zentralen Vertex und guten Strahlbedingungen wird ein bestimmter Detektor-Status gefordert. Die folgenden Komponenten müssen in den selektierten Runs mit nominellen Betriebsbedingungen funktioniert haben

- zentrale Spurkammern CJC1 und CJC2
- Kalorimeter LAr, SPACAL
- Flugzeitsystem TOF
- Luminositätssystem LUMI
- Proportionalitätskammern CIP und COP
- instrumentiertes Eisen IRONCLUSTERS

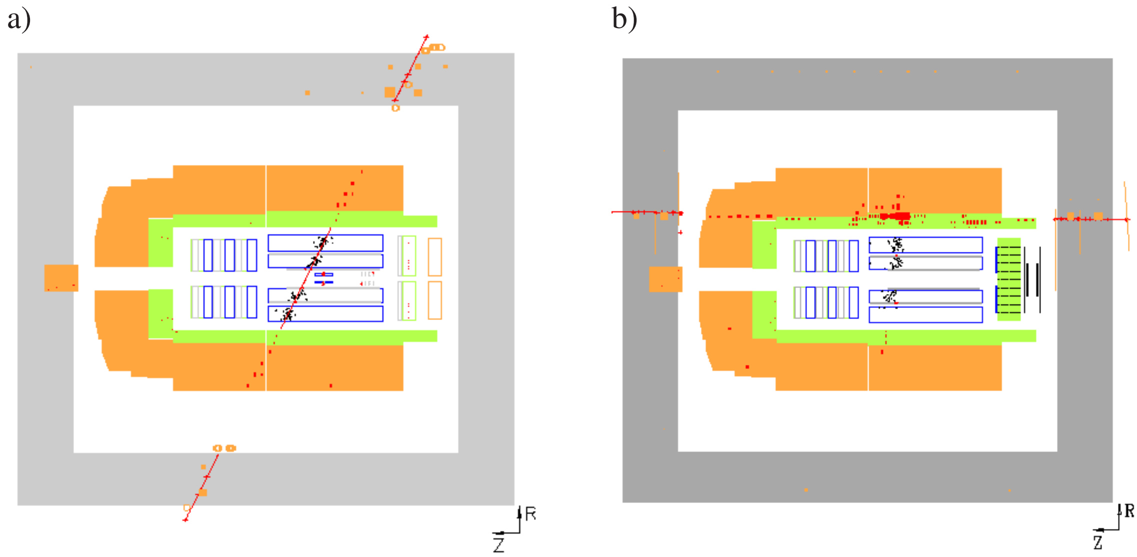

Abbildung 5.1:
Untergrund-Ereignisse, die nicht aus ep-Kollisionen stammen: kosmisches Myon (a) und Halo-Myon (b).

5.1.2 Nicht-ep-Untergrund

Es gibt hauptsächlich drei Quellen für Untergrund-Ereignisse, die nicht aus ep-Kollisionen stammen. Die erste Quelle sind Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung (siehe Abbildung 5.1 (a)), die grundsätzlich an der durchgängig gleich geladenen Spur und der Winkeldifferenz von $180°$ in θ und ϕ zwischen der Spur zum Vertex und vom Vertex weg identifizierbar wären. Die Zeitauflösung der Messung ermöglicht es jedoch nicht, zwischen zwei gleich geladenen Spuren, die ein- und auslaufen, und zwei ungleich geladenen Spuren, die beide auslaufen, zu unterschieden. Auch ein Schnitt auf die Winkeldifferenz verwirft nicht alle kosmischen Myonen, da Spuren im Detektor nach Möglichkeit an den Vertex angepasst werden, das heißt die Spur eines Myons aus der kosmischen Höhenstrahlung, das knapp am Vertex vorbei läuft, wird künstlich zu ihm hin gekrümmt. Die zweite Quelle sind Wechselwirkungen zwischen Protonen aus dem Strahl mit Restgas oder den Wänden des Strahlrohrs. Halo-Myonen sind die dritte Quelle, sie entstehen bei Zerfällen von Pionen, die wiederum bei Strahl-Wand- beziehungsweise Strahl-Gas-Ereignissen erzeugt werden. Die Halo-Myonen bewegen sich, wie in Abbildung 5.1 (b), parallel zum Strahlrohr durch den Detektor.

Diese Untergrundprozesse unterscheiden sich von Ereignissen aus Elektron-Proton-Kollisionen durch die Ereigniszeit und die Topologie. In den folgenden Abschnitten werden Schnitte eingeführt, um den nicht-ep-Untergrund im Datensatz zu reduzieren.

Ereigniszeit

Kollisionen von Elektronen und Protonen finden nur bei Strahlkreuzungen statt, die alle 96 ns (unterteilt in 500 *ticks*) auftreten. Der nominelle Zeitpunkt der Kollision $t_{0,nom}$ kann durch Driftzeitmessungen im zentralen Spurkammersystem bestimmt werden. Die Jetkammern (CJCs) bieten eine Zeitauflösung von 2 ns (10.4 ticks) und liegen damit deutlich unter dem Abstand zwischen zwei Strahlkreuzungen. Der Zeitpunkt eines Ereignisses, die sogenannte *Ereigniszeit*, kann aus den Spurkammern $t_{0,CJC}$ und aus dem LAr-Kalorimeter $t_{0,LAr}$ gewonnen werden. Beide Zeiten sind gegenüber $t_{0,nom}$ verschoben

$$\delta t_{0,CJC} = 480 \text{ ticks} \qquad\qquad \delta t_{0,LAr} = -4.85 \text{ ticks} \tag{5.1}$$

Die zeitliche Verteilung kosmischer Myonen ist homogen. Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen, bei denen auch Halo-Myonen entstehen, sind zwar mit der Ereigniszeit t_0 korreliert, fallen aber nicht genau mit ihr zusammen, weil sie nicht am nominellen Wechselwirkungspunkt von H1 stattfinden. Deswegen reduziert ein Schnitt auf die Ereigniszeit die Anzahl der Untergrundereignisse.

Der hier angewendete Schnitt lautet mit $\Delta t_{0,X} = |t_{0,X} - t_{0,nom}|$

$$\Delta t_{0,CJC} \leq 50 \text{ ticks} = 9.6 \text{ ns} \tag{5.2}$$

Auch aus der Kalorimeterinformation kann, wie oben schon erwähnt, eine Ereigniszeit gewonnen werden. Allerdings liegt die Zeitauflösung hier nur bei 9.6 ns, so dass das zulässige Zeitfenster größer gewählt werden muss

$$\Delta t_{0,LAr} \leq 350 \text{ ticks} = 67.2 \text{ ns} \tag{5.3}$$

Topologie

Nicht alle Untergrundereignisse lassen sich durch Schnitte auf die Ereigniszeit ausschließen, da manche zufällig nahe bei t_0 liegen. Allerdings kann auch die Topologie genutzt werden, um Untergrund von ep-Ereignissen zu unterscheiden. Dazu wird das Algorithmen-Paket QBGFMAR in die Analyse implementiert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Vee], hier soll nur kurz das Prinzip beschrieben werden.

Beispiele für Untergrundereignisse sind kosmische und Halo-Myonen. Myonen aus der kosmischen Strahlung werden durch zwei Myonspuren identifiziert, die, wie in Abbildung 5.1 (a) zu sehen, einen Winkel von annähernd $180°$ bilden. Außerdem erzeugen sie ein spezielles Energiedepositions-Muster.
Halo-Myonen dagegen sind anhand parallel zur Strahlachse deponierter Energie erkennbar (vgl Abbildung 5.1 (b)). Oft können dieser Spur im LAr-Kalorimeter auch Signale in den Myon-Endkappen oder dem Spaghetti-Kalorimeter zugeordnet werden.
Erkennt das Algorithmen-Paket solch ein spezielles Muster, wird das Ereignis verworfen.

5.1.3 Trigger

Um einen Datensatz zu erhalten, für den sich Effizienzen bestimmen lassen, müssen Subtrigger gefordert werden. Für diese Analyse sind alle verwendeten Subtrigger durch logische *oder* verknüpft. In der Tabelle 5.1 sind die gewählten Subtrigger mit ihren wichtigsten Triggerelementen aufgeführt. s66, s67 und s77 sind LAr-basierte Charged-Current-Trigger und s19 und s23 triggern Myonen im zentralen Myondetektor. Die CC-Trigger werden in dieser Analyse verwendet, um Jets zu triggern. Im Folgenden sollen die einzelnen Triggerelemente näher erläutert werden.

LAr-Triggerelemente

- **LAr_Etmiss:** vergleicht die fehlende transversale Energie $\sqrt{(\Sigma_{BT} E_{BT,x})^2 + (\Sigma_{BT} E_{BT,y})^2}$ im Flüssig-Argon-Kalorimeter mit einem Schwellenwert, es wird über die Big Towers des LAr-Kalorimeters summiert.
- **LAr_IF:** misst die Energiedepositon im vorderen inneren Teil des Kalorimeters.
- **LAr_electron:** fordert im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters eine Energiedeposition über dem Schwellenwert, gleichzeitig muss dieselbe Schwelle aber im hadronischen Teil unterschritten werden. Die meiste Energie muss also bereits im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert werden, was einer Elektron-Signatur entspricht. Auch Jet-Schauer können dieses Triggerelement auslösen, weil sie einen großen Teil ihrer Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren.

CIP-Triggerelemente

- **CIP_sig:** beschreibt die Signifikanz der zentralen Spuren in der z_{Vertex}-Verteilung. Durch je drei bis fünf Hits in der CIP werden Spurkandidaten gelegt und die Spuren ins Strahlrohr extrapoliert. Liegt der Schwerpunkt aller Schnittpunkte mit der Strahlachse innerhalb des zentralen Bereich, ist $CIP\_sig > 0$ erfüllt. Bei $CIP\_sig > 1$ wird gefordert, dass doppelt so viele Spuren innerhalb wie außerhalb des Zentralbereichs liegen müssen.
- **CIP_mul:** gibt einen Wert an, der die Spurmultiplizität in der vorderen, zentralen und rückwärtigen Region der CIP zählt.

FTT-Triggerelemente

- **FTT_mul_Tx:** dieses Triggerelement fordert eine bestimmte Multiplizität m von Spuren mit Transversalimpulsen über dem Schwellenwert Tx (FTT_mul_Tx$> m$, $x = a$: 100 MeV, $x = b$:160 MeV, $x = c$:400 MeV, $x = d$:900 MeV).

Subtrigger	Triggerelemente
s66	LAr_Etmiss> 2 && LAr_IF> 1
s67	LAr_electron_1
s77	LAr_Etmiss> 1 && CIP_sig> 0
s19	Mu_Bar && FTT_mul_Tc> 1 && FTT_mul_Td> 0 && CIP_sig> 1
s23	Mu_ECQ && FTT_mul_Tc> 2 && CIP_sig> 1

Tabelle 5.1: *Verwendete Subtrigger und ihre Triggerelemente*

Myon-Triggerelemente

- **Mu_Bar:** fordert ein Myon im zentralen Myonsystem (*Barrel*).
- **Mu_ECQ:** fordert ein Myon in der vorderen äußeren Endkappe (Mu_FOEC) oder in der hinteren äußeren Endkappe (Mu_BOEC) oder eine Koinzidenz zweier Signale in der inneren und äußeren hinteren Endkappe (Mu_2_BIoOEC).

5.1.4 Vertex-Position

Idealerweise befindet sich der Kollisionspunkt von Elektronen und Protonen genau im nominellen Vertex. Wegen der endlichen Ausdehnung der Teilchenpakete kann die longitudinale Position, z_{Vertex}, aber nur auf einige Zentimeter genau eingestellt werden. Deswegen ergibt sich eine Gaußverteilung um den Mittelwert $\overline{z}$.
Ereignisse, die weit von $\overline{z}$ abweichen lassen sich nicht mehr optimal rekonstruieren und sind oft Proton-Untergrund. Es wird einVertex in der Region: -40 cm $< z_{Vertex} < 100$ cm verlangt. Die Erweiterung in den Vorwärtsbereich wird in [Sou03] ausführlich begründet.

Im Monte-Carlo-Generator wird die Gauß-Funktion künstlich verbreitert, damit mehrere Datensätze mit gegeneinander verschobenen Vertexpositionen mit ein und derselben Simulation verglichen werden können. So wird erreicht, dass auch Datensätze, bei denen $\overline{z}$ deutlich vom nominellen Nullpunkt abweicht, noch mit ausreichend Statistik von Monte-Carlo-Simulationen beschreibbar sind. Folge dieser Verbreiterung ist, dass die Monte-Carlo-Simulation an die jeweiligen Daten durch Umwichtung angepasst werden muss.

In Abbildung 5.2 ist die z_{Vertex}-Verteilung der Daten mit der Verteilung aus der gesamten Monte-Carlo-Simulation verglichen. Bisher wurde nur ein isoliertes Myon sowie ein Jet gefordert (siehe Abschnitt 5.1.7). Vergleichbarkeit der Formen wird durch Normierung der Monte-Carlo-Simulation auf die Daten-Einträge erreicht. In (a) ist die größere Breite in den Flanken der Monte-Carlo-Simulation erkennbar, nach der Umwichtung (b) passen die Formen der Verteilungen gut zueinander.

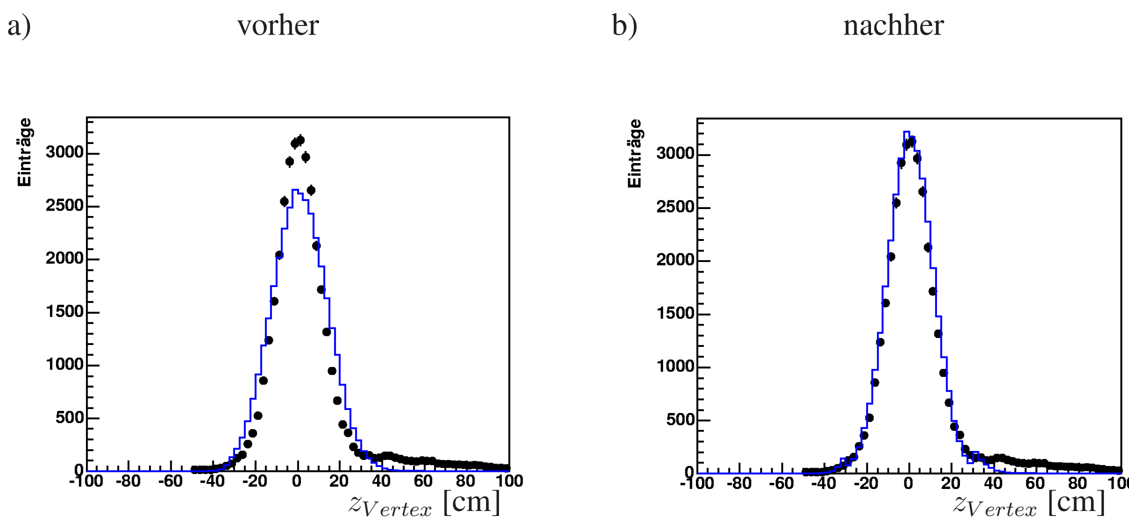

Abbildung 5.2:
Vertex-Umwichtung. Daten sind durch Punkte dargestellt und die Summe der Monte-Carlo-Simulationen durch das Histogramm. Die linke Abbildung (a) zeigt die Z-Vertex-Verteilung, die Monte-Carlo-Simulation ist auf die Einträge in den Daten normiert. Nach der Umwichtung der Monte-Carlo-Simulation (b) werden die Daten durch das Histogramm der Monte-Carlo-Simulation beschrieben.

5.1.5 Detektor-Lücken

Das H1-Kalorimeter ist, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, aus mehreren Rädern und Oktanten zusammengesetzt. Zwischen diesen Elementen befinden sich Lücken für die Kabel der Stromversorgung und Ausleseelektronik. Wird nun ein gestreutes Elektron in der Nähe einer solchen Lücke detektiert, kann keine Aussage über eventuelle Energieverluste gemacht werden. Deshalb werden Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron weniger als 2 cm in z oder 2° in ϕ von den folgenden Positionen entfernt ist, nicht zugelassen. Lücken zwischen den Rädern:

$$z = (-211, -151, -65, 23, 110)\text{ cm}$$

Lücken zwischen den einzelnen Oktanten:

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

Diese Schnitte werden aber nur angewandt, wenn ein gestreutes Elektron im Detektor identifiziert wurde. Ereignisse ohne identifiziertes gestreutes Elektron werden ohne weitere Bedingung in den Datensatz aufgenommen.

Schnitte der Vorselektion	
min. $\mathcal{L}$/Run	0.1 nb^{-1}
Vertextyp	zentral
Detektorstatus	funktioniernde Subdetektoren (s. Abschnitt 5.1.1)
Ereigniszeit	$\Delta t_{0,CJC} \leq 9.6$ ns $\Delta t_{0,LAr} \leq 67.2$ ns
Topologie	QBGFMAR-Algorithmus (s. Abschnitt 5.1.2)
Trigger	$s66 \mid\mid s67 \mid\mid s77 \mid\mid s19 \mid\mid s23$
Vertexposition	-40 cm $< z_{Vertex} <$ 100 cm
Detektorlücken	für gestreutes e^- ausgeschlossen
Fehler des Myonimpulses	$\delta p_T^\mu / p_T^\mu < 1$

Tabelle 5.2: *Zusammenfassung der Vorselektion*

5.1.6 Fehler der Myontransversalimpuls-Messung

Aus der Krümmung jeder Myonspur können die Impulskomponenten und damit der Transversalimpuls bestimmt werden. Außerdem wird auch ein Fehler auf diesen Wert berechnet. In dieser Analyse werden nur Ereignisse zugelassen, bei denen dieser Fehler des Myontransversalimpulses für das isolierte Myon nicht größer als der gemessene Wert selbst ist. Sollte die Bedingung

$$\delta p_T^\mu / p_T^\mu < 1 \tag{5.4}$$

nicht erfüllt sein, wird das Ereignis verworfen.

5.1.7 Zusammenfassung der Vorselektion

In diesem Abschnitt findet eine kurze Diskussion der in Tabelle 5.2 zusammengefassten Schnitte der Vorselektion statt.

Das verwendete Analyseprogramm setzt die Existenz genau eines isolierten Myons (nur *IsIsolatedLepton-Flag*, siehe Abschnitt 3.1.2), das im zentralen oder vorderen Myondetektor nachgewiesen ist (Qualität $Q_\mu \geq 10$), und mindestens eines Jets voraus. Stellt man diese Forderungen, so verbleiben damit etwa 35000 Datenereignisse in der Selektion. Die Form der Verteilungen der transversalen W-Masse und des fehlenden Transversalimpulses (Abbildung 5.3) wird zwar relativ gut von der Simulation (Signal und Untergrund) beschrieben, aber die absoluten Zahlen stimmen nicht überein. Das Photoproduktions-Monte-Carlo Pythia, in der Legende mit GP abgekürzt, erzeugt vor allem im Bereich geringer Massen und Impulse eine starke Überhöhung um mehr als eine Größenordnung gegenüber den Daten.

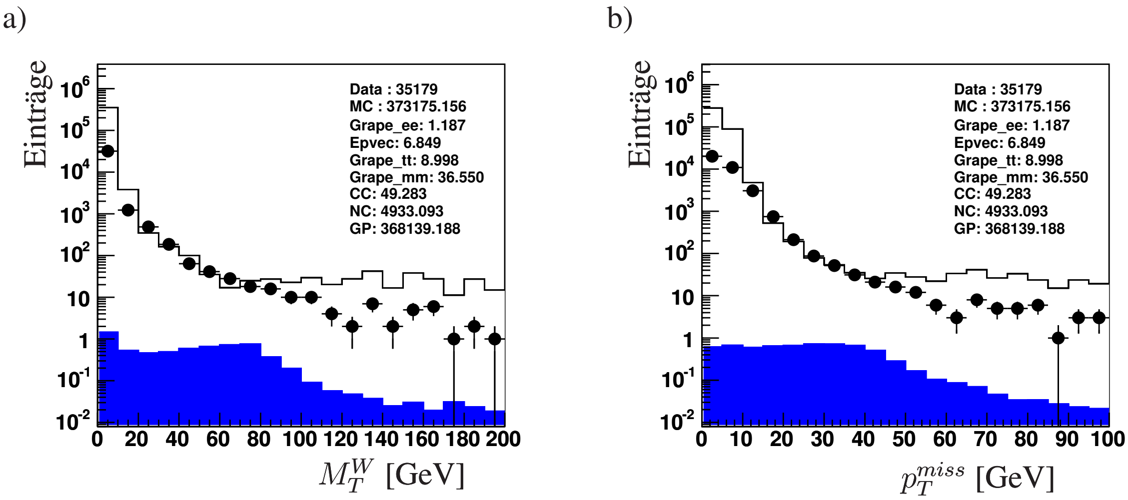

Abbildung 5.3:
Verteilungen (a) der transversalen W-Boson Masse und (b) des fehlenden Transversalimpulses. Dargestellt sind die Daten als Punkte, die Signal-Simulation EpVec dunkel sowie die Untergrund-Simulationen als leeres Histogramm. Die Abkürzung GP in der Legende steht für das Photoproduktions-Monte-Carlo-Simulation Pythia.

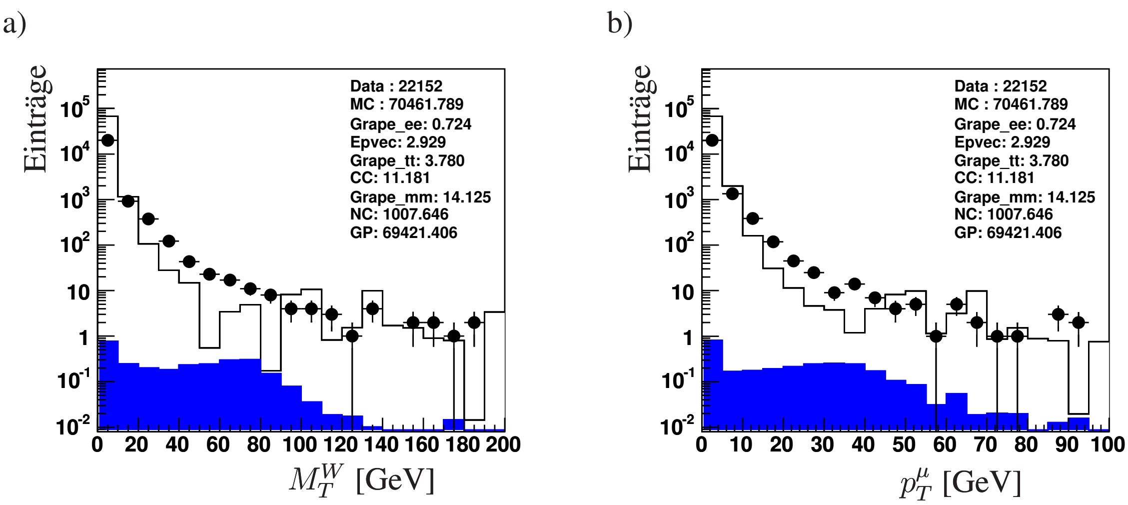

Abbildung 5.4:
Verteilungen (a) der transversalen W-Boson Masse und (b) des Myon-Transversalimpulses nach dem Schnitt auf Trigger. Dargestellt sind die Daten als Punkte, das Signal-Monte-Carlo EpVec dunkel sowie die Untergrund-Simulationen als leeres Histogramm.

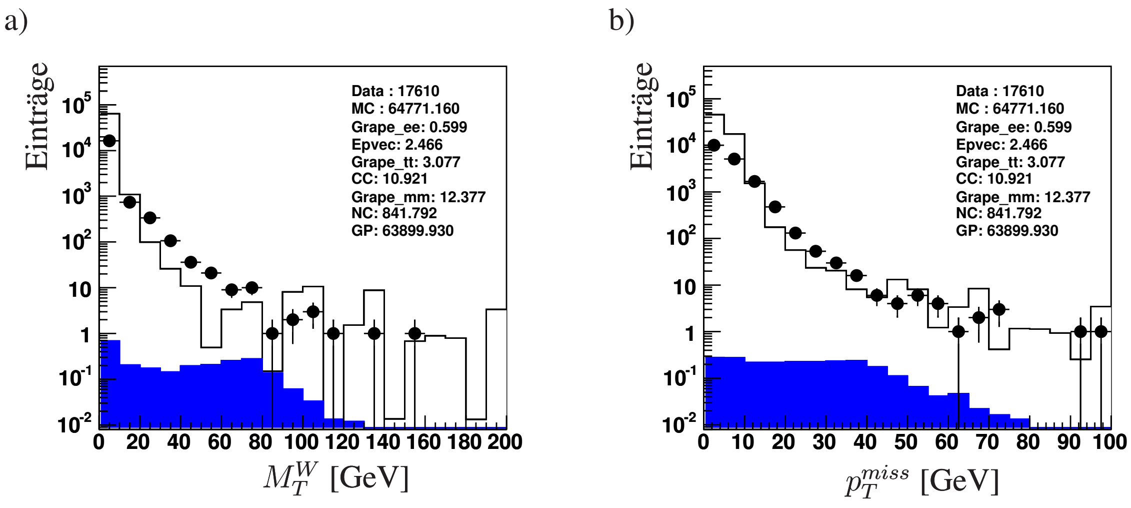

Abbildung 5.5:
Verteilungen nach Schnitt auf Vertex-Position, Detektorlücken und Fehler der Impulsmessung (entspricht der vollständigen Vorselektion). (a) Transversale W-Boson Masse und (b) fehlender Transversalimpuls. Dargestellt sind die Daten als Punkte, das Signal-Monte-Carlo EpVec dunkel sowie die Untergrund-Simulationen als leeres Histogramm.

Werden die in 5.1.3 vorgestellten Trigger gefordert, so reduziert sich der Photoproduktions-Anteil erheblich, was zu einer besseren Beschreibung der Daten durch die Monte-Carlo-Simulation führt. Illustriert ist das in Abbildung 5.4, wobei hier die Transversalimpuls-Verteilung des Myons gezeigt wird. Allerdings gehen durch die Trigger-Forderung auch mehr als 50% der Ereignisse des EpVec-Signal-Monte-Carlos verloren.

Durch das Anwenden der Schnitte auf die Vertexposition und Detektorlücken sowie den Fehler in der Myon-Impuls-Messung ergeben sich die Verteilungen aus Abbildung 5.5. In den Daten verbleiben 17600 Ereignisse gegenüber etwa 65000 simulierten. Weiterhin ist die Photoproduktion der dominante Untergrund. Die Signal-Simulation erwartet nach allen Schnitten der Vorselektion nur noch 2.5 Ereignisse. In den Verteilungen (Abbildung 5.5) sind ein paar Ereignisse bei sehr hohen Werten ($M_T^W > 160$ GeV, $p_T^{\mu} > 80$ GeV) verworfen, es ist immer noch ein deutlicher Überschuss bei den kleinsten Werten vorhanden.

5.2 W-Boson-Selektion

Die besondere Schwierigkeit bei der Selektion von Ereignissen mit Kandidaten für reelle W-Boson-Produktion besteht darin, den Untergrund möglichst effektiv zu entfernen, ohne dabei zu viele Signal-Ereignisse zu verlieren. In den folgenden Abschnitten werden Schnitte auf

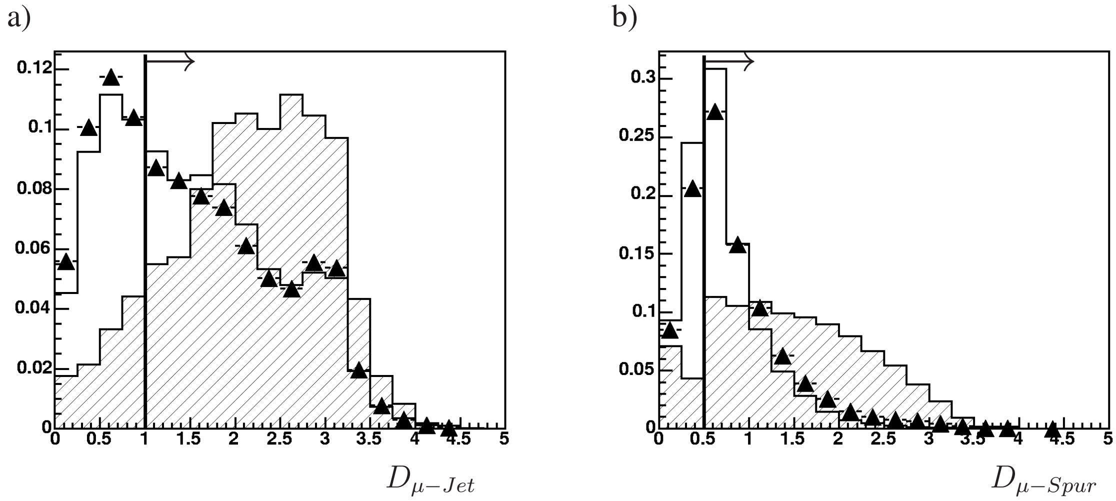

Abbildung 5.6:
Abstände des Myons von (a) dem nächsten Jet und (b) der nächsten Teilchenspur in der η-ϕ-Ebene. Alle Verteilungen sind auf eins normiert, Daten sind durch Dreiecke, die gesamte Monte-Carlo-Simulation durch leere und der EpVec-Anteil davon durch schraffierte Histogramme dargestellt. Die senkrechten Linien verdeutlichen die Schnitte, alles was links von ihnen liegt wird verworfen, die Pfeile am oberen Bildrand zeigen an, was in der Selektion verbleibt.

die Kenngrößen der W-Boson-Produktion beschrieben und die Auswirkung dieser Schnitte diskutiert.

5.2.1 Myon-Phasenraum und -Isolation

Die wichtigste Forderung verlangt genau ein isoliertes Myon im Myonsystem des H1-Detektors (CMD oder FMD). Eine weitere Forderung verlangt mindestens einen Jet im Detekor. Um nun die Isolation des Myons von diesem Jet zu gewährleisten, wird die folgende Bedingung formuliert

$$D_{\mu-Jet} > 1 \tag{5.5}$$

Durch

$$D_{\mu-Spur} > 0.5 \tag{5.6}$$

wird die Isolation des Myons von der nächsten Spur festgelegt. Die Definition dieser beiden Größen findet sich in Gleichung 3.4 und eine Veranschaulichung der gewählten Schnitte in Abbildung 5.6.

Ereignisse mit zwei isolierten Myonen werden verworfen, um den Untergrund durch Myon-Paar-Produktion zu reduzieren.

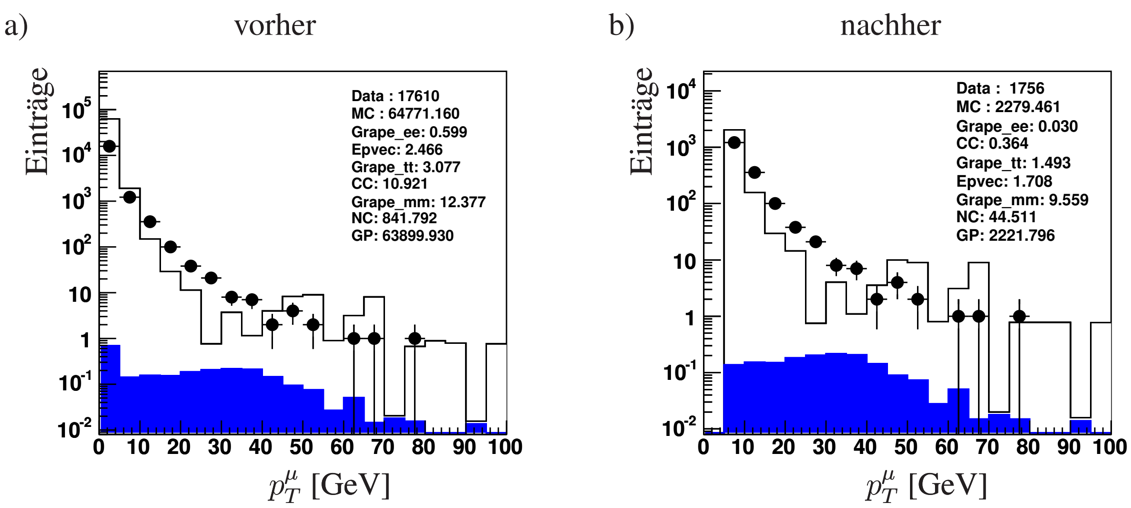

Abbildung 5.7:

Verteilungen des Myon-Transversalimpulses vor und nach dem Schnitt $p_T^\mu \geq 5$. Beide Verteilungen enthalten die Schnitte aus der Vorselektion (siehe 5.2). Die Signal-Simulation ist dunkel dargestellt, der Untergrund als leeres Histogramm und die Daten als Punkte.

Dann wird der Phasenraum der Myonen in θ und p_T eingeschränkt

$$5^\circ < \theta_\mu < 140^\circ, \tag{5.7}$$

$$p_T^\mu \geq 5 \text{ GeV} \tag{5.8}$$

Der Winkelbereich in θ_μ muss aufgrund der Detektorgegebenheiten eingeschränkt werden. Außerdem wird auf den Transversalimpuls geschnitten, es wird hier zunächst ein loser Schnitt angewandt, der in der endgültigen Selektion noch verschärft wird. Die untere Grenze des Winkelbereichs aus Gleichung 5.7 ergibt sich, weil näher am Strahlrohr keine Teilchen-Rekonstruktion möglich ist. Im hinteren Detektorbereich ($\theta_\mu > 140^\circ$) lassen sich Myonen nur noch schlecht eindeutig identifizieren, weil sie sich nur wenige Wechselwirkungslängen vor dem Myonsystem befinden und deshalb Hadronen Myonsignale imitieren können.
Der Schnitt auf den Transversalimpuls wird an dieser Stelle durchgeführt, weil dadurch der Überschuss an falsch erkannten Myonen aus der Photoproduktion stark reduziert wird. Vor der Anwendung des Schnittes ist das Verhältnis von Daten zur Monte-Carlo-Erwartung 0.27, danach 0.77 (siehe Abbildung 5.7). Zudem beschreibt die Monte-Carlo-Simulation nach diesem Schnitt die Polarwinkel-Verteilung der Myonen besser, wie in Abbildung 5.8 zu sehen ist. Darüber hinaus ist in diesem Histogramm zu erkennen, dass eine Einschränkung des θ-Bereichs im hinteren Teil des Detektors sinnvoll ist.

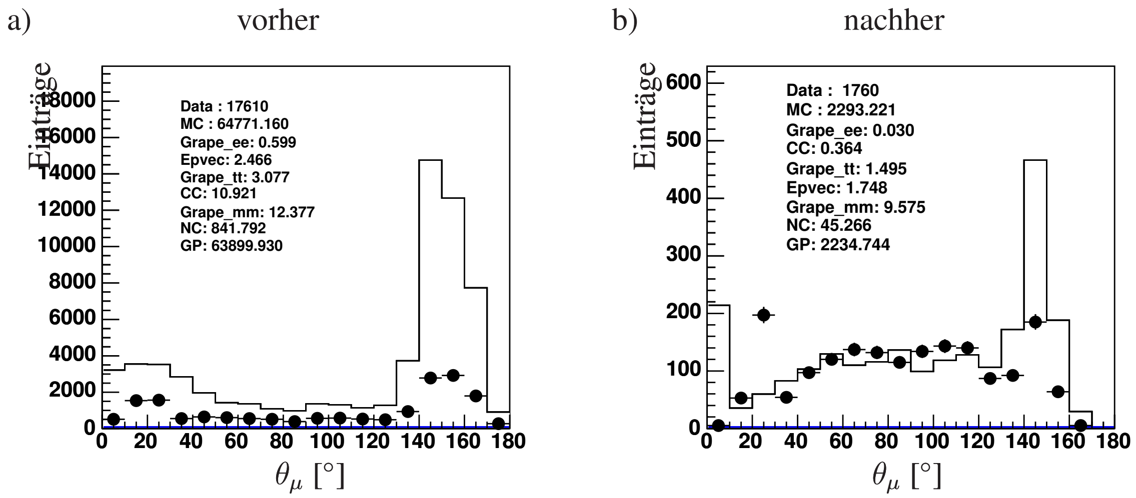

Abbildung 5.8:
Verteilungen des Myon-Polarwinkels vor und nach dem Schnitt $p_T^\mu \geq 5$. Beide Verteilungen enthalten die Schnitte aus der Vorselektion (siehe 5.2). Das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, lässt sich aber in dieser linearen Darstellung noch nicht erkennen. Der Untergrund ist als leeres Histogramm und die Daten als Punkte dargestellt.

5.2.2 V-Verhältnis

Das V-Verhältnis V_R der Transversalimpulsverteilungen in den Detektor-Hemisphären senkrecht zur Jet-Achse

$$V_R = \frac{v_{ap}}{v_p}$$

kann zur Unterscheidung von Ereignis-Topologien mit und ohne signifikant fehlendem Transversalimpuls genutzt werden. Es ist definiert durch

$$v_p = \sum_i \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,X} \qquad \text{für } \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,X} > 0 \tag{5.9}$$

und

$$v_{ap} = -\sum_i \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,X} \qquad \text{für } \vec{p}_{T,i} \cdot \vec{n}_{p,X} < 0 \tag{5.10}$$

$\vec{n}_{p,X}$ ist der normierte Richtungsvektor des hadronischen Endzustandes (HFS), die Summe wird über alle *i* Teilchen im Detektor ausgeführt.
v_p summiert also die Transversalimpulse aller Teilchen in der Hemisphäre mit dem HFS, v_{ap} die der anderen Detektorhälfte. Abbildung 5.9 zeigt ein W-Kandidaten- und ein Photoproduktions-Ereignis in radialer Ansicht. Der Detektor ist orthogonal zum Richtungsvektor des Jets in zwei Hemisphären geteilt. Das Ungleichgewicht in der transversalen Impulsverteilung tritt nur bei Ereignissen mit einem Neutrino im Endzustand auf, also beispielsweise beim geladenen Strom und bei W-Kandidaten.

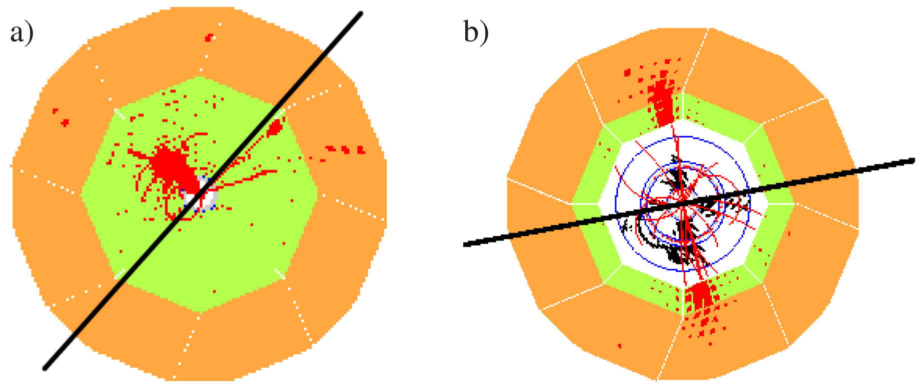

Abbildung 5.9:
Zur Definition des V-Verhältnisses. (a) W-Kandidat und (b) Photoproduktions-Ereignis in der r-ϕ-Ebene, der Balken ist zur Illustration senkrecht zum Jet eingefügt. Er verdeutlicht die Aufteilung des Detektors in zwei Hemisphären.

V_R kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen und eignet sich besonders, um den Photoproduktions-Untergrund zu reduzieren, da bei Photoproduktions-Ereignissen, die in der Transversalimpuls-Bilanz ausgeglichenen sind, V_R nahe bei 1 liegt. W-Boson-Kandidaten führen zu Topologien, bei denen nur das Myon und eventuell ein gestreutes Elektron (siehe Abbildung 5.9 (a)) zu v_{ap} beitragen, deshalb hat sich in dieser Analyse der Schnitt bei

$$\frac{v_{ap}}{v_p} \leq 0.3 \tag{5.11}$$

bewährt (siehe Abbildung 5.10).

5.2.3 Kontroll-Verteilungen

An dieser Stelle werden Daten mit Monte-Carlo-Vorhersagen verglichen, da später die Statistik stark abnimmt. Für alle Verteilungen in diesem Abschnitt sind die Forderungen der vorangegangenen Abschnitte erfüllt, die in Tabelle 5.3 zusammengefasst sind. Diese Selektionstufe wird im Weiteren Kontroll-Selektion genannt.

Zunächst wird der Phasenraum der Myonen betrachtet. Die Polarwinkel- und Transversalimpuls-Verteilung der Myonen (Abbildung 5.11) werden in weiten Bereichen gut von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben. In θ_μ ist ein Datenüberschuss im Winkelbereich zwischen $50°$ und $70°$ zu erkennen.
Beim fehlenden Transversalimpuls in Abbildung 5.12 (b) treten größere Abweichungen auf. Im Bereich zwischen etwa 5 und 20 GeV gibt es einen Überschuss in den Daten, bei

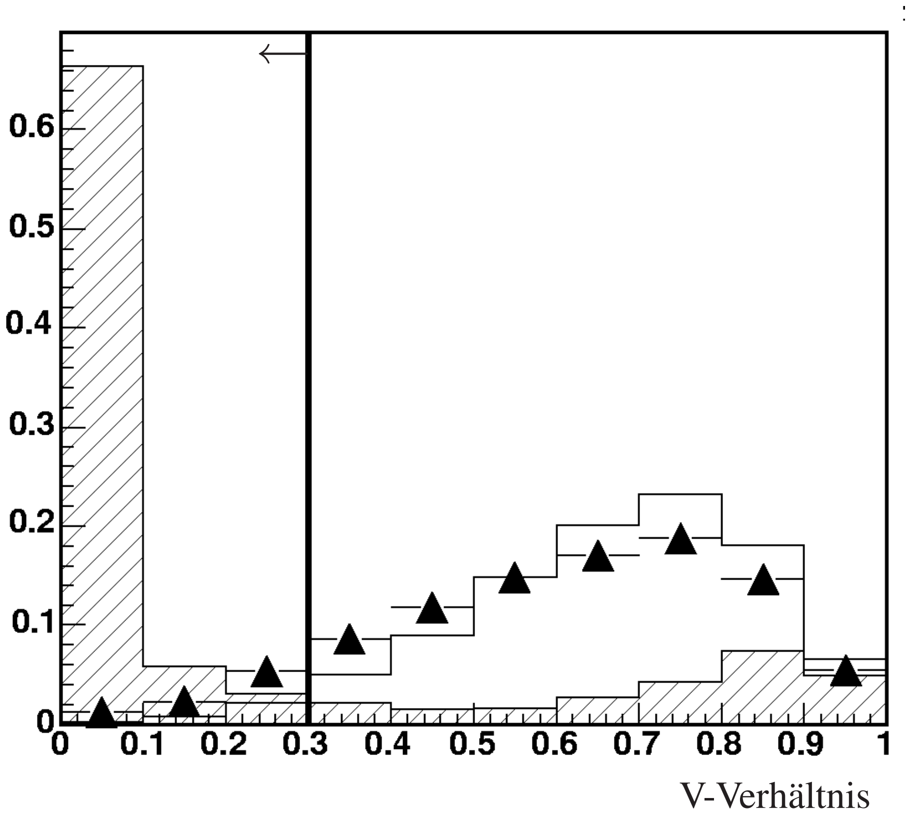

Abbildung 5.10:
Illustration des Schnitts auf das V-Verhältnis. Alle Verteilungen sind auf eins normiert, Daten sind durch Dreiecke, die gesamte Monte-Carlo-Simulation durch leere und der EpVec-Anteil davon durch schraffierte Histogramme dargestellt. Die senkrechte Linie verdeutlicht den Schnitt, alles, was ein $\frac{v_{ap}}{v_p} > 0.3$ *hat, wird verworfen. Der Pfeil deutet an, welche Ereignisse in der Selektion verbleiben.*

Schnitte Kontroll-Selektion	
# isol. μ	$= 1$
$Qual_\mu$	≥ 10
# Jets	≥ 1
p_T^μ	≥ 5 GeV
θ_μ	$5^\circ - 140^\circ$
$D_{\mu-Jet}$	> 1
$D_{\mu-Spur}$	> 0.5
$\frac{v_{ap}}{v_p}$	≤ 0.3

Tabelle 5.3: *Schnitte für die Kontroll-Verteilungen*

größeren Werten finden sich dann, trotz höherer Erwartungen, nur noch drei Ereignisse. Ursache hierfür ist, dass häufiger ein fehlender Transversalimpuls gemessen wird, als tatsächlich einer vorhanden ist. Das kann passieren, wenn zum Beispiel Teile eines Jets in einer Kalorimeter-Lücke liegen.
Die Verteilung des im Kalorimeter gemessenen Transversalimpulses wird unwesentlich besser als die p_T^{miss}-Verteilung beschrieben. Gleiches gilt für die Abstände des Myons zum Jet beziehungsweise zur nächsten Spur (Abbildung 5.13).

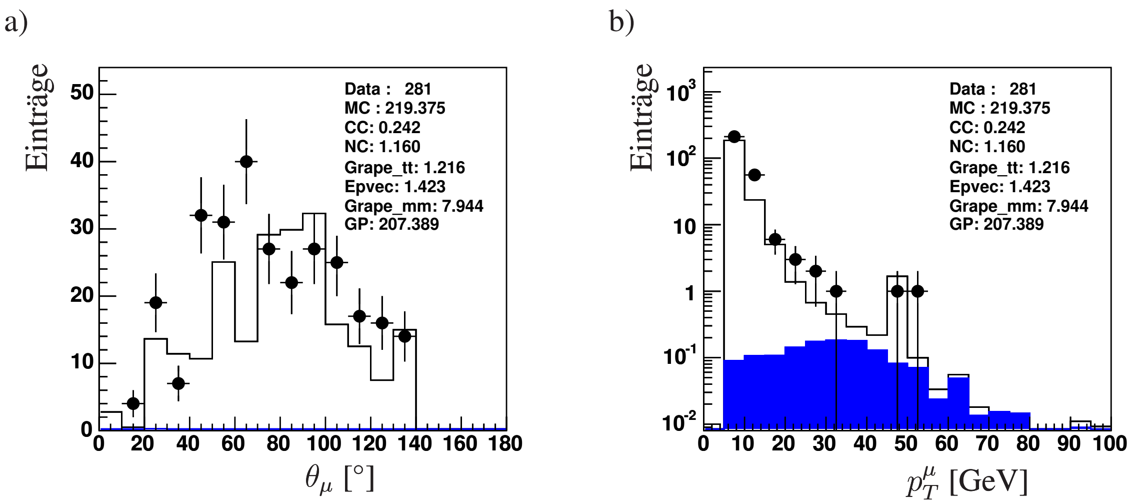

Abbildung 5.11:
Myon-Phasenraum in θ und p_T aus der Kontrollselektion (Schnitte siehe Tabelle 5.3). Daten sind durch Punkte dargestellt, das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, die Untergrund-MCs sind durch das leere Histogramm dargestellt.

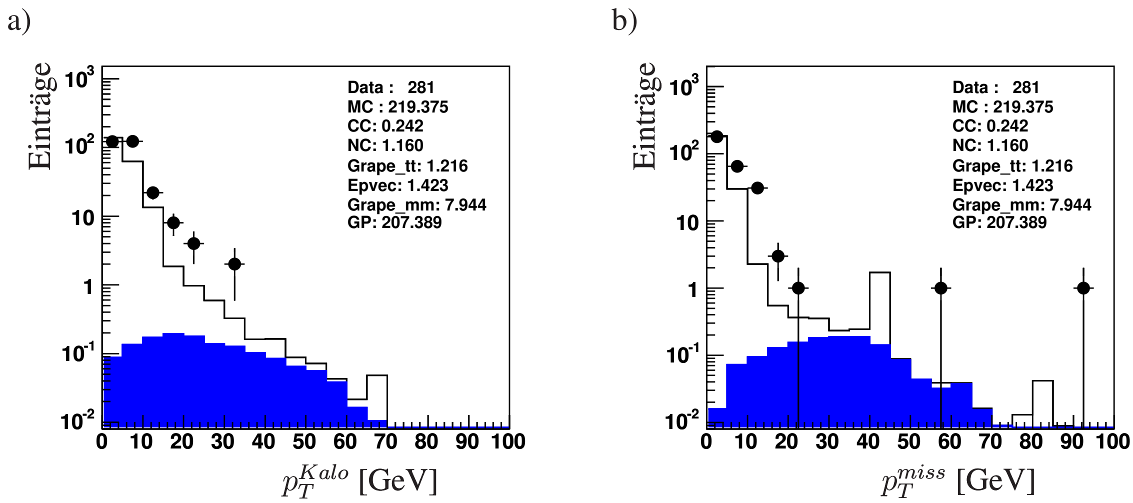

Abbildung 5.12:
Transversalimpulse aus der Kontrollselektion. Die Punkte repräsentieren die Daten. Die Signal-Simulation ist dunkel und der Untergrund durch das leere Histogramm dargestellt.

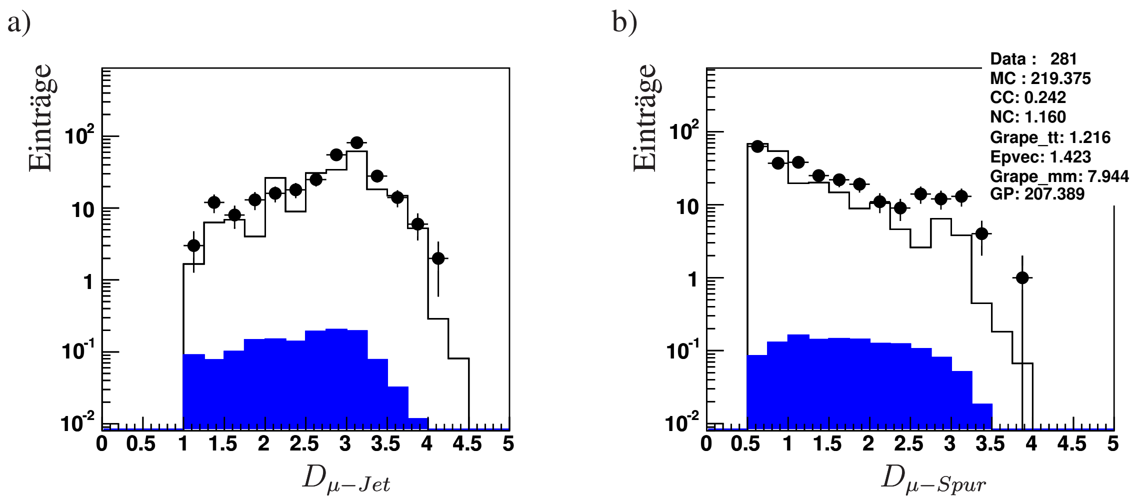

Abbildung 5.13:
Abstände zum nächsten Jet beziehungsweise zur nächsten Spur. Es wurden die Schnitte der Kontrollselektion angewandt. Daten sind durch Punkte dargestellt, das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, die Untergrund-MCs sind durch das leere Histogramm dargestellt. Die Legende in (b) gilt für beide Histogramme.

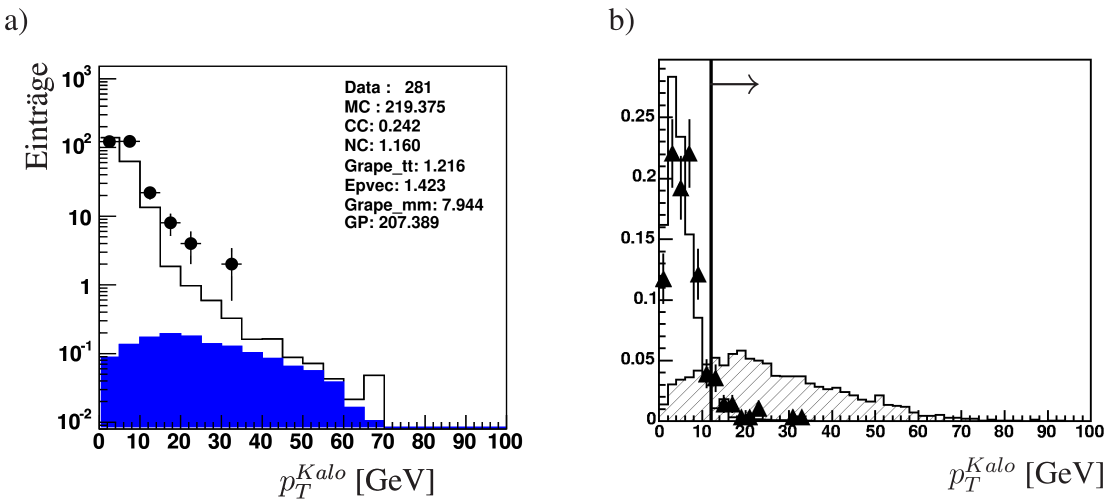

Abbildung 5.14:
Kalorimeter-Impuls-Schnitt p_T^{Kalo}. Links repräsentieren die Punkte die Daten. Das Signal-Monte-Carlo ist dunkel gefärbt und der Untergrund wird durch das leere Histogramm dargestellt. Die beiden Histogramme sind summiert.
In (b) sind das Signal-MC (schraffiert), die Untergrund-Simulation (leer) und die Daten (Punkte) auf eins normiert. Die eingezeichnete Linie verdeutlicht den Schnitt $p_T^{Kalo} \geq 12$ GeV, der Pfeil am oberen Bildrand veranschaulicht, welche Ereignisse im Datensatz verbleiben.

5.2.4 Transversalimpulse

Transversalimpuls im Kalorimeter

Der im Kalorimeter gemessene Transversalimpuls entspricht in myonischen W-Zerfällen dem transversalen Impulsanteil des hadronischen Endzustands, weil die Myonen unabhängig von ihrem Impuls nur durch Ionisation kaum Energie im Kalorimeter deponieren.
Aus dem Vergleich von Daten und Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen (Abbildung 5.14) ergibt sich durch Optimierung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ein Schnitt auf den gemessenen Transversalimpuls von

$$p_T^{Kalo} \geq 12 \text{ GeV} \tag{5.12}$$

Weil dieser Schnitt die meisten Ereignisse verwirft, wird er als erstes ausgeführt. Die Entwicklung der Ereigniszahlen nach Anwendung der einzelnen Schnitte ist in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Der Schnitt auf p_T^{Kalo} reduziert die Ereigniszahlen stark, das Verhältnis von Daten-Ereignissen zur Monte-Carlo-Vorhersage verschlechtert sich, aber der Photoproduktions-Untergrund wird um 98% verringert und der NC-Anteil wird ganz entfernt. Gleichzeitig gehen laut Simulation nur 20% des Signal-Monte-Carlos verloren, auf

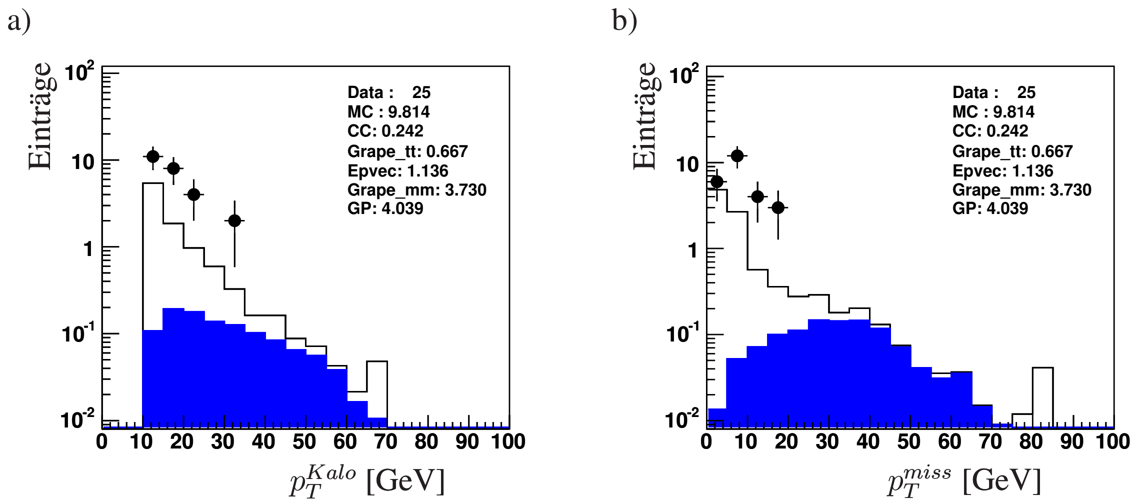

Abbildung 5.15: *Nach dem Kalorimeter-Impuls-Schnitt $p_T^{Kalo} \geq 12$ GeV*

den CC-Anteil hat dieser Schnitt keine Auswirkung.
Der Vergleich der Verteilungen in ihrer Form wird aufgrund der wenigen verbleibenden Ereignisse schwierig. In Abbildung 5.15 sind der Kalorimeter-Transversalimpuls und der fehlende Transversalimpuls dargestellt. Bei letzterem ist eine beträchtliche Abweichung im Bereich > 5 GeV festzustellen.

Fehlender Transversalimpuls

Durch die große Masse des W-Bosons trägt das Zerfalls-Neutrino einen hohen Transversalimpuls. In den Abbildungen 5.16 und 5.17 ist der Schnitt

$$p_T^{miss} \geq 12 \text{ GeV} \tag{5.13}$$

illustriert. Es wird deutlich, dass durch diesen Schnitt viele Untergrund-Ereignisse aus dem Datensatz entfernt werden können, ohne allzu viele Signal-Ereignisse zu verlieren. Zahlenmässig ausgedrückt bedeutet das, 89% des simulierten Untergrunds und nur 8% des EpVec-Signals werden durch den Schnitt verworfen. Die Photoproduktions-Ereignisse verschwinden komplett und die Myonpaar-Produktion wird auf 14% reduziert. In den Histogrammen wird der EpVec-Anteil dominant, weshalb er jetzt in der aufsteigenden Darstellung über die Untergrund-Simulation rückt.

Myon-Transversalimpuls

Für den Transversalimpuls des Myons gilt das Gleiche wie für p_T^{miss}, denn genauso wie das Neutrino ist das Myon ein Tochterteilchen des W-Bosons. Als Schnitt ergibt sich deswegen

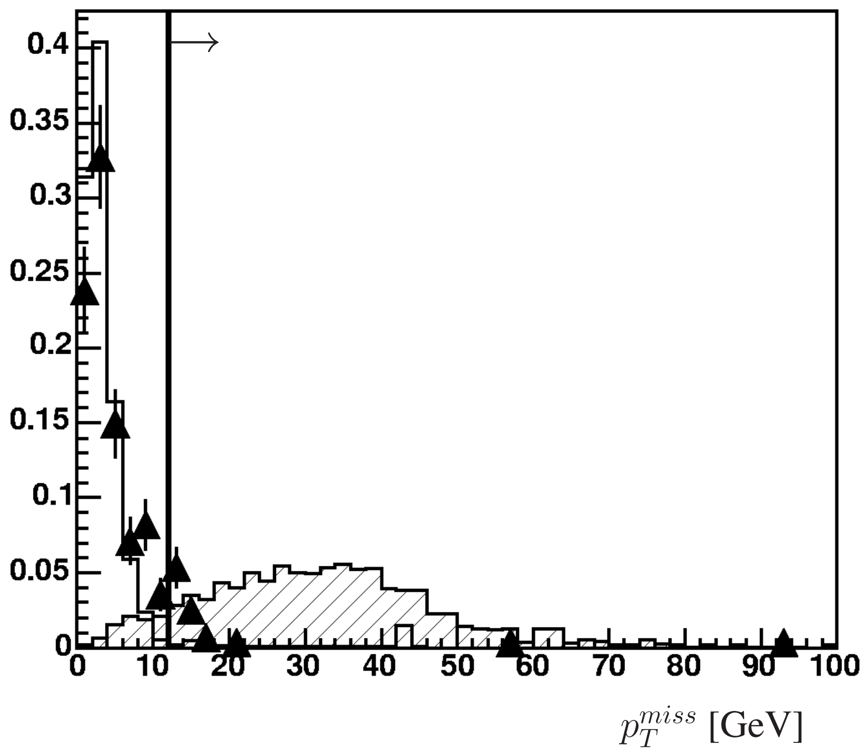

Abbildung 5.16:
Fehlender Transveralimpuls aus der Signal-Simulation (schraffiert), verglichen mit dem Untergrund-MC (leeres Histogramm) und Daten (Punkte). Alle Verteilungen sind auf eins normiert, damit die Form der Kurven deutlich wird. Die senkrechte Linie zeigt den Schnitt an, nur die Ereignisse in Pfeilrichtung verbleiben in der Selektion.

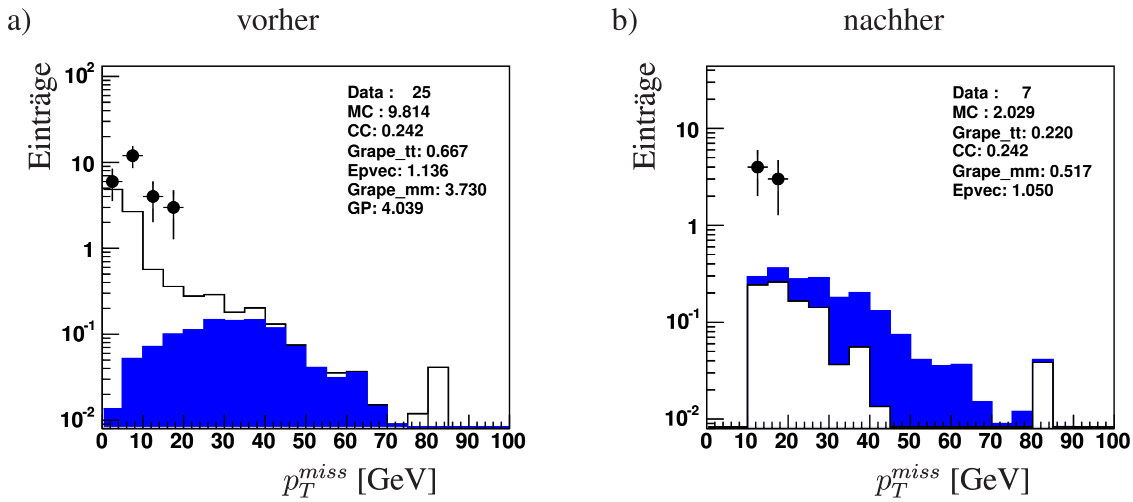

Abbildung 5.17:
Schnitt auf fehlenden Transversalimpuls, vorher - nachher. Daten sind durch Punkte dargestellt, das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, die Untergrund-MCs sind durch das leere Histogramm dargestellt. Nach dem Schnitt wird der Beitrag von EpVec zum Teil größer als der restliche Untergrund, deswegen tauschen die Histogramme in der aufsteigenden Darstellung den Platz.

ebenfalls

$$p_T^{\mu} \geq 12 \text{ GeV} \tag{5.14}$$

Die Verteilungen des Myon-Transversalimpulses vor und nach dem Schnitt sind in Abbildung 5.18 zu sehen, außerdem werden in Abbildung 5.19 die transversale Masse des W-Bosons und der im Kalorimeter gemessene Transversalimpuls nach dem p_T^{μ}-Schnitt gezeigt.

5.2.5 Akoplanarität

Die Akoplanarität beschreibt die Winkeldifferenz $\Delta\phi_{\ell-X}$ zwischen dem isolierten Lepton ℓ und dem hadronischen Endzustand X in der Ebene des Azimutalwinkels ϕ . Entwickelt wurde dieser Schnitt ursprünglich für die Selektion von Ereignissen des neutralen Stroms (NC). Diese besitzen eine Topologie, bei der sich der Jet und das gestreute Elektron (Feynmangraph siehe Abbildug 1.2) in der transversalen Ebene ausbalancieren, so dass sich eine Winkeldifferenz von fast $180°$ ergibt. In Abbildung 5.20 sind ein NC-Ereignis und ein W-Boson-Kandidat zu sehen.

Bei Kandidaten-Ereignissen der reellen W-Produktion mit anschließendem Zerfall über einen leptonischen Kanal sind Neutrinos im Endzustand vorhanden. Da diese, genau wie das

a) vorher b) nachher

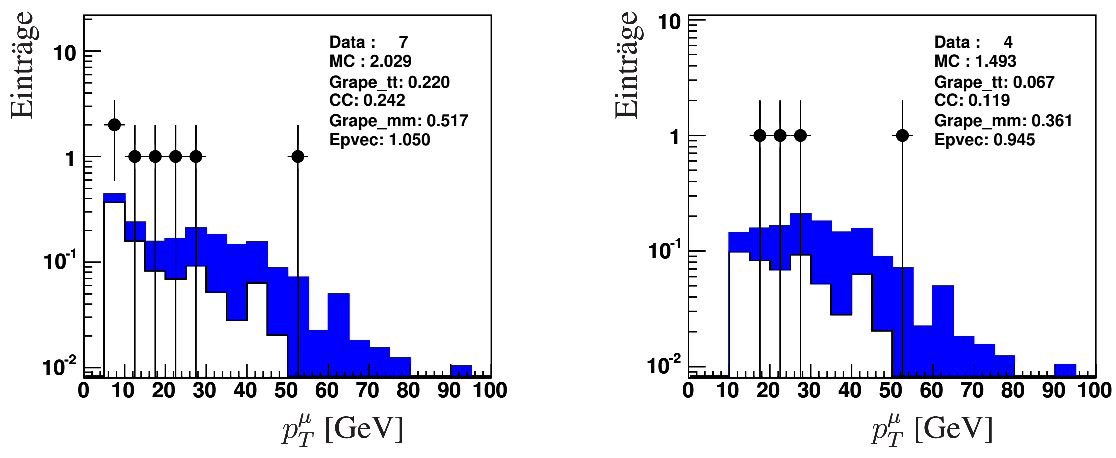

Abbildung 5.18:

Schnitt auf Myon-Transversalimpuls, vorher (a) - nachher (b). Daten sind durch Punkte dargestellt, das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, die Untergrund-MCs sind durch das leere Histogramm dargestellt.

a) b)

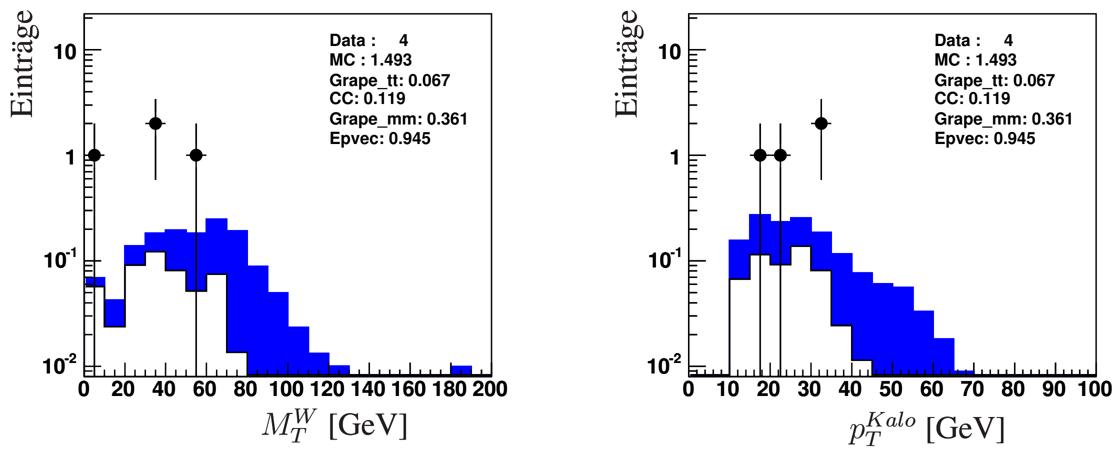

Abbildung 5.19:

Transversale Masse und Kalorimeter-Transversalimpuls nach dem Schnitt auf den Myon-Transversalimpuls. Die Punkte repräsentieren die Daten. Das Signal-Monte-Carlo ist dunkel gefärbt und der Untergrund wird durch das leere Histogramm dargestellt.

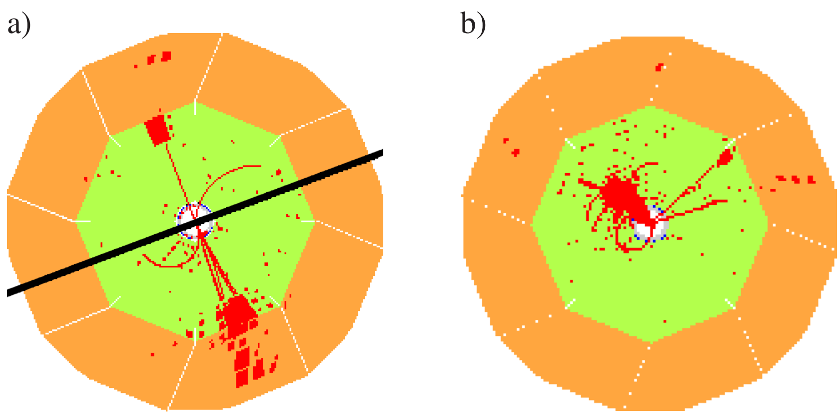

Abbildung 5.20:
Veranschaulichung der Akoplanarität. (a) ein Ereignis des neutralen schwachen Stroms und (b) ein W-Boson-Kandidat in der r-ϕ-Ebene. In (a) beträgt $\Delta\phi_{\ell-X}$ etwa $180°$, während die Akoplanarität bei dem W-Kandidaten aus (b) deutlich kleiner ist.

zugehörige Lepton, einen Transversalimpuls tragen, wird ein fehlender Transversalimpuls beobachtet. Das heißt die Winkeldifferenz $\Delta\phi$ zwischen Jet und Lepton kann nicht exakt $180°$ betragen. In Abbildung 5.21 ist die Verteilung der Akoplanarität auf dem Niveau der Kontroll-Selektion zu sehen. Der Schnitt

$$\Delta\phi_{\mu-X} < 170° \tag{5.15}$$

verwirft drei von vier verbleibenden Datenereignissen, die alle in einer graphischen Ereignis-Darstellung als Untergrund identifiziert wurden.

5.2.6 Endgültige Selektion

In der Tabelle 5.4 werden alle Schnitte auf die Kenngrößen noch einmal zusammengefasst.

Nach ihrer Anwendung bleibt ein W-Kandidat für das Jahr 2005 übrig, es sei hier noch einmal erwähnt, dass HERA 2005 mit Elektronen betrieben wurde. Ein Überschuss an W-Kandidaten im Vergleich mit dem Standardmodell wurde bisher bei HERA nur in Positron-Proton-Kollisionen beobachtet [H1 03]. Auch in dieser Analyse kann keine signifikante Abweichung von der theoretischen Vorhersage festgestellt werden.
Bei einem verbleibendem Kandidaten sagen die Monte-Carlo-Simulationen 1.2 Ereignisse als Standardmodell-Erwartung voraus. EpVec steuert einen Anteil von 0.85 bei.
In den Abbildungen 5.23, 5.24 und 5.25 sind die Masse, die Tansversalimpulse des Myons,

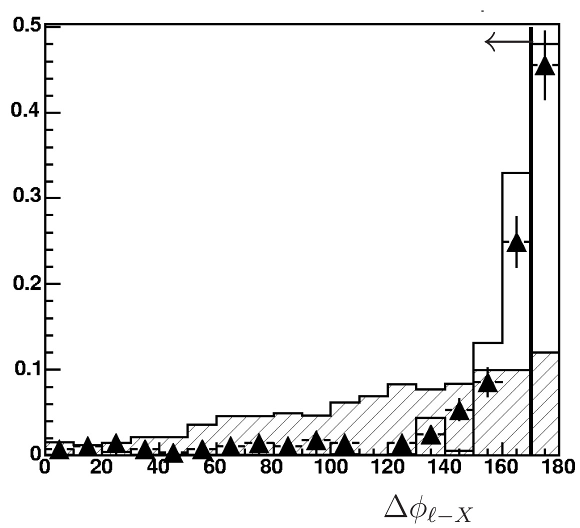

Abbildung 5.21:
Akoplanarität der Kontrollselektion. Daten sind Punkte, EpVec ist schraffiert und der gesamte Untergrund als leeres Histogramm dargestellt. Alle Verteilungen sind einzeln auf eins normiert. Die senkrechte Linie bei $170°$ stellt den angewandten Schnitt dar. Der Pfeil gibt an, welche Werte in der Selektion verbleiben.

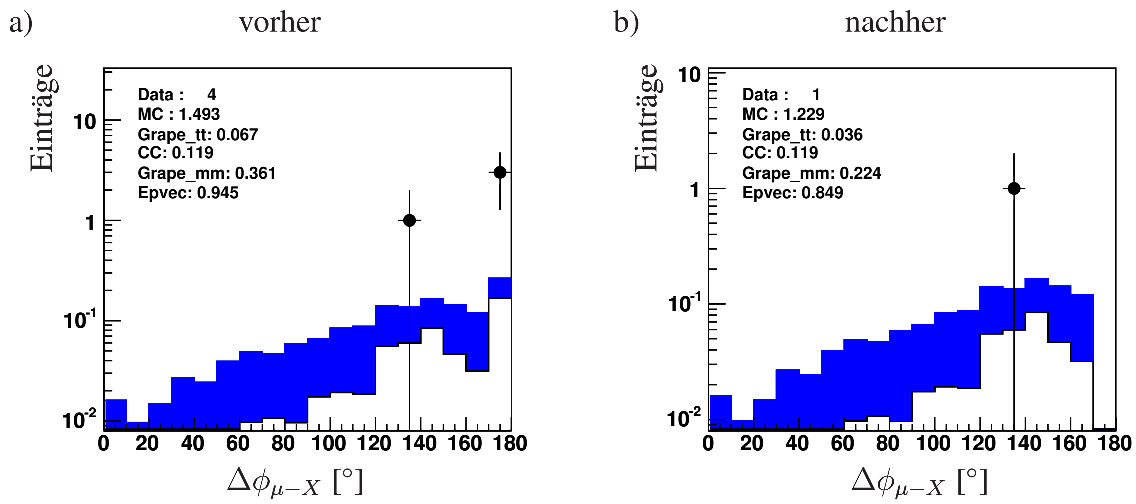

Abbildung 5.22:
Schnitt auf Akoplanarität, vorher - nachher. Daten sind durch Punkte dargestellt, das Signal-Monte-Carlo EpVec ist dunkel gefärbt, die Untergrund-MCs werden durch leere Histogramme veranschaulicht.

Selektionsschnitte	
# Jets	≥ 1
# isol. μ	$= 1$
$Qual_{\mu}$	≥ 10
θ_{μ}	$5° - 140°$
$D_{\mu-Jet}$	> 1
$D_{\mu-Spur}$	> 0.5
$\frac{v_{ap}}{v_p}$	≤ 0.3
p_T^{Kalo}	≥ 12 GeV
p_T^{μ}	≥ 12 GeV
p_T^{miss}	≥ 12 GeV
$\Delta\phi_{\mu-X}$	$< 170°$

Tabelle 5.4: *Selektions-Schnitte auf alle Kenngrößen*

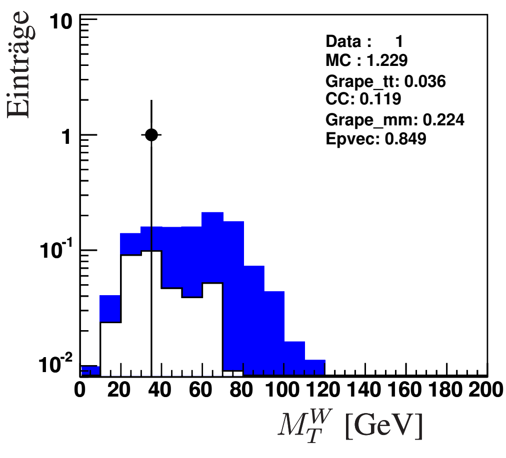

Abbildung 5.23:
Transversale Masse des W-Kandidaten. Das EpVec-Monte-Carlo ist hier, wie auch in den zwei folgenden Abbildungen, dunkel dargestellt. Das leere Histogramm zeigt den restlichen Untergrund. Der Punkt repräsentiert das Daten-Ereignis.

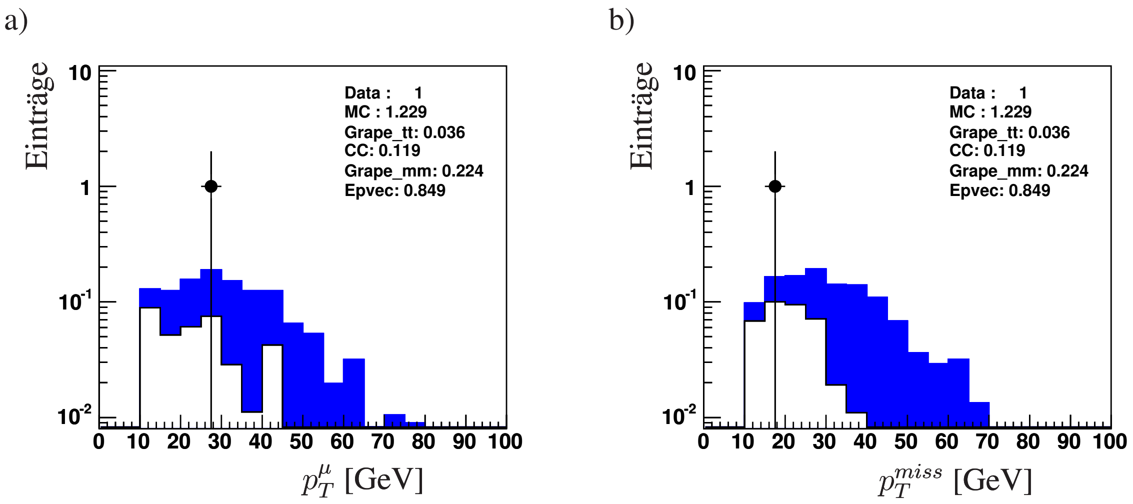

Abbildung 5.24:
Verteilungen von (a) Transversalimpuls des Myons und (b) fehlendem Transversalimpuls aus der endgültigen Selektion

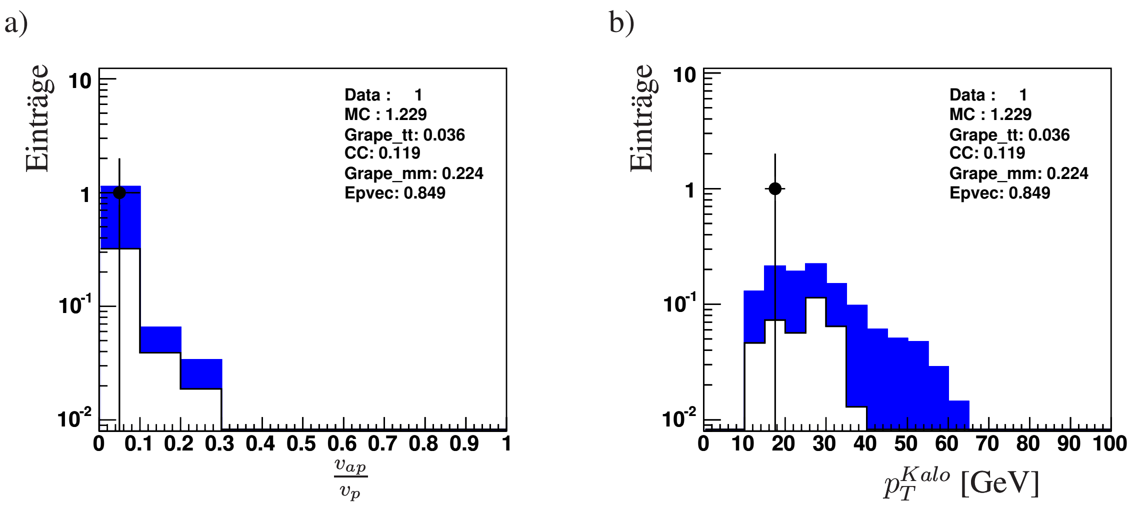

Abbildung 5.25:
(a) V-Verhältnis und (b) Transversalimpuls im Kalorimeter der endgültigen Selektion

	Run 433118, Ereignis 137816
M_T^W	38.57 GeV
θ_μ	$40.51°$
p_T^μ	25.63 GeV
p_T^{miss}	17.78 GeV
p_T^{Kalo}	17.31 GeV
$\frac{v_{ap}}{v_p}$	0.03

Tabelle 5.5:
Kenngrößen des Kandidaten-Ereignisses für reelle W-Bosonen-Produktion mit anschließendem Zerfall in den Myon-Kanal

des Neutrinos (p_T^{miss}) und des hadronischen Endzustandes (p_T^{Kalo}) sowie das V-Verhältnis zu sehen.

Eine graphische Darstellung des Kandidaten-Ereignisses im H1-Detektor ist in Abbildung 5.26 zu sehen, Tabelle 5.5 fasst die Kenngrößen zusammen. Klar zu erkennen ist das Myon bei einem Polarwinkel von $\theta_\mu = 40°$ in der unteren Detektorhälfte. Der Jet befindet sich in der oberen Hemisphäre, in der r-ϕ-Ebene ist im "rechten" Bereich der fehlende Transversalimpuls zu erahnen. Außerdem ist hier zu erkennen, dass das V-Verhältnis sehr klein sein muss ($V_R = 0.03$), weil in der dem Jet abgewandten Hemisphäre kaum Energie deponiert ist. Ein gestreutes Elektron befindet sich nicht im Detektor.

5.2.7 Schnittfolge

In diesem Abschnitt soll auf die Abfolge der Schnitte und ihre jeweilige Effizienz eingegangen werden.

In den ersten drei Zeilen der Tabelle 5.6 stehen die Schritte der Vorselektion, die in Abschnitt 5.1.7 diskutiert wurden. Die Kontroll-Selektion wurde in Abschnitt 5.2.3 eingeführt und beinhaltet die Schnitte aus Tabelle 5.3. Die unteren Zeilen sind die im vorherigen Abschnitt genauer diskutierten Schnitte.

Interessant ist die Entwicklung der Ereigniszahlen im Vergleich einerseits zwischen Daten und Monte-Carlo-Erwartung und andererseits zwischen Signal- und Untergrund-Erwartung. Zu Beginn stehen etwa 35000 Datenereignisse 373000 simulierten Ereignissen gegnüber. Enthalten sind darin nur knapp sieben Ereignisse aus dem Signal-Monte-Carlo EpVec. Bei einer Luminosität von $\mathcal{L} \approx 99$ pb^{-1} und einem theoretischen Wirkungsquerschnitt für den Prozess $ep \longrightarrow eWX$ von $\sigma_W \approx 1$ pb sowie einer Zerfallswahrscheinlichkeit von etwa 11%

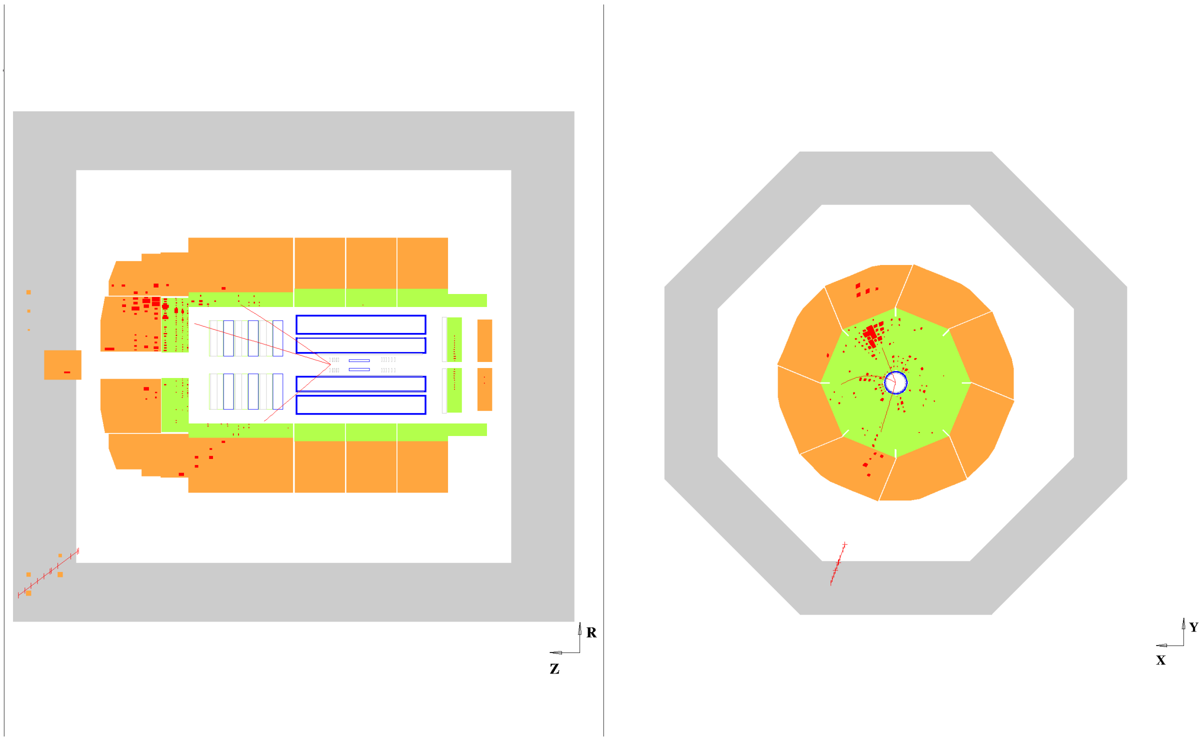

Abbildung 5.26: *W-Boson-Kandidat: Run 433118, Event 137816*

über den Myon-Kanal, werden ungefähr neun Ereignisse erwartet. Dass hier nur sieben vorhanden sind, liegt an den schon beschriebenen Forderungen nach einem isolierten Myon und einem Jet. Nach der notwendigen Trigger-Forderung reduziert sich der Anteil der erwarteten W-Boson-Kandidaten sogar auf drei Ereignisse.
Die gesamte Vorselekion ist in der dritten Zeile zu sehen.
Die Kontroll-Selektion macht die Daten mit der MC-Erwartung vergleichbar. Sie reduziert den gesamten simulierten Untergrund um 99.7%, wobei weniger als die Hälfte der Signal-Ereignisse (aus EpVec) verloren gehen.
Nun folgt der Schnitt auf den im Kalorimeter gemessenen Transversalimpuls, der annähernd dem Transversalimpuls des hadronischen Endzustands entspricht. Dieser Schnitt ist sehr hart, entfernt aber den Neutral-Current-Untergrund vollständig.
Mit dem Schnitt auf den fehlenden Transversalimpuls wird auch der simulierte Photoproduktions-Untergrund aus der Selektion entfernt. Auf dieser Stufe stehen sieben Ereignisse aus den Daten einer Vorhersage von zwei Ereignissen gegenüber.
Der Charged-Current-Anteil wird durch die Forderung eines Myon-Transversalimpulses größer als 12 GeV reduziert, es verbleiben noch vier Ereignisse in der Selektion.
Durch den letzten Schnitt auf die Akoplanarität bleibt nur ein myonisch zerfallender W-Boson-Kandidat für das Jahr 2005 übrig.

Ereigniszahlen in der Schnittfolge									
Schnitte	Daten	MC-Summe	W-Prod.	$\mu\mu$-Prod.	CC	$\tau\tau$-Prod.	Photoprod.	NC	ee-Prod.
iso. μ + Jet	35179	373175.2	6.8	36.6	49.2	9.0	368139.2	4933.1	1.2
Trigger	22152	70461.8	2.9	14.1	11.2	3.8	69421.4	1007.6	0.7
Vorselektion	17610	64771.2	2.5	12.4	10.9	3.0	63899.9	841.8	0.6
Kontroll-Selektion	281	219.4	1.4	7.9	0.2	1.2	207.4	1.2	-
$p_T^{Kalo} \geq 12$ GeV	25	9.8	1.1	3.7	0.2	0.7	4.0	-	-
$p_T^{miss} \geq 12$ GeV	7	2.0	1.1	0.5	0.2	0.2	-	-	-
$p_T^{\mu} \geq 12$ GeV	4	1.5	0.9	0.4	0.1	0.1	-	-	-
$\Delta\varphi_{\mu-X} < 170°$	1	1.2	0.8	0.2	0.1	-	-	-	-

Tabelle 5.6:
Schnittfolge. Die Zahlen geben die Anzahl der Ereignisse auf den einzelnen Schnitt-Stufen an. In der ersten Spalte stehen die Daten, dann folgt die Summe aller Untergrund-Monte-Carlo-Simualtionen. In der dritten Spalte stehen die Erwartungen aus dem Signal-Monte-Carlo EpVec. Es folgen die Leptonpaar-Produktionen (Grape), Charged- und Neutal-Current (Django) sowie die Photoproduktion aus Pythia.

Kapitel 6

Ergebnisse

In diesem Kapitel wird ein Wirkungsquerschnitt für den myonischen Zerfallskanal der rellen W-Boson-Produktion bei HERA berechnet und der statistische und systematische Fehler abgeschätzt.

6.1 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines reellen W-Bosons, das anschließend myonisch zerfällt, lässt sich mit der folgenden Gleichung berechnen

$$\sigma = \frac{N_{Dat} - N_{Ug}}{\mathcal{L} \cdot \mathcal{A}} \tag{6.1}$$

N_{Dat} ist die Anzahl der W-Kandidaten-Ereignisse und ergibt sich aus der Daten-Selektion, während N_{Ug} die Anzahl der aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Untergrund-Ereignisse ist. $\mathcal{L}$ ist die integrierte Luminosität des Datensatzes und $\mathcal{A}$ die Detektorakzeptanz, die in diesem Fall aus der Monte-Carlo-Simulation berechnet wird

$$\mathcal{A} = \frac{N_{rek}}{N_{gen}} \tag{6.2}$$

N_{gen} gibt die Anzahl der im Phasenraum generierten Ereignisse an, während N_{rek} die Anzahl der Ereignisse darstellt, welche nach der vollständige Selektion auf Rekonstruktionsniveau übrig bleiben. Da auf Generatorniveau keine Schnitte angewandt werden, gibt $\mathcal{A}$ die Akzeptanz auf den totalen Wirkungsquerschnitt an.

Durch Einsetzen der Werte $N_{Dat} = 1$, $N_{Ug} = 0.37$, $\mathcal{L}_{2005} = 99.45$ pb^{-1} und $\mathcal{A} = 0.073$ ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für reelle W-Boson-Produktion mit myonischem Zerfall zu

$$\sigma = (0.087 \pm 0.087 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (sys.)}) \text{ pb} \tag{6.3}$$

Die Berechnung der Fehler wird in den beiden folgenden Abschnitten beschrieben.

6.1.1 Statistischer Fehler

Unter der Annahme eines gaußschen Fehlers von $\sigma = \sqrt{N}$ auch für eine kleine Ereigniszahl, ist der statistische Fehler auf N_{Dat}, da nur ein Signal-Ereignis existiert, durch $\delta_{N_{Sig}} = 1$ gegeben. Er entspricht also 100% und somit 0.087 pb.

6.1.2 Systematische Fehler

Zu den größten systematischen Fehlern gehören der Fehler der Untergrundkorrektur $\delta_{N_{Ug}}$ und der Fehler der Akzeptanz $\delta_{\mathcal{A}}$. Der Fehler auf die Zahl der erwarteten Untergrundereignisse ergibt sich aus der Monte-Carlo-Statistik zu $\delta_{N_{Ug}} = 0.0781$, während der Fehler der Akzeptanz $\mathcal{A}$ durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet wird. Dafür ist eine Umformulierung von Gleichung 6.2 nötig, um die eingehenden Größen als unabhängig annehmen zu können

$$\mathcal{A} = \frac{N_{sel}}{N_{sel} + N_{n\ sel}} \tag{6.4}$$

N_{sel} beschreibt die Anzahl der auf Rekonstruktionsniveau selektierten Ereignisse, während $N_{n\ sel}$ die nicht selektierten Ereignisse zählt. Die Fehlerfortpflanzung lautet

$$\begin{aligned}\delta_{\mathcal{A}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial N_{sel}}\right)^2 \delta^2_{N_{sel}} + \left(\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial N_{n\ sel}}\right)^2 \delta^2_{N_{n\ sel}}} \\ &= \sqrt{\left(\frac{N_{n\ sel}}{(N_{sel} + N_{n\ sel})^2}\right)^2 \delta^2_{N_{sel}} + \left(\frac{-N_{sel}}{(N_{sel} + N_{n\ sel})^2}\right)^2 \delta^2_{N_{n\ sel}}} = 2.93 \cdot 10^{-6}\end{aligned} \tag{6.5}$$

Diese beiden Fehler, die aus den Monte-Carlo-Simulationen gewonnen werden, führen durch Fehlerfortpflanzung auf eine Unsicherheit von 12.6% auf den Wert des Wirkungsquerschnitts.

Die weiteren systematischen Fehler werden in [H1 03] für HERA I abgeschätzt und für diese Analyse übernommen. In der Tabelle 6.1 ist eine Übersicht der Unsicherheiten und ihrer Auswirkungen auf den Fehler des Wirkungsquerschnitts (in Prozent) angegeben. Im Folgenden wird eine kurze Beschreibung der Quellen gegeben

- **leptonische Größen:** hier gehen Variationen der Winkelmessungen von θ_μ um 3 mrad und ϕ_μ um 1 mrad sowie eine Unsicherheit der Myon-Energie-Skala von 5% ein.
- **hadronische Größen:** Polar- beziehungsweise Azimutalwinkel werden um je 20 mrad variiert; für die Unsicherheit der Energie-Skala des hadronischen Endzustandes werden 4% und für den Fehler der Messung des V-Verhältnisses ± 0.02 angenommen.

Quellen der systematischen Fehler	**Fehler am Wirkungsquerschnitt**
Monte-Carlo-Statistik	$\pm 12.6\%$
leptonische Größen	$\pm 0.6\%$
hadronische Größen	$\pm 3.3\%$
Trigger und Myonidentifikation	$\pm 16.1\%$
Luminosität	$\pm 1.5\%$
Modell Unsicherheit	$\pm 10\%$
gesamt	$\mathbf{\pm 23.1\%}$

Tabelle 6.1:
Überblick der systematischen Fehler und ihrer Auswirkungen auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt

- **Trigger und Myonidentifikation:** unter diesem Punkt ist eine Untersuchung der Fehler der Myon-Effizienz (5% für $\theta_\mu > 12.5°$ und 15% für $\theta_\mu < 12.5°$), der Spur-Rekonstruktion (3%) und der Trigger-Effizienzen ($\approx 15\%$ in den in dieser Analyse betrachteten p_T^X-Bereichen) zusammengefasst.

- **Luminosität:** es wird eine Unsicherheit von 1.5% auf die Messung der Luminosität angenommen.

- **Modell:** an dieser Stelle wird die Modell-Abhängigkeit der Akzeptanz berücksichtigt. Dazu wird eine Unsicherheit von 10% abgeschätzt, indem neben EpVec noch weitere Generatoren (Pythia und Anotop) für W-Bosonen untersucht werden.

Durch quadratische Summation der in Tabelle 6.1 angegebenen Fehler, errechnet sich das Quadrat des gesamten systematischen Fehlers auf den Wirkungsquerschnitt. Dieser Fehler ergibt sich zu $\delta_{sys} = \pm 23.1\%$, was $\delta_{sys} = \pm 0.020$ pb entspricht.

Myonidentifikation

Die größte experimentelle Unsicherheit resultiert aus der Myonidentifikation (siehe Tabelle 6.1). Daher wird die Identifikations-Effizienz für Myonen in Daten-Ereignissen aus dem Jahr 2005 und in EpVec in dieser Analyse bestimmt, um die Annahme aus [H1 03] zu überprüfen. Der hierfür verwendete Datensatz besteht aus Ereignissen mit genau zwei Spuren und mindestens einem guten Myon. Er enthält überwiegend Ereignisse mit elastischen J/Ψs und kosmischen Myonen. Unter der Annahme, dass auch die zweite Spur von einem Myon erzeugt sein müsste, kann die Effizienz berechnet werden. Bei den von EpVec simulierten Ereignissen kann durch Vergleich der Rekonstruktions- und Generatorinformationen die Effizienz bestimmt werden.

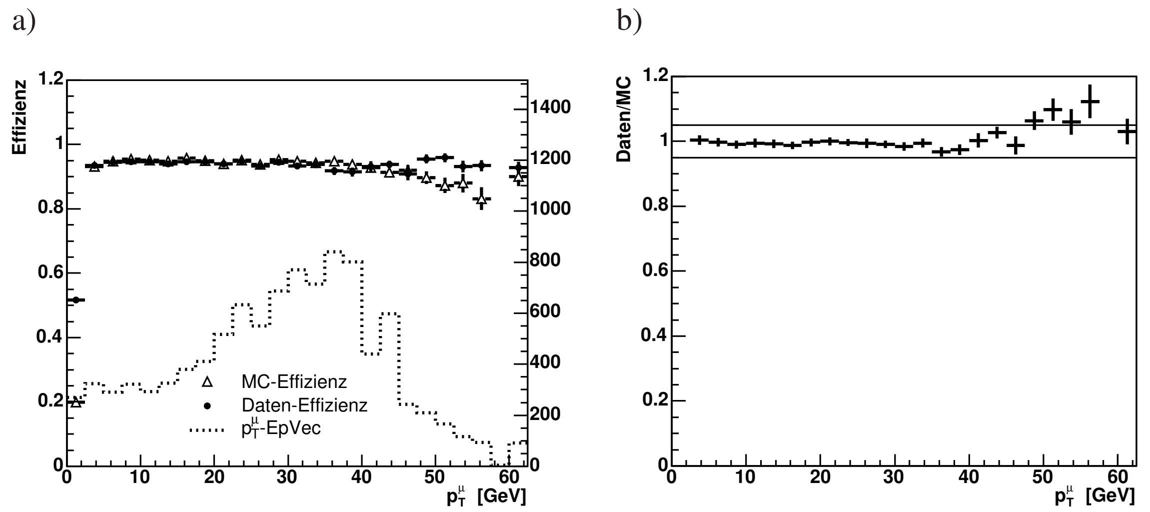

Abbildung 6.1:
(a) Myon-Effizienzen aus dem Datensatz von 2005 und der EpVec-Monte-Carlo-Simulation über den Transversalimpuls der Myonen, zusätzlich ist die p_T^μ-Verteilung auf Rekonstruktionsniveau des EpVec-Monte-Carlos zu sehen, die zugehörige Achse befindet sich rechts. (b) Verhältnis der Effizienzen aus Daten und Simulation mit einem Fehlerband von $\pm 5\%$.

In Abbildung 6.1 (a) sind die ermittelten Effizienzen eingetragen. In dem in dieser Analyse untersuchten Bereich liegen sie zwischen 90% und 95%. Um den in [H1 03] angenommenen Fehler von 5% auf die Effizienz zu überprüfen, wurden die Effizienzen für Abbildung 6.1 (b) durcheinander geteilt

$$\frac{\epsilon(Daten)}{\epsilon(MC)} \tag{6.6}$$

und das Fehlerband eingezeichnet. Bei den relevanten Myontransversalimpulsen kleiner als 50 GeV ist diese Abschätzung gut.

6.1.3 Diskussion

Der aus der Analyse extrahierte Wert des Wirkungsquerschnitts von

$$\sigma = (0.087 \pm 0.087 \text{ (stat.)} \pm 0.020 \text{ (sys.)}) \text{ pb}$$

stimmt im Rahmen seiner Fehler gut mit den Vorhersagen aus dem Standardmodell überein, diese sind in Tabelle 6.2 aus [Vee05] zusammengefasst. Die angegeben Fehler resultieren aus der quadratischen Summation der statistischen und systematischen Fehler.

p_T^X	Wirkungsquerschnitt
< 25 GeV	$\sigma_W = (0.088 \pm 0.013)$ pb
> 25 GeV	$\sigma_W = (0.020 \pm 0.003)$ pb
ganzer Bereich	$\sigma_W = (0.108 \pm 0.016)$ pb

Tabelle 6.2:
Erwartung aus dem Standardmodell für den Wirkungsquerschnitt der W-Boson-Produktion mit anschließendem myonischen Zerfall (aus [Vee05])

Zusammenfassung und Ausblick

Die Selektion für W-Boson-Kandidaten ist komplex, da diese seltenen Ereignisse von Untergrund-Prozessen separiert werden müssen, die insgesamt mit einem - um etwa fünf Größenordnungen - höheren Wirkungsquerschnitt produziert werden. Für den Datensatz aus dem Jahr 2005 (e^-p-Kollisionen) mit einer Luminosität von $\mathcal{L} = 99.45\,\text{pb}^{-1}$ wird ein Kandidaten-Ereignis für W-Produktion mit anschließendem myonischen Zerfall selektiert. Die Standardmodell-Erwartung beträgt 1.2 ± 0.1 Ereignisse, es wird folglich kein Überschuss in den Daten beobachtet. In Tabelle 6.3 sind die beobachteten und aus dem Standardmodell erwarteten Ereigniszahlen für Elektron- beziehungsweise Positron-Betrieb aufgelistet

analysierte Datensätze	**Myon-Ereignisse** beob./erw.
2005 e^-p mit $\mathcal{L} \approx$ 99 pb^{-1}	1 / 1.2 ± 0.1 (67%)
1998 – 2005 e^-p mit $\mathcal{L} \approx$ 121 pb^{-1}	1 / 3.3 ± 0.5 (79%)
1994 – 2004 e^+p mit $\mathcal{L} \approx$ 158 pb^{-1}	9 / 3.9 ± 0.6 (84%)

Tabelle 6.3:
Zusammenfassung der Suche nach Ereignissen mit isolierten Myonen und hohem fehlendem Transversalimpuls bei H1. ***Die erste Zeile stammt aus dieser Analyse****, die beiden anderen aus [H1 05]. Verglichen sind jeweils die beobachteten Ereignisse mit der Standardmodell-Erwartung. In Klammern ist der Beitrag aus der W-Simulation angegeben, der Rest stammt aus Untergrund-Simulationen.*

Die Abweichung in der Zahl der pro Luminosität erwarteten Ereignisse zwischen dieser Analyse und einem H1 Preliminary aus dem Jahre 2005 [H1 05] (Zeilen eins und zwei aus Tabelle 6.3) resultiert aus leicht variierten Schnitten. Hauptsächlich sind der härtere Schnitt auf den Myontransversalimpuls von $p_T^\mu > 12$ GeV in der vorliegenden Arbeit statt $p_T^\mu > 10$ GeV in [H1 05] und ein härterer Schnitt auf das V-Verhältnis für die geringere Standardmodell-Erwartung verantwortlich.

Es ist deutlich zu sehen, dass nur bei e^+p-Kollisionen ein Überschuss vorhanden ist. Deshalb wird die Analyse der letzten Datennahmeperiode von H1, die gerade beginnt und in der HERA mit Positronen betrieben wird, sehr interessant sein. Bis Mitte 2007 sollte etwa noch einmal so viel Luminosität gesammelt werden, wie in den Jahren 1994-2004.

Die vorliegende Arbeit könnte weiterhin durch eine genauere Analyse der einzelnen systematischen Fehler sowie einer Akzeptanzbestimmung aus den Daten erweitert werden. Dazu gehört auch eine Untersuchung der Triggereffizienzen und ein Einbau der FTT-Triggerelemente in die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen. Die Selektion selbst bietet, auch im Vergleich mit älteren Analysen ([Sch96], [Mal00], [Sou03], [Vee05]), nicht mehr viel Spielraum für Optimierung.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Feynmandiagramm: Elektron-Proton-Streuung 4
1.2 Feynmandiagramm: Neutraler Strom 5
1.3 Feynmandiagramm: W-Produktion 7
1.4 Feynmangraphen der W-Produktion 8
1.5 W-Kandidat von 1997 9
1.6 Transversalimpulse auf Generatorniveau 10
1.7 Feynmandiagramm: Drei-Boson-Kopplung 11
1.8 Feynmandiagramme: Top-Produktion 12

2.1 HERA-Ring 14
2.2 H1-Detektor 16
2.3 Spurkammern 17
2.4 LAr-Kalorimeter 18
2.5 Myonsystem 19
2.6 Myondetektor: Eisen 20
2.7 Vorwärts-Myon-Toroid 21

3.1 Bethe-Bloch-Funktion 26
3.2 W-Massen aus der Monte-Carlo-Simulation 31

4.1 Feynmandiagramme: Boson-Gluon-Fusion 34
4.2 Simuliertes Ereignis der Photoproduktion 35
4.3 Feynmandiagramme von NC und CC 36
4.4 Feynmandiagramm: Leptonpaar-Produktion 37
4.5 Monte-Carlo-Generator-Ereignis der Myon-Paar-Produktion 38

5.1 Untergrund-Ereignisse 40
5.2 Vertex-Umwichtung 44
5.3 Transversale Masse und fehlender Transversalimpuls 46
5.4 Verteilungen nach Schnitt auf Trigger 46
5.5 Verteilungen nach der Vorselektion 47
5.6 Abstände in η-ϕ 48
5.7 $p_T^\mu \geq 5$-Schnitt 49
5.8 Polarwinkel-Verteilung des Myons 50

5.9 V-Verhältnis 51
5.10 V-Verhältnis, vgl. Daten-Monte-Carlo-Erwartung 52
5.11 Myon-Phasenraum 53
5.12 Kontrollselektion: Transversalimpulse 54
5.13 Isolation des Myons 54
5.14 Kalorimeter-Impuls-Schnitt 55
5.15 Nach dem Kalorimeter-Impuls-Schnitt 56
5.16 Fehlender Transversalimpuls 57
5.17 Schnitt auf fehlenden Transversalimpuls 58
5.18 Schnitt auf Myon-Transversalimpuls 59
5.19 Nach Myon-Transversalimpuls-Schnitt 59
5.20 Akoplanarität 60
5.21 Akoplanaritäts-Schnitt I 61
5.22 Akoplanaritäts-Schnitt II 61
5.23 Transversale W-Masse der endgültigen Selektion 62
5.24 Transversalimpuls-Verteilungen der endgültigen Selektion 63
5.25 V-Verhältnis und Kalorimeter-Transversalimpuls der endgültigen Selektion . 63
5.26 Ereignis-Darstellung 65

6.1 Myon-Effizienz 70

Tabellenverzeichnis

3.1 Eisen-Signal 28

5.1 Subtrigger und Triggerelemente 43
5.2 Vorselektion 45
5.3 Kontroll-Schnitte 53
5.4 Selektions-Schnitte 62
5.5 W-Kandidat 64
5.6 Schnittfolge 66

6.1 Systematische Fehler 69
6.2 Wirkungsquerschnitt: Erwartung aus dem Standardmodell 71

6.3 Isolierte Myonen bei H1 73

Literaturverzeichnis

[Abe01] Tetsuo Abe, *Grape-dilepton (version 1.1): A generator for dilepton production in ep collisions*, Comput. Phys. Commun. **136** (2001), 126–147.

[CG69] Curtis G. Callan and David J. Gross, *High-energy electroproduction and the constitution of the electric current*, Phys. Rev. Lett. **22** (1969), 156–159.

[CSS94] K. Charchula, G. A. Schuler, and H. Spiesberger, *Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton - proton scattering: The Monte Carlo generator DJANGO6*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994), 381–402.

[D$^+$99] C. Diaconu et al., *H1EPVEC - $W^\pm$ and Z Production Monte Carlo Generator based on EPVEC*, CPPM Marseille (1999).

[H1 03] H1 Collaboration, *Isolated electrons and muons in events with missing transverse momentum at HERA*, Phys. Lett. B **561** (2003), 241.

[H1 05] H1 Collaboration , *Events with an Isolated Lepton and Missing Transverse Momentum at HERA*, H1 Preliminary (2005).

[Hel06] Chrsitian Helebrant, *Analyse von Reaktionen des geladenen schwachen Stromes und Suche nach Leptoquarks in HERA-ii-Daten von 2005*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, Januar 2006.

[Hew96] Kirstee Louise Hewitt, *The Detection and Triggering of Forward Muons using the H1-Detector*, Dissertation, University of Birmingham, 1996.

[KD02] M. Spira K.-P.O. Diener, Ch. Schwanenberger, *Photoproduction of W bosons at HERA: QCD corrections*, Eur. Phys. J. C **25** (2002), 405.

[LT] U. Langenegger and G. Tsipolitis, *On Muon Identification in the Barrel of the H1 Detector*, H1 internal note: H1-04/98-542.

[Lüd05] Henning Lüders, *Measurement of Forward Beauty Photoproduction at HERA Using Semileptonic Decays*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, 2005.

[Mal00] Nicholas Malden, *W production in ep collisions*, Dissertation, University of Manchester, 2000.

[Mar05] Maria Martisikova, *Jet Shapes in Charm Photoproduction at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, 2005.

[PDG04] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, 2004.

[S+01] Torbjorn Sjostrand et al., *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*, Comput. Phys. Commun. **135** (2001), 238–259.

[Sch94] Guido Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, II. Institut für Experimentalphysik, Januar 1994.

[Sch96] Andre Schöning, *Untersuchung von Prozessen mit virtuellen und reellen $W^{\pm}$-Bosonen am H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, 1996.

[Sou03] David Michael South, *Events with Isolated Leptons and Missing Transverse Momentum in e^+p Collisions at HERA*, Dissertation, University of Manchester, 2003.

[Ste05] Michael Steder, *Myonidentifikation im Kalorimeter des H1-Detektors mit Neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, April 2005.

[Vee] C. Veelken, *H1NonepBgFinder - Rejection of cosmic muon and beam-halo events in the H1OO framework*, H1 internal note: H1-09/02-603.

[Vee05] Christian Veelken, *Search for Events with Isolated Leptons and Large Missing Transverse Momentum in ep Collisions at HERA*, Dissertation, University of Liverpool, 2005.